Magnetska i supravodljiva svojstva YBa_2Cu_3O_(6+x) monokristala

Rušec, Mario

Master's thesis / Diplomski rad

2020

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:217:961848

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2025-03-24**

Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Mario Rušec

Magnetska i supravodljiva svojstva $YBa_2Cu_3O_{(6+x)}$ monokristala

Diplomski rad

Zagreb, 2020.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Mario Rušec

Diplomski rad

Magnetska i supravodljiva svojstva $YBa_2Cu_3O_{(6+x)}$ monokristala

Voditelj diplomskog rada: prof. dr. sc. Ivan Kokanović

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____
Zagreb, 2020.

Diplomski rad je izrađen na Fizičkom odsjeku Prirodoslovno-matematičkog fakulteta u Zagrebu, na Zavodu za eksperimentalnu fiziku u laboratoriju za sintezu i mjerenje transportnih, magnetskih i termodinamičkih svojstava, pod mentorstvom prof. dr. sc. Ivana Kokanovića. Ovaj je rad financirala Hrvatska zaklada za znanost projektom IP-2018-01-8912, „Temeljna elektronska svojstva novih kvantnih materijala: bezmaseni i korelirani fermioni“.

Sažetak

Visokotemperaturna supravodljivost je bitna pojava u fizici. YBCO je prvi pronađen materijal koji, kada je optimalno dopiran je supravodljiv iznad temperature ukapljivanja tekućeg dušika. YBCO (Itrij-Barij-Bakar-Oksid) prema procesu izrade spada u supravodljive keramike. Ovisno o dopiranosti kisikom, odnosno šupljinama YBCO prelazi iz antiferomagnetsko-izolatorske faze u supravodljivo-metalnu fazu. Optimalno dopiran YBCO ima temperaturu supravodljivog prijelaza 92K, te kritično magnetsko polje 120T na 0K. U ovom radu obrađen je teorijski opis anizotropnih supravodljivih keramika Lawrence-Doniah model baziran na Ginzburg-Landau teoriji. Opisan je Loram model "pseudogapa" i njegov empirijski opis magnetske susceptibilnosti YBCO-a na prijelazu između miješane faze u normalnu fazu. Opisan je proces izrade i dopiranja YBCO monokristala. Također, opisane su metode kriostat magnetskih mjerenja (SQUID i piezolever metoda). Obrađena su mjerenja magnetskih svojstava YBCO monokristala: $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ i $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ mjerena SQUID metodom u miješanom i Meissner stanju. Mjerenja za YBCO monokristale ponovljena su određeno vrijeme nakon sinteze u istim uvjetima magnetskom polju i temperaturi (B,T) te su izmjerena svojstva starenja YBCO monokristala ovisno o dopiranosti.
Ključne riječi: Visoko temperaturne supravodljive keramike, $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, $YBa_2Cu_3O_{6.4}$, $YBa_2Cu_3O_{6.5}$, Magnetska svojstva YBCO monokristala, Supravodljiva svojstva YBCO monokristala, Ginzburg-Landau teorija, Lawrence-Doniah model, Loram model, Magnetska mjerenja unutar kriostata. SQUID magnetska mjerenja, Magnetska mjerenja piezoleverom, Sinteza YBCO monokristala, Dopiranje YBCO monokristala, Svojstva starenja YBCO monokristala.

Magnetic and superconducting properties of $YBa_2Cu_3O_{(6+x)}$ single crystals

Abstract

High-temperature superconductivity is an important subject in physics. YBCO is the first found high-temperature superconductor that is (when optimally doped) superconducting above liquid/gas nitrogen transition temperature 77K. YBCO (Yttrium-Barium-Copper-Oxide) according to the synthesis, behaves like superconducting ceramics. Depending on the Oxygen doping YBCO transitions from the antiferromagnetic-insulator phase to the superconducting-metal phase. Optimally doped YBCO has superconducting transition temperature 92K and critical magnetic field H_{c2}=120T on 0K. In this work theoretical description of anisotropic superconducting ceramics is described aka Lawrence-Doniah model based on Ginzburg-Landau theory. Loram model of "pseudogap" and his empirical description of YBCO magnetic susceptibility is described. We have layout the methods of cryostat magnetic measurements (SQUID and piezolever method). The magnetic measurements of $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ and $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ measured by SQUID method are laid out in this work. The same measurements have been measured after synthesis and sometime after synthesis in the same conditions magnetic field and temperature (B,T). Therefore in this work, it is shown how does aging affects the superconducting properties of $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ and $YBa_2Cu_3O_{6.5}$. At the end of this work, the magnetic measurements of $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ and $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ and are compared.

Keywords: High-temperature ceramic superconductor, $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, $YBa_2Cu_3O_{6.4}$, $YBa_2Cu_3O_{6.5}$, YBCO magnetic properties, YBCO superconducting properties, Ginzburg-Landau Theory, Lawrence-Doniah model, Loram model, cryostat magnetic measurements, SQUID measurements, Piezolever measurements, YBCO synthesis, YBCO doping, YBCO aging properties.

Sadržaj

1 Uvod **1**

2 Supravodljivost i Cooperovi parovi **6**

2.1 London model idealnog vodiča 6

2.2 Cooperovi parovi 7

2.3 Podrijetlo privlačne interakcije 8

3 Ginzburg-Landau teorija **10**

4 Kristalna Struktura YBCO monokristala **15**

5 Magnetski odziv anizotropnog supravodiča **18**

5.1 Lawrence-Doniah model 18

5.2 Magnetski moment sile na supravodič druge vrste 21

5.3 Magnetski moment na anizotropni supravodič 24

5.4 Magnetski odziv YBCO monokristala 27

5.5 Doprinos valova gustoće naboja magnetskim svojstvima YBCO monokristala 29

5.6 Vodljiva svojstva YBCO monokristala 30

6 Proces izrade i dopiranja YBCO monokristala **32**

7 Proces magnetskih mjerenja YBCO monokristala **34**

7.1 SQUID metoda 34

7.2 Piezolever metoda 35

8 Magnetska mjerenja YBCO monokristala **37**

8.1 Magnetska mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze 38

8.2 Magnetska mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze 45

8.3 Magnetska mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala 7 mjeseci nakon sinteze 55

8.4 Magnetska mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala 7 godina nakon sinteze 62

8.5 Usporedba magnetskih mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ i $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ i njihovog starenja 74

9 Zaključak **75**

Literatura **76**

10 Životopis **78**

1 Uvod

Supravodljivost je otkrivena 1911. godine. Otkrio ju je H.Kamerlingh Onnes u Leidenu hlađenjem žive (Hg) na niske temperature blizu apsolutne nule (nekoliko Kelvina), samo 3 godine nakon što je prvi ukapio tekući helij (He). Supravodljivo stanje je stanje materijala u kojem materijal vodi električnu struju bez otpora (bez gubitka energije). Materijali u supravodljivom stanju se opiru prodiranju magnetskog polja kroz materijal te se za slaba magnetska polja ponašaju kao idealni dijamagneti. Fizikalni opis opiranja supravodiča prolasku magnetskog polja kroz supravodič prvi su dali braća Fritz i Heinz London u tzv. Londonovom modelu idealnog vodiča 1935, nedavno nakon otkrića da su magnetska polja izbačena van supravodiča. Niskotemperaturna supravodljivost je teoretski objašnjena 1950-ih i 1960-ih te ju u potpunosti objašnjava BCS teorija. Niskotemperaturna supravodljivost je posljedica sparivanja elektrona u Cooperove parove preko fonona.

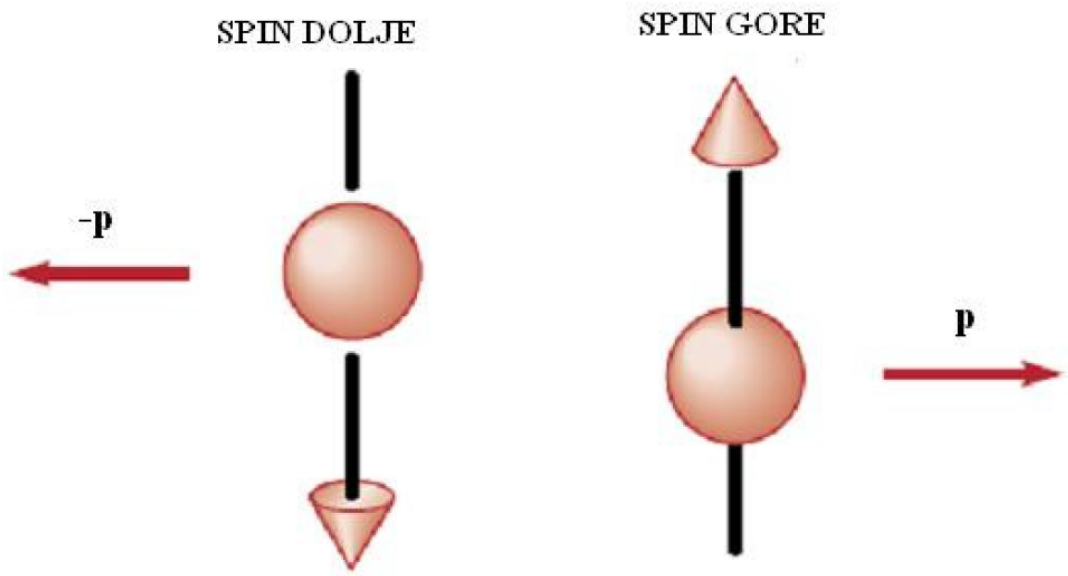
Godine 1986. su Bednorz i Müller pronašli visokotemperaturne supravodiče. Visokotemperaturni supravodiči se generalno fenomenološki ponašaju kao i klasični supravodiči, ali osnovni mikroskopski mehanizmi nisu još do danas razjašnjeni. Supravodiči s temperaturom supravodljivog prijelaza T_c dosta nižom od 20K [8] se zovu niskotemperaturni supravodiči, dok supravodiči s višom T_c se zovu visokotemperaturni supravodiči. YBCO je visokotemperaturni supravodič, a prema procesu izrade i kristalnoj strukturi spada u supravodljive keramike. Optimalno dopiran kisikom YBCO ($YBa_2Cu_3O_{6.92}$) ima temperaturu supravodljivog prijelaza $T_c = 92$K.

Supravodljivo stanje je kondenzat Cooperovih parova. Cooperovi parovi su elektroni spareni preko fonona po spinu i impulsu (**k** $\uparrow$, -**k** $\downarrow$), kao što je prikazano na slici 1.1.

Spareni elektroni se skupa nalaze u stanju koje se nalazi pomaknuto za energy gap ispod Fermijeve razine.

Budući da su Cooperovi parovi cjelovitog spina, ponašaju se kao Bozoni, prema Bose-Einstein statistici te na niskim temperaturama tvore kondenzat, odnosno svi Cooperovi parovi spuštaju se u najniže energetsko stanje koje je pomaknuto za "Energy gap" odnosno energetski procjep ispod Fermijeve razine. Energetski procjep ispod Fermijeve razine prva je pretpostavila BCS teorija. Eksperimentalni dokaz postojanja energetskog pomaka, odnosno niže energije kondenzata Cooperovih parova od

Fermijeve razine je apsorpcija elektromagnetskog zračenja u mikrovalnom spektru. Cooperovi parovi su spareni na skali cijelog materijala.



Slika 1.1: Na slici je prikazano shematsko sparivanje elektrona u Cooperove parove po spinu i impulsu. Cooperovi parovi su spareni na skali cijelog materijala. Slika je preuzeta iz [7].

Za niskotemperaturne supravodiče negativni elektroni (elektroni se međusobno odbijaju) su spareni u Cooperove parove preko fonona (kvanata titranja rešetke). Eksperimentalni dokaz sparivanja elektrona u parove preko fonona u niskotemperaturnim supravodičima dobiven je tzv. izotopnim efektom (koji predviđa BCS teorija).

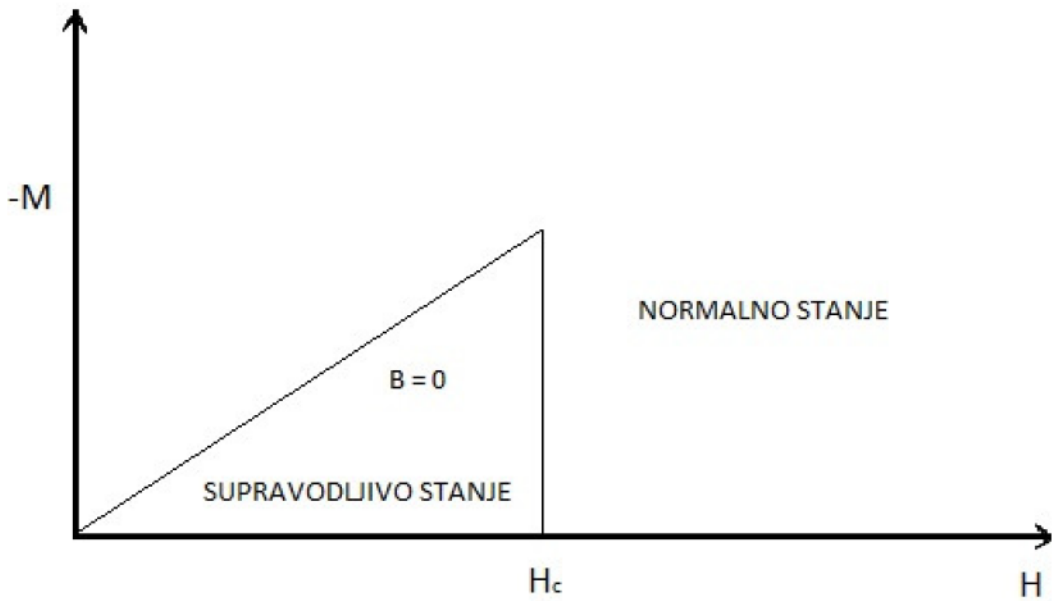
Energetski procjep niskotemperaturnih supravodiča ima ovisnost $\Delta \sim \hbar\omega_c$, a $\omega_c \sim M^{-1/2}$, masi izotopa. Pri promjeni elemenata supravodiča njegovim izotopima mijenja se energetski procjep između Fermijeve razine i energije kondenzata, što rezultira ovisnosti kritičnog magnetskog polja H_c i temperature supravodljivog prijelaza T_c kao $\sim \mathrm{M}^{-1/2}$. Ova ovisnost se zove izotopni efekt.

Supravodljivo stanje je stanje koje se nalazi unutar površine definirane s 3 vezane veličine (strujom kroz vodič J, magnetskim poljem u okolini supravodiča H i temperaturom supravodiča T). Za svaku od ovih veličina uz konstantne druge veličine postoji kritična vrijednost iznad koje prestaje supravodljivost (J_c, H_c, T_c).

Supravodljivo stanje nije stanje gdje je očuvan ukupan broj Cooperovih parova, ali je stanje makroskopsko, gdje su elektroni spareni na skali cijelog materijala.

Supravodiči vode struju bez otpora. Prvi opis idealnog vodiča dala su braća London u Londonovom modelu idealnog vodiča, gdje se unutar supravodiča u magnet-

skom polju javljaju supravodljive vrtložne struje koje smanjuju magnetsko polje kao $H(x) = H_{ext}e^{-x/\lambda}$, gdje je λ London penetracijska duljina. Supravodljivost pri niskim temperaturama karakterizira tzv. Meissner stanje, stanje u kojem je supravodič idealni dijamagnet, kao što je prikazano na slici 1.2. Tijekom Meissner stanja, na površini supravodiča teku supravodljive struje koje ne daju magnetskom polju da prodire u materijal.



Slika 1.2: Na slici je prikazana ovisnost magnetizacije o magnetskom polju za supravodiče I vrste, tzv. Meissner stanje. Za magnetsko polje iznad H_c magnetsko polje toliko podigne energiju Cooperovih parova, da vezano stanje postane nemoguće, te se "uguši" supravodljivost. Slika je preuzeta iz [7].

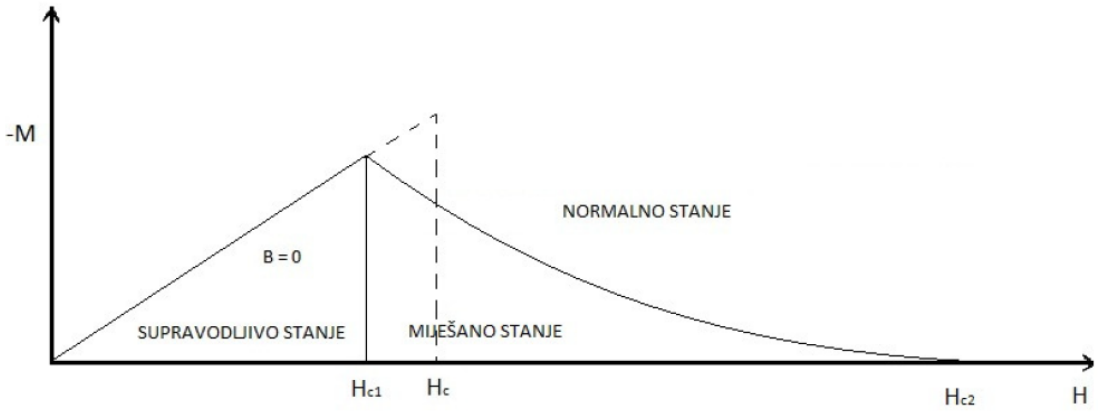
Supravodiče karakterizira skok u toplinskom kapacitetu na temperaturi supravodljivog prijelaza T_c.

Visokotemperaturne supravodiče i njihova svojstva BCS teorija ne može objasniti, te se za njihov opis koristi Ginzburg-Landau teorija. Ginzburg-Landau teorija supravodljivo stanje opisuje pomoću Ginzburg-Landau slobodne energije:

$$F = \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{4m}\left|\left(\frac{\hbar}{i}\bigtriangledown - 2e\vec{A}\right)\psi\right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}, \tag{1.1}$$

gdje slobodna energija ima minimum za $T < T_c$ koji opisuje supravodljivo stanje. U izrazu slobodne energije parametar α ima temperaturnu ovisnost $\alpha(t) = \alpha_0(T - T_c)$, a parametar β nema temperaturnu ovisnost, $\vec{A}$ je magnetski vektorski potencijal, B vanjsko polje, ψ valna funkcija Cooperovih parova, $\hbar$ reducirana Planckova kons-

tanta, m masa elektrona, e naboj elektrona, μ_0 permeabilnost vakuuma. Ginzburg-Landau teorija ne opisuje fenomenološki vrstu privlačne veze između parova elektrona, te je uzrok veze još u debati. YBCO pokazuje slab izotopni efekt, tako da fononi nisu glavni uzrok visokotemperaturne supravodljivosti. (Postoji dosta dokaza da je vrsta veze Cooperovih parova unutar YBCO kristala tzv. d-wawe pairing [9], iako postoji i teorija da je vrsta veze Cooperovih parova zapravo veza koja se prenosi preko spinskih pobuđenja [5]...) Supravodiči se dijele na supravodiče I. i II. vrste prema Ginzburg-Landau parametru κ. Ginzburg-Landau parametar [1] $\kappa = \lambda(T)/\xi(T)$, je omjer London penetracijske dužine λ, i koherentne duljine ξ, koja je prirodna skala koja opisuje valnu funkciju unutar G-L teorije. (Uloga koherentne duljine ξ postane jasnija pri opisu tzv. vortexa u miješanom stanju supravodiča II. vrste, što će biti kasnije razjašnjeno.) Supravodiči I. vrste imaju Ginzburg-Landau parametar $\kappa < 1/\sqrt{2}$, te imaju samo Meissner stanje unutar supravodljivog dijela faznog dijagrama. Supravodiči II. vrste imaju Ginzburg-Landau parametar $\kappa > 1/\sqrt{2}$, gdje uz Meissner stanje (koje poništi temperatura supravodljivog prijelaza T_{c1}), imaju i miješano stanje, u kojem magnetsko polje probija u virovima, odnosno tzv. vortexima kroz materijal. Vortexi su kvantizirani, međusobno se odbijaju pa međusobno tvore heksagonsku rešetku vortexa [1]. Supravodič druge vrste održava supravodljivo stanje do više temperature $T_{c2} > T_{c1}$. Ovisnost magnetizacije o magnetskom polju za supravodiče druge vrste je prikazana na slici 1.3.

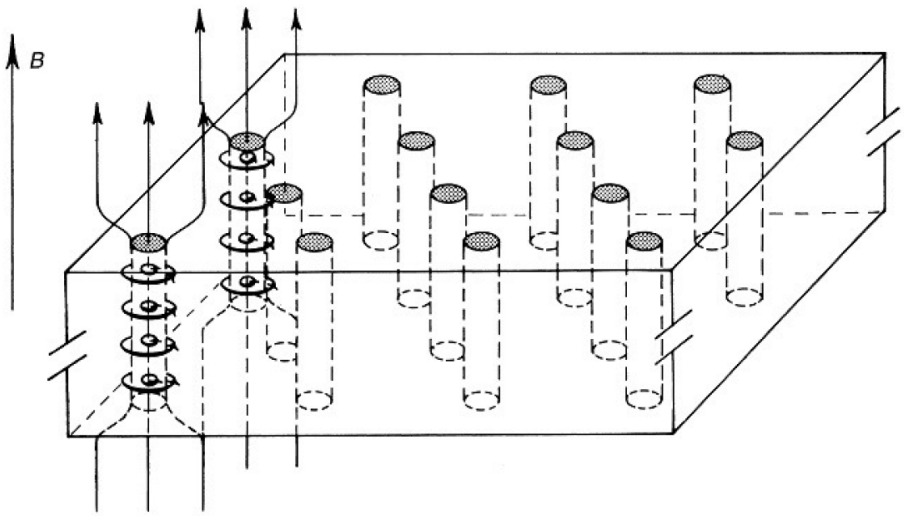


Slika 1.3: Na slici je prikazana ovisnost magnetizacije o magnetskom polju za supravodiče II vrste. Na slici je prikazano tzv. Meissner stanje, miješano stanje i njihova pripadna kritična magnetska polja H_{c1} i H_{c2}. Slika je preuzeta iz [7].

U miješanom stanju supravodič se ne može potpuno oduprijeti prolasku vanjskog magnetskog polja kroz supravodič te da bi zadržao supravodljivo stanje propušta

magnetsko polje kroz vortexe, gdje svaki vortex nosi kvant magnetskog toka (Flukson) $\phi_0 = h/2e$. Činjenica da kvant magnetskog toka kroz supravodič $\phi_0 \sim (2e)^{-1}$ govori da su elektroni spareni u Cooperove parove.

U klasičnom supravodiču druge vrste, magnetski vrtlozi se mogu gibati kroz kristal. Gibanje magnetskih vrtloga kroz kristal pomoću Faradayevog zakona indukcije inducira vrtložne struje koje rezultiraju pojavom električnog otpora te guše supravodljivo stanje. Gibanje magnetskih vrtloga se sprječava induciranjem magnetskih nečistoća, defekata rešetke u materijal, gdje se tada, vrtlozi "zalijepe" ("pinning of magnetic vortices" [1]), te se ne gibaju za dobar raspon magnetskih polja. Rešetka magnetskih vrtloga je prikazana na slici 1.4.



Slika 1.4: Na slici je prikazano miješano stanje supravodiča II vrste. Magnetsko polje prolazi kroz supravodič kroz virove, odnosno vortexe. Jezgra vortexa nije supravodljiva (dimenzije $\sim \xi$), dok oko jezgre vortexa teku supravodljive struje koje smanjuju magnetsko polje unutar supravodiča (dimenzije $\sim \lambda$), tako da je duboko unutar supravodljivog dijela magnetsko polje 0. Propuštanje vortexa kroz materijal je energetski povoljnije od Meissner faze, gdje bi jako magnetsko polje poništilo supravodljivu fazu. Slika je preuzeta iz [3].

U visokotemperaturnim keramikama ili kupratima postoje elementi u kristalnoj strukturi na koje se vortexi "zalijepe".

2 Supravodljivost i Cooperovi parovi

U ovom poglavlju razmotren je London model idealnog vodiča. London model opisuje supravodljive vrtložne struje koje su zaslužne za Meissnerov efekt (supravodič se u magnetskom polju ponaša kao idealni dijamagnet). Opisano je sparivanje elektrona u Cooperove parove te je ukratko razmatrano podrijetlo privlačne interakcije elektrona u Cooperove parove.

2.1 London model idealnog vodiča

U standardnom Drudeovom modelu električne vodljivosti, na elektron pri prolasku kroz materijal djeluje sila proporcionalna njegovoj brzini koja ovisi o relaksacijskom vremenu τ:

$$md\vec{v}/dt = e\vec{E} - m\vec{v}/\tau, \tag{2.2}$$

gdje relaksacijsko vrijeme opisuje vrijeme potrebno za raspršenje elektrona na defektima. Tada električno polje postiže ravnotežnu driftnu brzinu $\vec{v} = \frac{e\vec{E}\tau}{m}$. Ako struju vodi n elektrona tada gustoća struje iznosi $\vec{J} = ne\vec{v} = (ne^2\tau/m)\vec{E} = \sigma\vec{E}$, odnosno Ohmov zakon.

Neka supravodljivu struju vodi n_s nosioca naboja. Budući da je struja supravodljiva nema raspršenja nosioca naboja na ionima kristalne rešetke te τ teži beskonačnosti. Uvrštavanjem $\vec{v} = \vec{J}/n_s e$ u izraz 2.2 i puštanjem τ da divergira, izraz 2.2 postaje

$$dJ_s/dt = (n_s e^2/m)\vec{E} = \vec{E}/\Lambda = (c^2/4\pi\lambda^2)\vec{E}, \tag{2.3}$$

gdje su $\Lambda = \frac{m}{n_s e^2}$, i $\lambda^2 = \frac{m}{4\pi n_s e^2 c^2}$. Ako na izraz 2.3 djelujemo operatorom rotacije, te pritom iskoristimo sljedeće Maxwellove jednadžbe $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -(1/c)d\vec{h}/dt$ i $\vec{\nabla} \times \vec{h} = 4\pi\vec{J}/c$, dobije se $-\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{h} = (1/\lambda^2)\vec{h}$. Uz Maxwellovu jednadžbu $\vec{\nabla} \times \vec{h} = 0$ dobije se

$$\vec{\nabla}^2\vec{h} = \frac{\vec{h}}{\lambda^2}, \tag{2.4}$$

gdje je λ London penetracijska dubina.

$$\lambda^2 = \frac{m}{4\pi n_s e^2 c^2}. \tag{2.5}$$

Jednostavan primjer rješenja jednadžbe 2.4 je u jednoj dimenziji gdje u prostoru postoji prijelaz iz vakuuma u supravodljiv materijal. Tada magnetsko polje u supravodiču ima ovisnost $h(x) = h_0 e^{x/\Lambda}$, odnosno magnetsko polje eksponencijalno trne u supravodiču na skali London penetracijske dubine kako ono ulazi u supravodič.

2.2 Cooperovi parovi

Mala privlačna sila između dva fermiona, parova elektrona tvori vezano stanje zvano Cooperov par. Primjer sparivanja Cooperovih parova promatran je u sljedećem jednostavnom modelu. Unutar Fermi mora, na T = 0K nalaze se dva elektrona. Najniže stanje njihove valne funkcije

$$\psi_0(r_1, \vec{r}_2) = \sum_k g_k e^{i\vec{k}\cdot\vec{r_1}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r_2}}, \tag{2.6}$$

mora imati ukupan moment jednak 0, tako da svaki od elektrona mora imati iznosom jednak i smjerom suprotan impuls. Uzimajući u obzir antisimetričnost ukupne valne funkcije u odnosu na zamjenu dva elektrona, ψ_0 postaje suma produkata tipa $\cos \mathbf{k} \cdot (\mathbf{r_1} - \mathbf{r_2})$ s antisimetričnom singletnom spinskom funkcijom $(\alpha_1\beta_2 - \beta_1\alpha_2)$, ili suma produkata kao $\sin(\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r_1} - \mathbf{r_2}))$ sa simetričnom tripletnom spinskom funkcijom
$(\alpha_1\alpha_2, \alpha_1\beta_2 + \beta_1\alpha_2, \beta_1\beta_2)$. Singletno stanje ima nižu energiju od tripletnog, jer valna funkcija koja ima kosinusoidalnu ovisnost o $(\mathbf{r_1} - \mathbf{r_2})$ tako da ima veću amplitudu vjerojatnosti da su spareni elektroni međusobno blizu. Tako, dvoelektronska singletna valna funkcija Cooperovog para ima oblik

$$\psi_0(\mathbf{r_1} - \mathbf{r_2}) = \left[\sum_{k>k_F} g_{\mathbf{k}} \cos \mathbf{k} \cdot (\mathbf{r_1} - \mathbf{r_2})\right] (\alpha_1\beta_2 - \beta_1\alpha_2). \tag{2.7}$$

Uvrštavanjem izraza 2.7, u Schrödingerovu jednadžbu, može se pokazati da koeficijenti g_k i energetske svojstvene vrijednosti su određene jednadžbom

$$(E - 2\epsilon_{\mathbf{k}}) g_{\mathbf{k}} = \sum_{k'>k_F} V_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} g_{\mathbf{k}'}. \tag{2.8}$$

U izrazu 2.8, ϵ_k su neperturbirane energije ravnog vala $\hbar^2 k^2/2m$, a $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$ su matrični elementi potencijala interakcije

$$V_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = \Omega^{-1} \int V(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}'-\mathbf{k})\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r},$$

gdje je $\mathbf{r}$ udaljenost između dva elektrona, a Ω je volumen normalizacije. Budući da je jednadžba 2.8, općenito teško rješiva, Cooper uvodi sljedeću aproksimaciju: za sve $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = -V$. $\mathbf{k}$ stanja s energetskim odmakom od Fermijeve energije E_F, $\hbar\omega_c$ te $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = 0$ iznad $\hbar\omega_c$. Tada desna strana izraza 2.8 bude konstantna pa se dobije

$$g_{\mathbf{k}} = V \frac{\sum g_{\mathbf{k}'}}{2\epsilon_{\mathbf{k}} - E}. \tag{2.9}$$

Sumiranjem obje strane izraza 2.9 i poništavanjem $\sum_{\mathbf{k}} g_{\mathbf{k}}$ dobiva se

$$\frac{1}{V} = \sum_{\mathbf{k}<\mathbf{k_F}} (2\epsilon_{\mathbf{k}} - E)^{-1}. \tag{2.10}$$

Zamjenivši sumu integralom, gdje je N(0) gustoća stanja na Fermijevoj razini za elektrone sa jednom orjentacijom spina, izraz 2.10 postaje

$$\frac{1}{V} = N(0) \int_{E_F}^{E_F+\hbar\omega_c} \frac{d\epsilon}{2\epsilon - E} = \frac{1}{2} N(0) \ln \frac{2E_F - E + 2\hbar\omega_c}{2E_F - E}. \tag{2.11}$$

U većini klasičnih supravodiča $N(0)V < 0.3$. Te uz aproksimaciju slabog vezanja ($N(0)V \ll 1$) rješenje 2.11 se može napisati kao

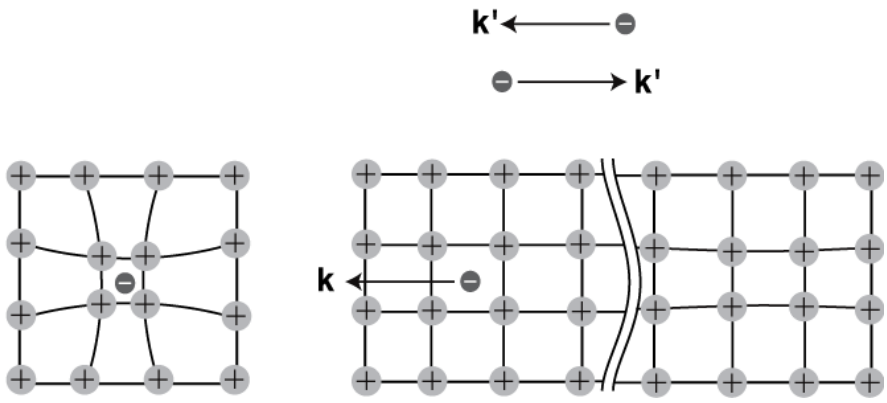
$$E \approx 2E_F - 2\hbar\omega_c e^{-2/N(0)V}. \tag{2.12}$$

Tako da je zapravo vezano stanje sa negativnom energijom u odnosu na Fermijevu površinu napravljeno sa isključivo elektronima s $k > k_F$, s kinetičkom energijom većom od E_F. Doprinos energiji privlačnog potencijala nadjača višak kinetičke energije te dovodi do vezanog stanja.

2.3 Podrijetlo privlačne interakcije

Budući da je međusobna interakcija elektrona odbojna, sami elektroni unutar medija ne mogu doći u supravodljivo stanje, ni s efektom zasjenjenja prema Fermi-Thomas

aproksimaciji (V(q)=$4\pi e^2/(q^2+k_s^2)$, gdje je k_s duljina zasjenjenja). Negativni član u potencijalnoj energiji elektrona može doći samo ako se uzme u obzir gibanje elektrona. Kada elektron prolazi kroz medij, on privuče pozitivne ione, gdje pozitivni ioni za uzvrat privuku sljedećeg elektrona, gdje time tvore efektivno privlačnu interakciju. Princip privlačne interakcije preko puta fonona je prikazan na slici 2.5.



Slika 2.5: Na slici je prikazana interakcija dva elektrona preko fonona. Gibanjem elektrona kroz medij, elektron privuče pozitivne ione, koji za uzvrat privuku drugi elektron. Ako je ova interakcija jača od Coulombove interakcije, ova interakcija daje privlačenje, te se dobiva supravodljivo stanje.

Ako je ova interakcija jača od Coulombove interakcije, ova interakcija daje privlačenje, te se dobiva supravodljivo stanje. Dokaz ove teze je pokazana izotopnim efektom, gdje je eksperimentalno pokazano da za izotope istog supravodljivog elementa H_c i T_c imaju proporcionalnost kao $M^{-1/2}$.

Drugačije interakcije sparivanja, uključujući i razmjenu drugih bozona (ne samo fonona), mogle bi biti zaslužne za supravodljivost u egzotičnim materijalima i visoko temperaturnim supravodičima. U ovim slučajevima moguće je i p-valni i d-valni karakter [9], za razliku od s-valnog pretpostavljenog ovdje. Postoje dokazi za d-valno sparivanje unutar YBCO supravodiča. Uključivanje ovih rezultata daje male korekcije na rezultate sa s-sparivanjem [9].

3 Ginzburg-Landau teorija

Osnovni postulat Ginzburg-Landau teorije je da ako je ψ mali i sporo varira kroz prostor, gustoća slobodne energije se može razviti u red u formi:

$$f_s = f_{n0} + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m}\left|\left(\frac{\hbar}{i}\nabla - \frac{e^*}{c}\vec{A}\right)\psi\right|^2 + \frac{h^2}{8\pi}, \tag{3.1}$$

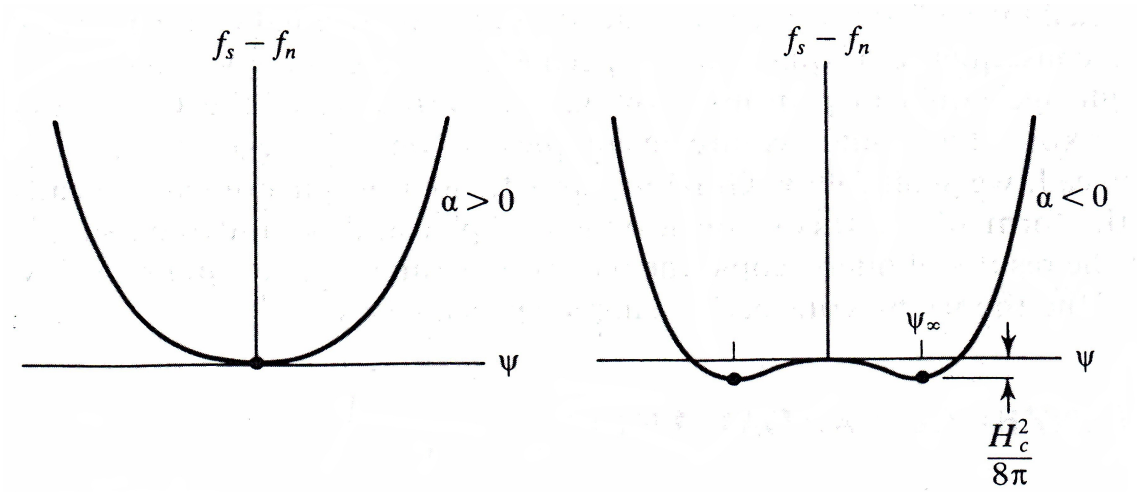
gdje je slobodna energija $F_s = \int f_s d^3\vec{r}$. Ako je $\psi = 0$, tada slobodna energija postaje normalno stanje $f_n = f_{n0} + \frac{h^2}{8\pi}$. U odsutnosti polja, i gradijenata izraz 3.1 postaje

$$f_s - f_n = \alpha|\psi|^2 + \frac{1}{2}\beta|\psi|^4. \tag{3.2}$$

Ako je $T > T_c$, $|\psi|^2 \to 0$. Član $\beta > 0$, da bi teorija imala smisla. Kao što je prikazano na slici 3.1, dobivaju se dva slučaja: ako je $\alpha > 0$, slobodna energija ima minimum za $\psi = 0$, ako je $\alpha < 0$ postoji minimum slobodne energije kada

$$|\psi|^2 = |\psi_{\text{inf}}|^2 \equiv -\frac{\alpha}{\beta}, \tag{3.3}$$

gdje notacija ψ_{inf} se koristi iz konvencije jer ψ teži toj vrijednosti duboko u unutrašnjosti supravodiča, gdje je on zasjenjen od površinskih polja i struja. Ako se izraz



Slika 3.1: Na slici je prikazana Ginzburg-Landau slobodna energija za $T > T_c$, ($\alpha > 0$) i a $T < T_c$, ($\alpha < 0$). Iz jednostavnosti ψ je uzeta kao realna funkcija. Slika je preuzeta iz [1].

3.3 uvrsti u izraz 3.2, dobiva se

$$f_s - f_n = \frac{-H_c^2}{8\pi} = \frac{-\alpha^2}{2\beta}. \tag{3.4}$$

Očito, α(T) mora mijenjati predznak iznad T$_c$. Razvojem α(T) u Taylorov red oko T_c dobiva se

$$\alpha(T) = \alpha'(T - T_c), \tag{3.5}$$

gdje je $\alpha' > 0$.

Preostali članovi izraza 3.1 uz zapis $\psi = |\psi|e^{i\phi}$ imaju formu

$$\frac{1}{2m^*}\left[\hbar^2(\bigtriangledown|\psi|)^2 + \left(\hbar \bigtriangledown \phi - \frac{e^*\vec{A}}{c}\right)^2 |\psi|^2\right]. \tag{3.6}$$

U Londonovom baždarenju ϕ je konstantan, tada drugi član izraza 3.6 postaje $e^{*2}\vec{A}^2|\psi|^2/2m^*c^2$. Izjednačavanjem ovoga s gustoćom kinetičke energije Londonovog supravodiča $\vec{A}^2/8\pi\lambda_{eff}^2$ [1], dobiva se

$$\lambda_{eff}^2 = \frac{m^*c^2}{4\pi|\psi|^2e^{*2}}. \tag{3.7}$$

Eksperimenti su pokazali da $e^* \approx$ 2e, jer supravodljivu struju vode Cooperovi parovi, tada se uzima $m^* = 2m$,. i n_s^*=$\frac{1}{2}n_s$, gdje je n_s broj elektrona u kondenzatu, a m masa elektrona. S ovim parametrima, London penetracijska dubina $n_s^*e^{*2}/m^* = n_se^2/m$, ostaje nepromijenjena.

Koristeći parametre i izraze 3.3, 3.4 i 3.7 dobivene su sljedeće relacije:

$$|\psi_{\text{inf}}^2| \equiv n_s^* \equiv \frac{n_s}{2} = \frac{m^*c}{4\pi e^{*2}\lambda_{eff}^2} = \frac{mc^2}{8\pi e^2\lambda_{eff}^2}, \tag{3.8a}$$

$$\alpha(T) = -\frac{e^{*2}}{m^*c^2}H_c^2(T)\lambda_{eff}^2(T) = -\frac{2e^2}{mc^2}H_c^2(T)\lambda_{eff}^2(T), \tag{3.8b}$$

$$\beta(T) = \frac{4\pi e^{*4}}{m^{*2}c^4}H_c^2(T)\lambda_{eff}^4(T) = \frac{16\pi e^4}{m^2c^4}H_c^2(T)\lambda_{eff}^4(T). \tag{3.8c}$$

Minimiziranjem slobodne energije po kompleksno konjugiranoj valnoj funkciji ψ^*

dobiva se

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi + \frac{1}{2m^*}\left(\frac{\hbar}{i}\bigtriangledown - \frac{e^*}{c}\vec{A}\right)^2\psi = 0 \tag{3.9}$$

Ako nema vanjskih polja, tada $\vec{A} = 0$. Uz uvjet da je valna funkcija ψ realna i supstituciju $f = \frac{\psi}{\psi_{\text{inf}}}$, gdje vrijedi $\psi_{\text{inf}}^2 = -\alpha/\beta > 0$. Izraz 3.9 postaje

$$\frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha|}\bigtriangledown^2 f + f - f^3 = 0. \tag{3.10}$$

Tada se može definirati karakteristična koherentna duljina ξ za varijaciju valne funkcije ψ.

$$\xi^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha|} \sim \frac{1}{T_c - T} \tag{3.11}$$

Važnost karakteristične duljine ξ se najbolje vidi na primjeru 1d slučaja jednadžbe 3.10, gdje $f(x)$ malo varira $f(x) \approx 1 + g(x)$, $g(x) << 1$. Ostavivši samo članove prvog reda g dobije se

$$\xi^2 g^{''}(x) + (1 + g) - (1 + 3g + \cdots) = 0,$$

odnosno

$$g^{''} = \frac{2}{\xi^2}g.$$

Tako da je rješenje $g(x) \sim e^{\pm\sqrt{2}x/\xi(T)}$. Ovaj izraz pokazuje da mala promjena ψ od ψ_{inf} će eksponencijalno trnuti na duljini veličine $\xi(T)$.

Vrijednost duljine $\xi(T)$ određena je pomoću izraza 3.11, 3.8 te uz supstituciju $\Phi_0 = \frac{hc}{e^*} = \frac{hc}{2e}$ dobiva se

$$\xi(T) = \frac{\Phi_0}{2\sqrt{2}\pi H_c(T)\lambda_{eff}(T)}. \tag{3.12}$$

Također vrijedi relacija iz BCS teorije, $\Phi_0 = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2}\pi^2\xi_0\lambda_L(0)H_c(0)$ preuzeta iz [1], pomoću koje je dobiven izraz

$$\frac{\xi(T)}{\xi_0} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}}\frac{H_c(0)}{H_c(T)}\frac{\lambda_L(0)}{\lambda_{eff}(0)}. \tag{3.13}$$

Ginzburg-Landau parametar je definiran kao omjer dvije karakteristične duljine te iznosi

$$\kappa = \frac{\lambda_{eff}(T)}{\xi(T)} = \frac{2\sqrt{2}\pi H_c(T)\lambda_{eff}^2(T)}{\Phi_0}. \tag{3.14}$$

Promatranjem magnetskih vrtloga u magnetskom polju unutar supravodiča II. vrste izraz 3.1 se može napisati u aproksimaciji $|\psi|^2 \ll |\psi|^2_{\text{inf}} = \frac{-\alpha}{\beta}$ kao

$$\left(\frac{\bigtriangledown}{i} - \frac{2\pi\vec{A}}{\Phi_0}\right)^2 \psi = -\frac{2m^*\alpha}{\hbar^2}\psi \equiv \frac{\psi}{\xi^2(T)}. \tag{3.15}$$

Ova aproksimacija je valjana za jaka magnetska polja.

Neka je magnetsko polje u z smjeru, tada $\vec{A}_y = \vec{H}x$ jednadžba 3.15 postaje

$$\left[-\bigtriangledown^2 + \frac{4\pi i}{\Phi_0}Hx\frac{d}{dy} + \left(\frac{2\pi\vec{H}}{\Phi_0}\right)^2 x^2\right]\psi = \frac{1}{\xi^2}\psi. \tag{3.16}$$

Jer potencijal 3.16 ovisi samo o x, tada probno rješenje iznosi $\psi = e^{ik_y y}e^{ik_z z}f(x)$. Uvrštavanjem probnog rješenja u izraz 3.16 dobiva se

$$-f''(x) + \left(\frac{2\pi H}{\Phi_0}\right)^2 (x - x_0)^2 f = \left(\frac{1}{\xi^2} - k_z^2\right) f, \tag{3.17}$$

gdje $x_0 = \frac{k_y\Phi_0}{2\pi H}$. Potencijal izraza 3.17 ima oblik $\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{2\pi H}{\Phi_0}\right)^2 (x - x_0)^2 = \frac{1}{2}m^*\omega^2(x - x_0)^2$ potencijala harmoničkog oscilatora. Tada su dobivene svojstvene vrijednosti tzv. Landau razine, razdvojene za ciklotronsku energiju $\hbar\omega_c$

$$\epsilon_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\left(\frac{2eH}{m^*c}\right), \tag{3.18}$$

Izjednačavanjem ϵ_n s desnom stranom jednadžbe 3.17 skaliranom sa $\hbar^2/2m^*$, odnosno $(\hbar^2/2m^*)(\xi^{-2} - k_z^2)$, dobiva se magnetsko polje

$$H = \frac{\Phi_0}{2\pi(2n+1)}\left(\frac{1}{\xi^2} - k_z^2\right). \tag{3.19}$$

Tada maksimalno magnetsko polje u izrazu 3.19 dobiva se za $k_z = 0$ i $n = 0$ te iznosi

$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2(T)}. \tag{3.20}$$

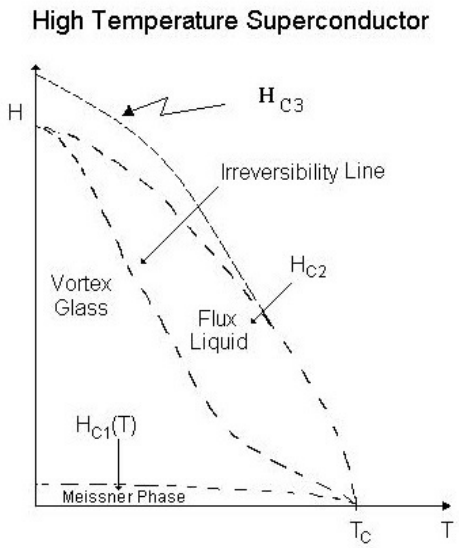
Pomoću izraza 3.20, 3.12 i 3.14 dobivaju se sljedeće ekvivalentne relacije za kritično

magnetsko polje H_{c2}

$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} = \frac{4\pi\lambda^2 H_c^2}{\Phi_0} = \sqrt{2}\kappa H_c. \tag{3.21}$$

Iz relacije 3.21 je jasno da $\kappa = 1/\sqrt{2}$ razdvaja materijale na dvije skupine; na materijale za koje $H_{c2} > H_c$ (supravodiče II. vrste), i materijale gdje $H_{c2} < H_c$ (supravodiče I. vrste).

Na slici 3.2 je prikazan graf ovisnosti magnetizacije supravodiča druge vrste o temperaturi.



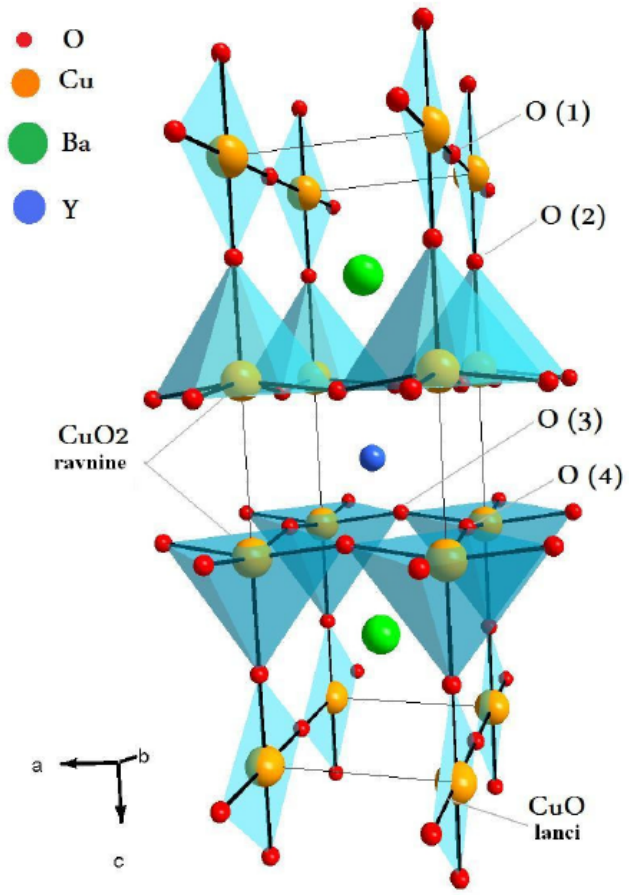
Slika 3.2: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetizacije supravodiča o polju i temperaturi. Za mala magnetska polja supravodič je u tzv. Meissner stanju gdje supravodič idealni dijamagnet do magnetskog polja H_{c1}(T). U miješanom stanju za polja između H_{c1} i H_{c2} supravodič je u miješanom stanju gdje magnetsko polje prolazi kroz vortekse kroz supravodič, gdje svaki vortex je kvantiziran i nosi kvant magnetskog toka ϕ_0. Za magnetska polja između H_{c2} i H_{c3} unutrašnjost supravodiča je u normalnom stanju dok je samo njegova površina supravodljiva.

Za mala magnetska polja supravodič je u tzv. Meissner stanju gdje supravodič idealni dijamagnet do magnetskog polja H_c(T). U miješanom stanju za polja između H_{c1} i H_{c2} supravodič je u miješanom stanju gdje magnetsko polje prolazi kroz vortekse kroz supravodič. Za magnetska polja između H_{c2} i H_{c3} unutrašnjost supravodiča je u normalnom stanju dok je samo njegova površina supravodljiva. Na grafu se može uočiti područje gdje su vorteksi zarobljeni u kristalnu rešetku i područje gdje oni mogu putovati kroz supravodič. Za normalne supravodiče dodavanjem nečistoća se dobiva bolje lijepljenje magnetskih vrtloga na nečistoće. YBCO u svojoj kristalnoj strukturi ima elemente koji proizvode jako lijepljenje magnetskih vrtloga.

4 Kristalna Struktura YBCO monokristala

$YBa_2C_3O_{6+x}$ za razliku od drugih visokotemperaturnih keramika koje imaju perovskitna strukturu ima defektnu perovskitna strukturu koja se sastoji od predopirane $YBa_2Cu_3O_7$ koji ima ortorompsku jediničnu ćeliju s parametrima ćelije (a=0.38189nm, b=0.38849nm i c=1.16762nm), dok nedopirana komponenta $YBa_2Cu_3O_6$ ima tetragonsku jediničnu ćeliju s dimenzijama (a=0.38570nm i c=1.18194nm).

Unutar YBCO kristala, nalaze se dvije CuO_2 ravnine po jediničnoj ćeliji, razmaknute za približno 3.2Å razmaknute atomom itrija. Tetragonalna struktura YBCO je prikazana na slici 4.3.

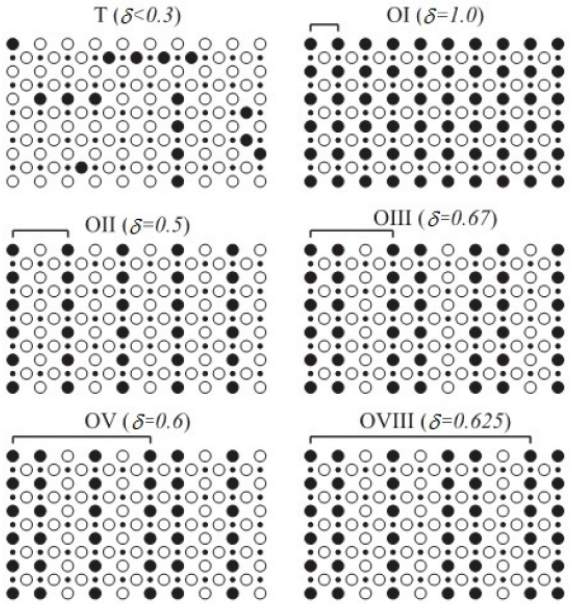


Slika 4.3: Na slici je prikazana kristalna struktura YBCO monokristala. YBCO se sastoji od dvije supravodljive CuO_2 ravnine koje su međusobno razdvojene atomom itrija. CuO lanci se nalaze iznad i ispod para CuO_2 ravnina. Slaganje CuO lanaca utječe na Curiev član magnetske susceptibilnosti. Dopiranjem kisikom $YBCO_6$ monokristal kisik ulazi u CuO lance, te se lanci grade ovisno o dopiranosti. S aspekta supravodljivosti, supravodljivost nastaje u paralelnim CuO_2 ravninama, da bi struja tekla u c smjeru, Cooperovi parovi moraju tunelirati između susjednih parova CuO_2 ravnina. Dok CuO lanci imaju ulogu rezervoara naboja.

Parovi CuO_2 ravnina su međusobno razdvojeni atomima barija, kisika i bakra koji tvore rezervoar naboja. Udaljenost između susjednih parova CuO_2 ravnina iznosi približno 8.2 Å. Broj nosioca unutar CuO_2 ravnina ovisi o količini naboja koja se može prenijeti između CuO_2 ravnina i slojevima rezervoara naboja.

Unutar YBCO postoje atomi bakra unutar rezervoara naboja. U kombinaciji s kisikom oni tvore CuO lance u b smjeru, što navodi na ortorompsku distorziju. Cu - O udaljenost je približno 1.9 Å, kao i u ravninama. Za $YBa_2Cu_3O_7$, ili x=1, lanci su dobro definirani, ali u njima nedostaje nedopiranog $YBa_2Cu_3O_6$. Postoje uvjerenja da dodavanje kisika u lance je ekvivalentno dodavanju šupljina u CuO_2 ravnine [5].

YBCO se sastoji od dvije supravodljive CuO_2 ravnine koje su međusobno razdvojene atomom itrija, u kojima nastaje supravodljivost. Atomska struktura YBCO monokristala je prikazana na slici 4.3. Cuo lanci se nalaze iznad i ispod para CuO_2 ravnina. Slaganje CuO_2 lanaca utječe na Curiev član magnetske susceptibilnosti. Dopiranjem kisikom, $YBCO_6$ monokristal, kisik ulazi u CuO lance, te se lanci grade ovisno o dopiranosti. Slaganje CuO lanaca ovisno o dopiranosti prikazano je na slici 4.6.

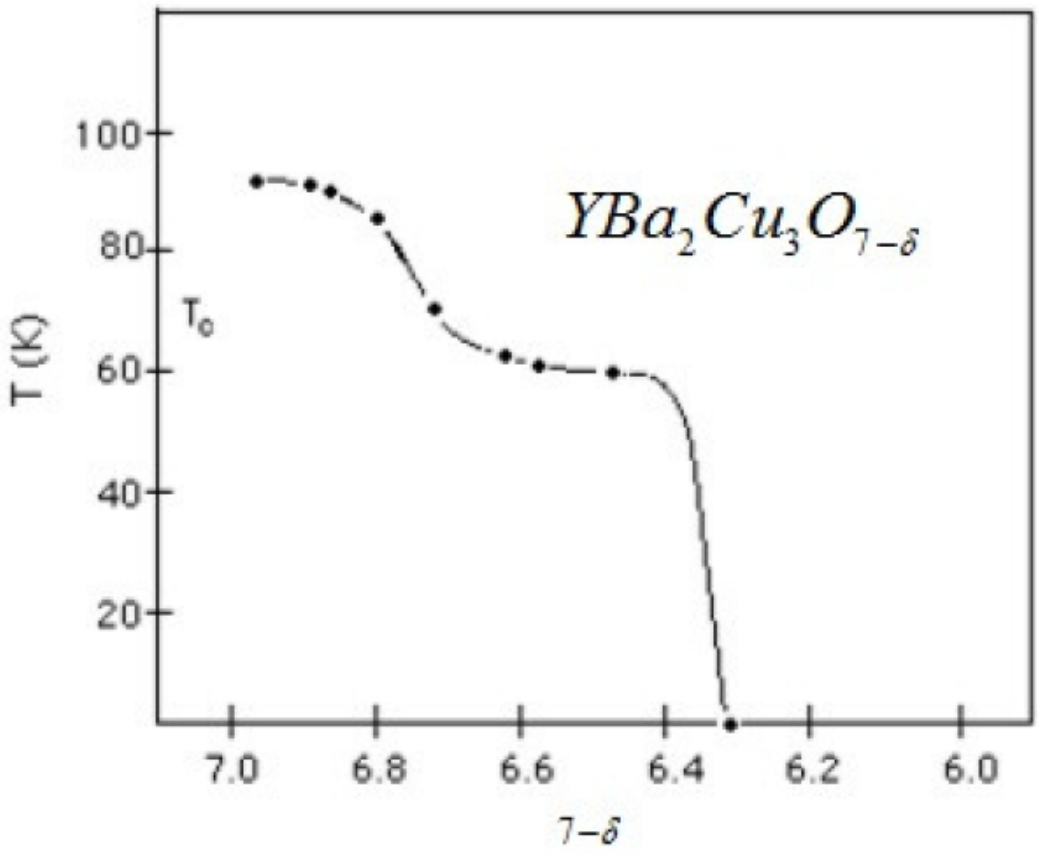


Slika 4.4: Na slici je prikazano slaganje CuO lanaca ovisno o dopiranosti YBCO monokristala kisikom. S većim uređenjem lanaca raste temperatura supravodljivog prijelaza za slabodopirani YBCO monokristal i pada Curiev član magnetske susceptibilnosti. Kasnije je diskutirano i u rezultatima mjerenja pokazano da YBCO starenjem nakon sinteze u odnosu na mjerenja nakon dopiranja (koje završava kaljenjem ("quenchanjem")), izmjereni T_c poraste, a Curiev član magnetske susceptibilnosti padne zbog slaganja CuO lanaca unutar YBCO monokristala. Slika je preuzeta iz **??**.

Ovisno o strukturi CuO lanca (slika 4.6) ovise temperatura supravodljivog prije-

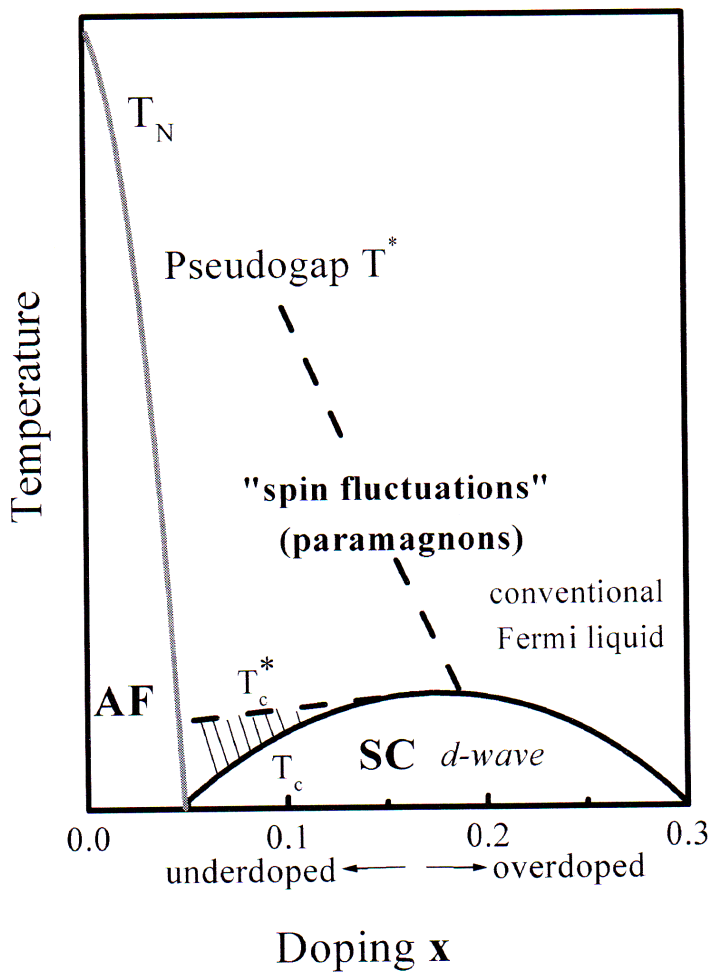
laza T_c i Curiev član magnetske susceptibilnosti pri magnetskim mjerenjima.

Ovisno o dopiranosti YBCO monokristala raste temperatura supravodljivog prijelaza T_c, kao što je prikazano na slici 4.5.



Slika 4.5: Na slici je prikazana ovisnost temperature supravodljivog prijelaza T_c o dopiranju kisikom $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ monokristala. Na grafu se može uočiti plato koji je posljedica pojave valova u gustoći naboja [21] unutar YBCO monokristala. Ova pojava je diskutirana u poglavlju 5.5. Eksperimentalno najviše izmjereni T_c za YBCO iznosi 92K za $YBa_2Cu_3O_{6.92}$.

$YBa_2Cu_3O_6$ se ponaša kao antiferomagnet i izolator. Dopiranjem $YBa_2Cu_3O_6$ kisikom YBCO postaje supravodljiv ispod T_c i metal iznad T_c. Dopiranje kisikom poništava antiferomagnetsko uređenje $YBa_2Cu_3O_6$ te ono omogućuje bolja vodljiva i supravodljiva svojstva. Fazni dijagram $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ je prikazan na slici 4.6.



Slika 4.6: Na slici je prikazan fazni dijagram YBCO monokristala ovisno o dopiranju i temperaturi. Nedopirani i slabodopirani $YBa_2Cu_3O_6$ kisikom se ponaša kao Mottov izolator i antiferomagnet. Dopiranjem kisikom YBCO postaje supravodljiv ispod T_c i metal iznad T_c. Parametar x na slici predstavlja broj dodanih šupljina po ravninskom atomu bakra.

5 Magnetski odziv anizotropnog supravodiča

Visokotemperaturne keramike, (pa i YBCO) imaju veliku anizotropiju (odnosno gibanje elektrona je lakše u ab smjeru nego u c smjeru (ovaj proces se opisuje uvođenjem efektivne mase)). Jednostavan model koji opisuje anizotropne supravodiče, a bazira se na Ginzburg-Landau teoriji je Lawrence-Doniach model.

5.1 Lawrence-Doniah model

Lawrence-Doniach model je dobar model za analizu anizotropne slojevite strukture u supravodljivim materijalima. Iako je model razvijen za niskotemperaturne supravodiče može se pokazati da dobro funkcionira za visokotemperaturne supravodiče.

L-D model pretpostavlja da je 3d rešetka podijeljena na n slojeva 2d rešetki gdje svaka 2d ploha ima valnu funkciju $\psi_n(x, y)$. 2D Plohe međusobno interagiraju preko Josephson tuneliranja Cooperovih parova. Slojevi definiraju ab ravninu, te c os okomitu na nju. Tada Ginzburg-Landau slobodna energija 1.1 može se zapisati kao suma po slojevima i integral po površini ab ravnine:

$$\begin{aligned} F = \sum_n \int dA f_n,\ f_n = \alpha|\psi_n|^2 + \frac{1}{2}\beta|\psi_n|^4 + \\ -\frac{\hbar^2}{2m_{ab}}\psi_n^*\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2}\right)\psi_n + \frac{\hbar^2}{2m_c s^2}\left|\psi_n - \psi_{n-1}\right|^2. \end{aligned} \tag{5.22}$$

Uvedene su različite mase m_{ab} i m_c koje opisuju različite modove vodljivosti naboja u ab i c smjeru. Derivacija valne funkcije u z smjeru zamijenjena je aproksimacijom za diskretne sustave. Uz pretpostavku da su sve valne funkcije jednake ψ_n, te pomoću zapisa $\psi_n = |\psi_n|e^{i\phi_n}$, zadnji član slobodne energije 5.22 postaje

$$\frac{\hbar^2}{2m_c s^2}|\psi_n|^2[1 - cos(\phi_n - \phi_{n-1})], \tag{5.23}$$

što je ekvivalentan izraz Josephson energije vezanja između paralelnih ravnina [1] ($\sim 1/m_c$). Minimizirajući slobodnu energiju (LDF) po varijaciji ψ_n^* dobiva se Lawrence-Doniach jednadžba za ψ_n:

$$\begin{aligned} \alpha\psi_n + \beta|\psi_n|^2\psi_n - \frac{\hbar^2}{2m_{ab}}\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2}\right)\psi_n \\ -\frac{\hbar^2}{2m_c s^2}(\psi_{n+1} + \psi_{n-1} - 2\psi_n). \end{aligned} \tag{5.24}$$

Iz strukture izraza 5.22 je jasno da slobodna energija bude reducirana na G-L slobodnu energiju u dugovalnom limesu s elipsoidnom anizotropijom, tako da $(\psi_n - \psi_{n+1})/s$ može biti zamijenjen sa $d\psi/dz$. U dugovalnom limesu, minimum slobodne energije prema izrazu 5.22 se reducira na

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi - \frac{\hbar^2}{2}\left(\vec{\nabla} - i\frac{2e}{\hbar c}\vec{A}\right)\left(\frac{1}{m}\right)\left(\vec{\nabla} - i\frac{2e}{\hbar c}\vec{A}\right)\psi = 0, \tag{5.25}$$

gdje su $\vec{\nabla}$ i $\vec{A}$ 3D veličine, a (1/m) je recipročni tenzor mase s dijagonalnim vrijednostima $1/m_{ab}$, $1/m_{ab}$ i $1/m_c$. Ako je vezanje među slojevima malo, tada $m_c \gg m_{ab}$. Neizotropnost mase uzrokuje neizotropnost koherentne duljine ξ. Definira se

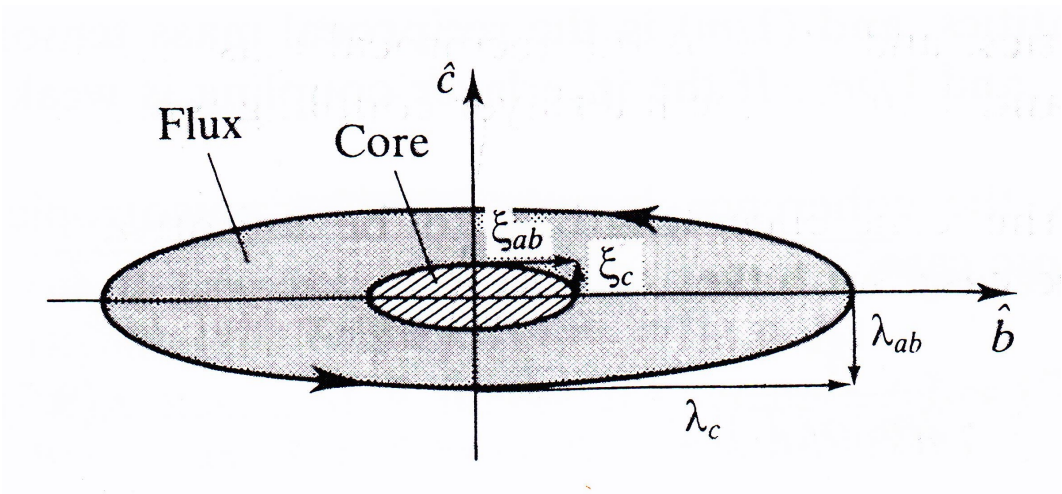
prirodna skala varijacija valne funkcije:

$$\xi_i^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m_i|\alpha(T)|}, \tag{5.26}$$

gdje subskript i opisuje specifičnu os. Budući da je $\alpha(T)$ izotropan i proporcionalan sa $(T - T_c)$, ξ se skalira sa $1/m_i$ a divergira kao $|T - T_c|^{-1/2}$. U dovoljnoj blizini T_c, ξ varira dovoljno glatko da opravdava ovu kontinuiranu T_l aproksimaciju. U ovom Ginzburg-Landau režimu vrijedi relacija [1] 5.27, koja se može zapisati kao

$$2\sqrt{2}\pi H_c(T)\xi(T)\lambda(T) = \Phi_0. \tag{5.27}$$

Budući da je H_c izotropno, anizotropija penetracijske dubine λ_i mora biti inverzna anizotropiji koherentne duljine ξ_i. Treba napomenuti da λ_i opisuje zasjenjenje od supravodljivih struja koje teku u smjeru i-te osi, a ne zasjenjenje magnetskog polja u smjeru i-te osi. Npr. treba promotriti Abrikosov vortex u uzorku u magnetskom polju oko a osi. U izotropnom supravodiču, ovaj vortex ima cirkularnu simetriju. U anizotropnom supravodiču, radijus jezgre u smjeru ravnine je ξ_{ab}, gdje će radijus u c smjeru biti $\xi_c \ll \xi_{ab}$. S druge strane radijus penetracije toka će biti λ_c u c smjeru. Posljedično tome jezgra i strujne linije koje omeđuju tok iz ravnine su elipse s dugom osi paralelnom s ravninom (b osi), s omjerom $(m_c/m_{ab})^{1/2}$, kao što je prikazano na slici 5.7.



Slika 5.7: Na slici je prikazan shematski presjek vortexa u smjeru a osi u anizotropnom supravodiču. Dimenzije se odnose sa $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab} = \xi_{ab}/\xi_c = (m_c/m_{ab})^{1/2}$. Slika je preuzeta iz [1].

Unutar Ginzburg landau teorije kritično magnetsko polje je dano izrazom 5.28 [1].

$$H_{c2} = \Phi_0/2\pi\xi^2. \tag{5.28}$$

Prema izrazu 5.28 kritično magnetsko polje H_{c2} je određeno sa vortexima od struje koje teku u ravnini okomitoj na polje, relevantne vrijednosti ξ_i su od onih osi okomite na smjer polja. Tako za polja usmjerena u smjeru dvije principalne osi dobiva se

$$H_{c2||c} = \Phi_0/2\pi\xi_{ab}^2 \tag{5.29a}$$

$$H_{c2||ab} = \Phi_0/2\pi\xi_{ab}\xi_c, \tag{5.29b}$$

tako da je $H_{c2||ab} \gg H_{c2||c}$, jer je $\xi_{ab} \gg \xi_c$. Budući da je $H_{c1} \sim 1/\lambda^2$ [1], H_{c2} će biti obrnuto proporcionalan sa H_{c1}. Također, može se izvesti sljedeća relacija

$$\gamma \equiv \left(\frac{m_c}{m_{ab}}\right)^{1/2} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} = \left(\frac{H_{c2||ab}}{H_{c2||c}}\right) = \left(\frac{H_{c1||c}}{H_{c1||ab}}\right). \tag{5.30}$$

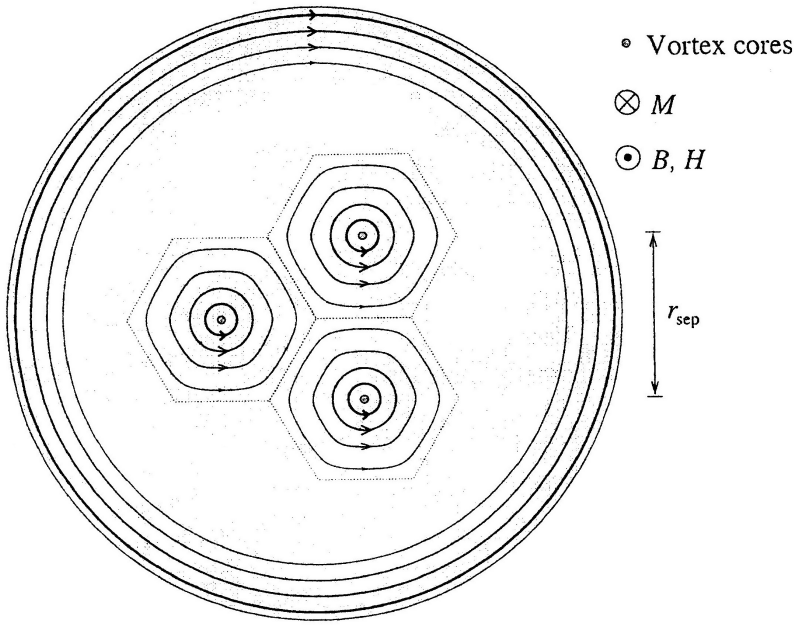
U izrazu 5.30 je uveden bezdimenzionalni parametar anizotropije γ. Za YBCO omjer masa m_c/m_{ab} je aproksimativno 50. Tako da je $\gamma \sim 7$ za YBCO. Ovako velika anizotropija je jedan od razloga koji omogućuju da se visokotemperaturni supravodiči ponašaju drugačije od klasičnih supravodiča. Ako je magnetsko polje pod kutem θ u odnosu na ab ravninu, pomoću ovih relacija dobiva se izraz

$$H_{c2}(\theta) = \frac{H_{c2||ab}}{\sqrt{\cos^2\theta + \gamma^2\sin^2\theta}}. \tag{5.31}$$

5.2 Magnetski moment sile na supravodič druge vrste

U ovom poglavlju razmotren je odziv supravodiča II. vrste na magnetsko polje. Supravodič II. vrste je idealni dijamagnet za polja manja od H_{c1}. Za magnetska polja $H_{c1} < H_{app} < H_{c2}$ magnetski tok počinje penetrirati kroz uzorak, supravodič još ima dijamagnetsku magnetizaciju manju od idealne dijamagnetske magnetizacije - B_{app}/μ_0. Ovo stanje se zove miješano stanje. Unutar režima $H_{c1} < H_{app} < H_{c2}$ vortexi koji penetriraju uzorak razmaknuti su za karakterističnu udaljenost $\xi \ll r_{sep} \ll \lambda$,

gdje je ξ koherentna duljina (koja je ugrubo veličina jezgre vortexa), a λ je London penetracijska dubina. Magnetsko polje unutar supravodiča B varira na skali λ, a periodičnost r_{sep} rešetke vrtloga je puno manja od λ. Raspodjela polja unutar supravodiča je prilično homogena. Tipični raspored vortexa i suprastruja je prikazan na slici 5.8.



Slika 5.8: Na slici je prikazana trokutasta mreža vortexa i superstruja u supravodiču II. vrste. Jezgre vortexa su tipične veličine ξ, dok su vrtlozi međusobno razdvojeni za udaljenost r_{sep}, gdje $\xi \ll r_{sep} \ll \lambda$. Na površini uzorka magnetsko polje B stvara suprastruje zasjenjenja. (Suprastruje zasjenjenja su manje nego u Meissner stanju, jer one postaju zasjenjene s mrežom vortexa prije nego oni dostignu svoju "prirodnu veličinu skale" λ.) $\mathbf{B}$ i $\mathbf{H}$ gledaju van ravnine, dok dijamagnetska magnetizacija $\mathbf{M}$ gleda u ravninu. Slika je preuzeta iz [1].

Ginzburg-Landau slobodna energija 1.1 se može zapisati kao

$$F = \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{\hbar^2}{4m}\left|\nabla\psi - \frac{2e}{i\hbar}\mathbf{A}\psi\right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}, \tag{5.32}$$

gdje su α i β konstantni parametri, m masa, a e naboj elektrona, a $\mathbf{A}$ magnetski vektorski potencijal.

Van jezgre vortexa, iznos modula valne funkcije postaje ravnotežna vrijednost $|\psi|^2 = n_s/a$, gdje je n_s suprafluidna gustoća.

Parametriziranjem valne funkcije kao

$$\psi = \sqrt{\frac{n_s}{2}}e^{i\phi}, \tag{5.33}$$

unutar GL slobodne energije (5.32) postaje jednostavniji

$$F = \frac{1}{2}\mu_0\lambda^2 j^2 + \frac{1}{2\mu_0}B^2, \tag{5.34}$$

gdje je penetracijska dubina

$$\lambda^2 = \frac{m}{\mu_0 n_s e^2}, \tag{5.35}$$

gustoća suprastruje

$$\mathbf{j} = -\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda^2}\left(\bigtriangledown\phi + \frac{2\pi}{\phi_0}\mathbf{A}\right), \tag{5.36}$$

i kvant magnetskog toka

$$\phi_0 = \frac{h}{2e}, \tag{5.37}$$

su uvedeni. Minimizacijom F u odnosu na $\mathbf{A}(\mathbf{r})$, s konstantnim $\phi(\mathbf{r})$ dobije se Maxwellova jednadžba

$$\bigtriangledown \times \mathbf{B} = \mu_0\mathbf{j}. \tag{5.38}$$

Za distribuciju polja unutar supravodiča za $\xi \ll r_{sep} \ll \lambda$, najveći doprinos slobodnoj energiji dolazi iz člana sa suprastrujom iz izraza 5.34, pogotovo blizu jezgara vortexa. Ako se pretpostavi rotaciono simetrična promjena faze za 2π za prolazak jednom oko vortexa prema izrazu 5.36 dobije se suprastruja

$$j = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\lambda^2 r}, \tag{5.39}$$

koja teće tangencijalno [2].

Ukupna slobodna energija po vortexu po jediničnoj duljini može se integrirati po površini vortexa, koja je aproksimativno kružnica radiusa $r_{sep}/2$, i ne uključuje jezgru vortexa radijusa ξ, jer jezgra vortexa nije supravodljiva.

$$\int_{\xi}^{r_{sep}/2} 2\pi r F_j(r)dr = \frac{\phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda^2}\ln\left(\frac{r_{sep}}{2\xi}\right) \tag{5.40}$$

Budući da svaki vortex nosi tok ϕ_0, njihova gustoća površine je B/ϕ_0, a tipična vortex separacija se ponaša kao $r_{sep} \sim \sqrt{\phi_0/B}$.

Ako se slobodna energija 5.40 prevede u volumnu gustoću slobodne energije do-

bije se

$$F = \frac{\phi_0 B}{8\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{B}\right) + \frac{1}{2\mu_0} B^2, \tag{5.41}$$

gdje je H_{c2} približno polje gdje $r_{sep} \to \xi$. Na kritičnom magnetskom polju H_{c2} materijal gubi supravodljiva svojstva, te potpuno propušta magnetsko polje.

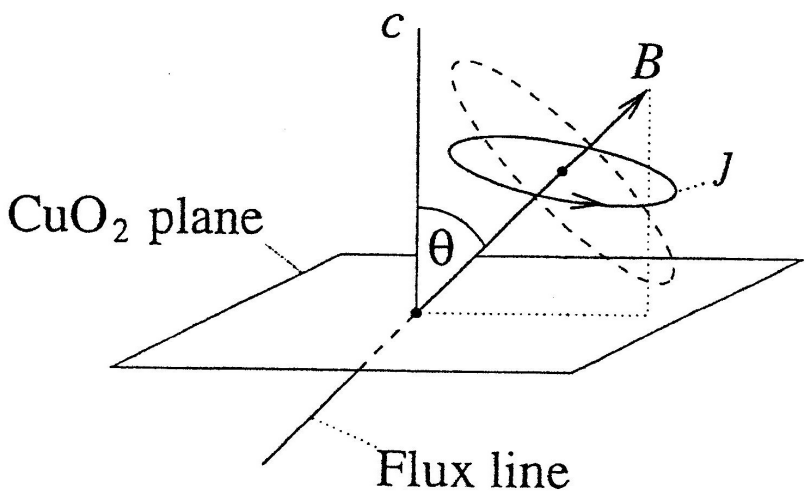
Magnetizacija se dobije lako iz Gibbsove slobodne energije, gdje je Gibbsova slobodna energija $G = F - BH$, a ravnotežna vrijednost polja B dobije se za $\partial G/\partial B = 0$, ili

$$M = \frac{B}{\mu_0} - H = -\frac{\phi_0}{8\pi\mu_0\lambda^2} ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{B}\right), \tag{5.42}$$

gdje je η "faktor naštimavanja", u kojem je apsorbiran ostatak derivacije. Magnetizacija je reda veličine H_{c1}, mala u odnosu na B/μ_0. Tada se desna strana izraza 5.42 aproksimativno može zamijeniti vanjskim poljem B_{app}.

5.3 Magnetski moment na anizotropni supravodič

U visokotemperaturnim supravodičima slojevita perovskitna kristalna struktura je jako anizotropna, a ta anizotropija utječe na supravodljiva svojstva materijala: suprastruje mogu teći puno lakše unutar CuO_2 ravnina, nego u smjeru c-osi kristala kao što je prikazano na slici 5.9.



Slika 5.9: Na slici su prikazane suprastruje oko vortex linije u anizotropnom supravodiču. Suprastruje imaju tendenciju da teku unutar lagane ravnine, a za sve visoko temperaturne kuprate, ove ravnine su Cuo_2 slojevi. Slika je preuzeta iz [2].

Ova pojava se rješava uzimanjem anizotropne efektivne mase s parametrima povećanja γ_ν unutar GL slobodne energije kao

$$F = +\alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{\hbar^2}{2\gamma_\nu^2 m}\left|\nabla\psi - \frac{2e}{i\hbar}\mathbf{A}\psi\right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}, \tag{5.43}$$

u ovom slučaju malo povećanje mase korespondira otežanom toku suprastruja.

Kao i u izrazu 5.34 GL slobodna energija (5.43) može se pojednostaviti na anizotropnu London slobodnu energiju

$$F = \frac{1}{2}\mu_0\lambda^2(\gamma_1^2 j_1^2 + \gamma_2^2 j_2^2 + \gamma_3^2 j_3^2) + \frac{1}{2\mu_0}B^2, \tag{5.44}$$

izvan regije jezgara vortexa, gdje su komponente suprastruje **j**

$$j_\nu = -\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda^2\gamma_\nu^2}\left(\partial_\nu\phi + \frac{2\pi}{\phi_0}A_\nu\right), \tag{5.45}$$

a penetracijska dubina λ je još uvijek definirana kao $\lambda^2 = m/\mu_0 n_s e^2$.

Radi pojednostavljenja izraza 5.45 reskalirane su koordinatne osi za faktor γ_ν koristeći sljedeću transformaciju:

$$\tilde{x_\nu} = \gamma_\nu x,\ \tilde{\partial}_\nu = \partial_\nu/\gamma_\nu,\ \tilde{j}_\nu = \gamma_\nu j_\nu,\ \tilde{A}_\nu = A_\nu/\gamma_\nu,$$

$$\tilde{B}_1 = B_1/\gamma_2\gamma_3,\ \text{i analogno za } B_2 \text{ i } B_3,$$

$$\tilde{B} = \sqrt{B_1^2/\gamma_2^2\gamma_3^2 + B_2^2/\gamma_3^2\gamma_1^2 + B_3^2/\gamma_1^2\gamma_2^2},\ \tilde{V} = \gamma_1\gamma_2\gamma_3 V,$$

gdje je V volumen. Tada član sa strujom gustoće slobodne energije postaje 5.44

$$\gamma_1\gamma_2\gamma_3\tilde{F}_j = \frac{1}{2}\mu_0\lambda^2\tilde{\mathbf{j}}^2. \tag{5.46}$$

Gdje struja izgleda slično izotropnom slučaju

$$\tilde{\mathbf{j}} = -\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda^2}\left(\tilde{\nabla}\phi + \frac{2\pi}{\phi_0}\tilde{\mathbf{A}}\right) \tag{5.47}$$

i svaki vortex nosi jedan kvant ϕ_0. Integriranjem slobodne energije po površini vortexa analogno 5.41 dobije se

$$\gamma_1\gamma_2\gamma_3\tilde{F}_j = \frac{\phi_0\tilde{B}}{8\pi\mu_0\lambda^2}\ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{\tilde{B}}\right) + \frac{1}{2\mu_0}B^2, \tag{5.48}$$

gdje je H_{c2} gornje kritično polje za sistem s ne povećanom efektivnom masom. Tada Gibbsova slobodna energija $G = F - BH$ iznosi

$$G = \frac{\phi_0\tilde{B}}{8\pi\mu_0\lambda^2}\ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{\tilde{B}}\right) + \frac{1}{2\mu_0}B^2 - BH. \tag{5.49}$$

Ekvivalentno izrazu 5.42, minimizirajući Gibbsovu energiju u odnosu na $\mathbf{B}$ dobiva se magnetizacija

$$M_1 = -\frac{\phi_0}{8\pi\mu_0\lambda^2}\frac{B_1}{\gamma_2^2\gamma_3^2\tilde{B}}\ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{\tilde{B}}\right), \tag{5.50}$$

i analogni rezultati za M_2 i M_3. Gustoća momenta sile na anizotropan supravodič u vanjskom magnetskom polju $\tau = \mathbf{M}\times\mathbf{B}$ iznosi

$$\tau_1 = -\frac{\phi_0}{8\pi\mu_0\lambda^2}\frac{(\gamma_2^2-\gamma_3^2)B_2B_3}{\gamma_1^2\gamma_2^2\gamma_3^2\tilde{B}}\ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{\tilde{B}}\right). \tag{5.51}$$

Analogni rezultati za komponente τ_2 i τ_3.

U slučaju YBCO monokristala anizotropija $\gamma_1 = \gamma_2 = 1$, $\gamma_3 = \gamma$. Ako vanjsko polje djeluje pod kutem θ u odnosu na c os, i izborom $B_1 = B\sin\theta$, $B_2 = 0$, $B_3 = B\cos\theta$, gustoća momenta sile oko y- osi iznosi

$$\tau(\theta) = -\frac{\phi_0 B}{8\pi\mu_0\lambda^2}\left(1-\frac{1}{\gamma^2}\right)\frac{\sin\theta\cos\theta}{\epsilon\theta}\ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{B\epsilon\theta}\right), \tag{5.52}$$

gdje

$$\epsilon(\theta) = \sqrt{\sin^2\theta/\gamma^2 + \cos^2\theta}. \tag{5.53}$$

U ovome poglavlju pokazano je kako vanjsko polje magnetizira izotropan i anizotropan supravodič II. vrste. Kako propuštanje vortexa utječe na slobodnu energiju, te moment sile na supravodič u miješanom stanju.

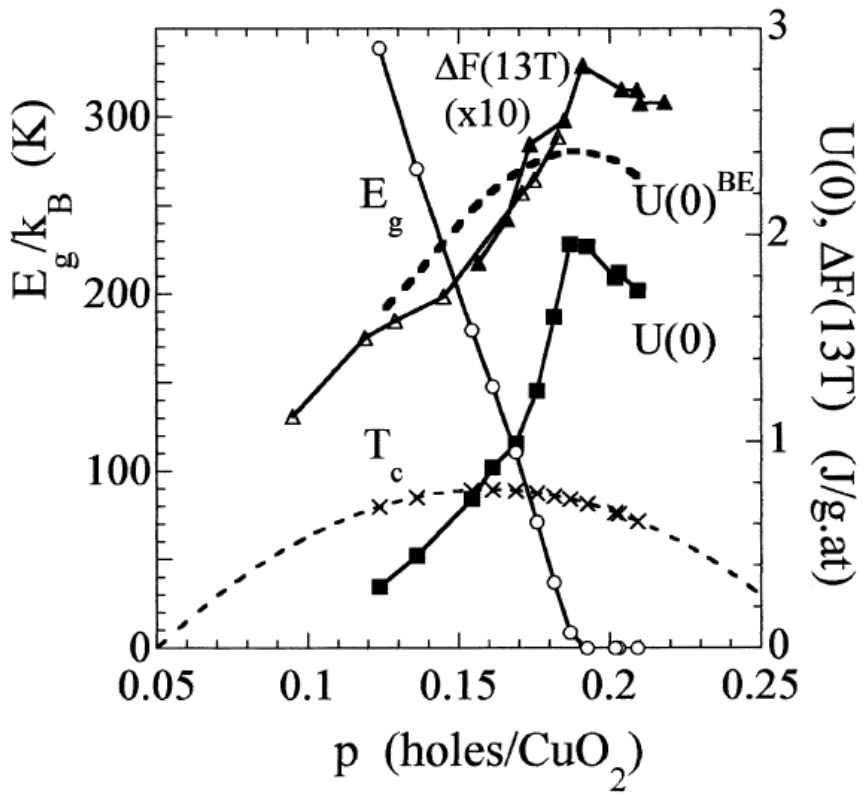
5.4 Magnetski odziv YBCO monokristala

Odziv materijala na vanjsko magnetsko polje opisan je veličinom koja se zove magnetska susceptibilnost. Prema [16] magnetska susceptibilnost YBCO monokristala χ_c, χ_{ab} ima nekoliko ovisnosti.

$$\chi(T) = \chi_{PG}(T) + \chi_{FL}(T) + C/T + \chi_{VV} + \chi_{core}, \tag{5.54}$$

gdje je $\chi_{PG}(T)$ doprinos pseudogapa magnetskoj susceptibilnosti $\chi(T)$, $\chi_{FL}(T)$ je doprinos supravodljivih fluktuacija magnetskoj susceptibilnosti, a $\chi_{VV} + \chi_{core}$ su doprinosi magnetskoj susceptibilnosti koji ne ovise o temperaturi (Van Vleck paramagnetizam, i paramagnetizam vezanih elektrona u atomima). [15]. Slabodopirani kuprati imaju depresiju unutar gustoće stanja koja se zove pseudogap [22]. Ova depresija se nalazi u blizini Fermijeve energije i vidljiva je na temperaturama iznad temperature supravodljivog prijelaza T_c, ali ispod temperature T^*. Pojava pseudogapa je otkrivena NMR metodom. Kasnije je potvrđena STM spektroskopijom te se također može uočiti infracrvenom spektroskopijom na YBCO monokristalu, gdje pseudogap inducira depresiju u energetskom spektru na energijama manjim od 300cm^{-1} i za temperature ispod T^* [22]. Smatra se da je pesudogap zaslužan za promjenu nagiba unutar grafa funkcije otpornosti o temperaturi ispod T^* prikazanog na slici 5.12. Pseudogap je jako izražen unutar slabodopiranih kuprata. Graf ovisnosti pseudogapa o temperaturi i temperature supravodljivog prijelaza o temperaturi su prikazani na slici 5.10.

Doprinos pseudogapa magnetskoj susceptibilnosti prvi je uveo Loram u svom modelu [17], gdje unutar gustoće stanja postoji trokutasti usjek širine $2E_G$ u Fermionskoj gustoći stanja, centriran na Fermijevoj energiji. Ova gustoća stanja je empirijski određen način opisivanja jakih elektronskih korelacija u kupratima dopiranim šupljinama. E_G je karakteristična energija, gdje: $E_G = 0$ za $p \geq 0.19$ i ima ovisnost kao $E_G = E_0(1 - p/0.19)$, za $p \leq 0.19$ gdje je p broj dodanih šupljina po ravninskom atomu bakra (Cu). $E_0 \approx 0.1$eV je jednak energiji razmjene između Cu spinova u antiferomagnetskom stanju $p = 0$. Za mjerene uzorke YBCO monokristala: $YBa_2C_3O_{6.4}$ i $YBa_2C_3O_{6.5}$ broj dodatnih šupljina po ravninskom atomu bakra iznosi: p=0.065 i p=0.085. Loram empirijski model [17] daje dobar opis magnetskih susceptibilnosti i



Slika 5.10: Na slici je prikazan graf ovisnosti pseudogapa o dopiranosti YBCO monokristala kisikom. Graf ovisnosti temperature supravodljivog prijelaza o dopiranosti YBCO monokristala kisikom te grafovi ovisnosti kondenzacijskih energija o dopiranosti za dva YBCO uzorka. Na grafu se može uočiti da za optimalno dopiran YBCO monokristal pseudogap se naglo zatvara, odnosno pada prema nuli. Slika je preuzeta iz [23].

elektronske entropije za širok spektar p dopiranih kuprata, te je opisan izrazom 5.55.

$$\chi_{PG} = N_0 \mu_B^2 \left[1 - \frac{2k_B T}{E_G} \ln \left[\cosh \left(\frac{E_G}{2k_B T} \right) \right] \right], \tag{5.55}$$

gdje je N_0 broj čestica, μ_B Bohrov magnetron, a k_B Boltzmannova konstanta. Za $T < 0.3E_g/k_B$, (što za $YBa_2C_3O_{6.4}$ znači $T < 195$K a $YBa_2C_3O_{6.4}$ $T < 230$K), vrijedi aproksimacija

$$\chi_{PG} \approx A \frac{2k_B T}{E_G} \ln 2, \tag{5.56}$$

gdje je $A = N_0 \mu_B^2$. U rasponu temperatura u blizini temperature supravodljivog prijelaza T_c, kada je magnetsko polje H usmjereno paralelno c osi, doprinos Gausijanskih supravodljivih fluktuacija u smjeru c osi iznosi [18]:

$$M_c^{FL} = -\frac{\pi k_B T H}{3\phi_0^2} \frac{\xi_{ab}^2}{s\sqrt{1+\left(\frac{2\xi_{ab}}{\gamma s}\right)^2}}, \tag{5.57}$$

gdje je: γ anizotropija, $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}/\sqrt{\epsilon}$ i $\xi_c(T) = \xi_c/\sqrt{\epsilon}$, $\epsilon = \ln(T/T_c)$ su temperaturno ovisne koherentne duljine u ab slojevima i c osi. $s = 1.17$nm je udaljenost između paralelnih CuO_2 slojeva, ϕ_0 je kvant magnetskog toka Cooperovih parova i k_B Boltzmannova konstanta. Izraz 5.57 vrijedi kada magnetsko polje $H \leq \phi_0/(2\pi\xi_{ab}^2) = H_{c2||c}$ je manje od kritičnog magnetskog polja [1], tada susceptibilnost $\chi_c^{FL} \equiv M_c^{FL}/H$ ne varira s H. Za magnetsko polje H usmjereno u ab smjeru, $\xi_{ab}^{FL} = 0$ u dvodimenzionalnom 2D limesu, $s \geq \xi_c(T)$, a u suprotnom 3D limesu $\xi_{ab}^{FL} = \xi_c^{FL}/\gamma$.

Curiev doprinos ovisi o spinskom uređenju kristalne rešetke, te za visoke temperature Curieva konstanta iznosi

$$C \approx \frac{N\mu_B^2 g_L^2 J(J+1)}{3}, \tag{5.58}$$

gdje je N broj atoma, μ_B Bohrov magnetron, g_L giromagnetski faktor, te J ukupni angularni moment.

5.5 Doprinos valova gustoće naboja magnetskim svojstvima YBCO monokristala

Postojanje valova u gustoći naboja CDW (Charge density wave) unutar YBCO kristalne strukture na temperaturama iznad temperature supravodljivog prijelaza T_c je eksperimentalno potvrđeno mnogim eksperimentima: NMR, rezonantnim raspršenjima x zraka, i difrakciji visoko energetskih x zraka [21]. Pronađeno je da valni vektor od valova u gustoći naboja je usmjeren u smjeru veza bakar-kisik, te da se smanji malo dopiranjem kisikom (šupljinama).

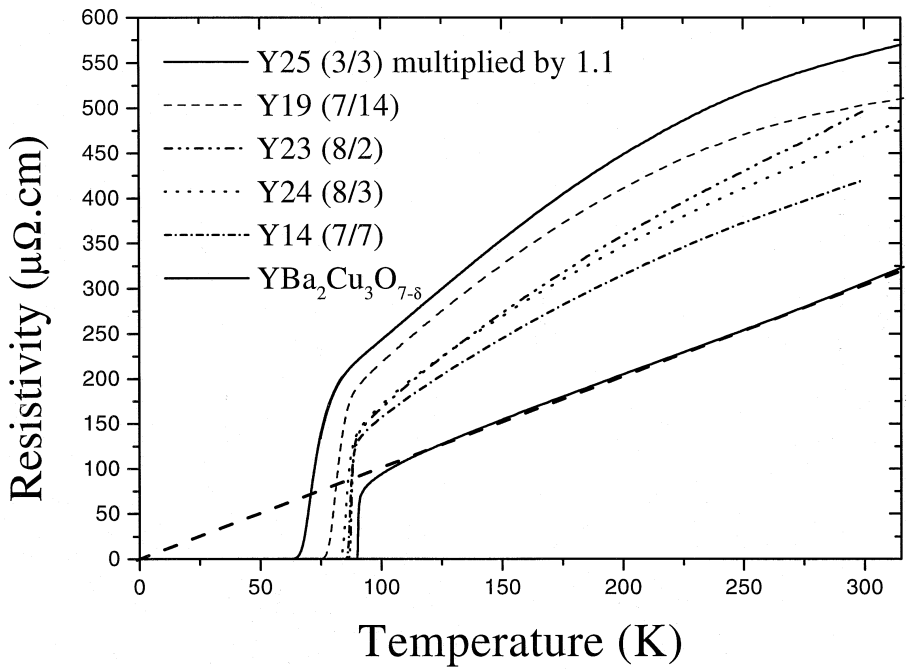
Pseudogap je konačan osim u područjima u blizini dijagonala Brillouinove zone (nodalnih regija unutar d-valnog supravodljivog stanja.) On tamo slama veliku Fermijevu površinu. Ova pojava je eksperimentalno uočena. NMR mjerenjima slabodopiranog YBCO monokristala daju dokaze za velika uređenja statičkog naboja na velikim poljima bez spinskog uređenja. Također postoje naznake da je uređenje valova

u gustoći naboja statično i na malim magnetskim poljima, te da nastaju oko defekata. Proučavanjem difrakcije na valovima gustoće naboja CDW unutar supravodiča utvrđeno je da oni ovise o temperaturi i postoje na svim mjerenim magnetskim poljima. Pronađeno je da njihov intenzitet raste ispod temperature $T_{CDW}=135$K, i pada ispod temperature supravodljivog prijelaza T_c. Ponašanje valova u gustoći naboja CDW ispod T_c predlaže natjecanje dva tipa uređenja kada se pojave CDW valovi u gustoći naboja CDW uništenjem supravodljivosti jakim magnetskim poljem. Iako uzrok uređenja valova u gustoći naboja CDW i svaki iznos CDW pomaka u elektronskoj gustoći stanja DOS je još uvijek nepoznat [21].

Postoje naznake da valovi u gustoći naboja imaju utjecaj na pojavu platoa u grafu ovisnosti T_c o dopiranosti 4.5.

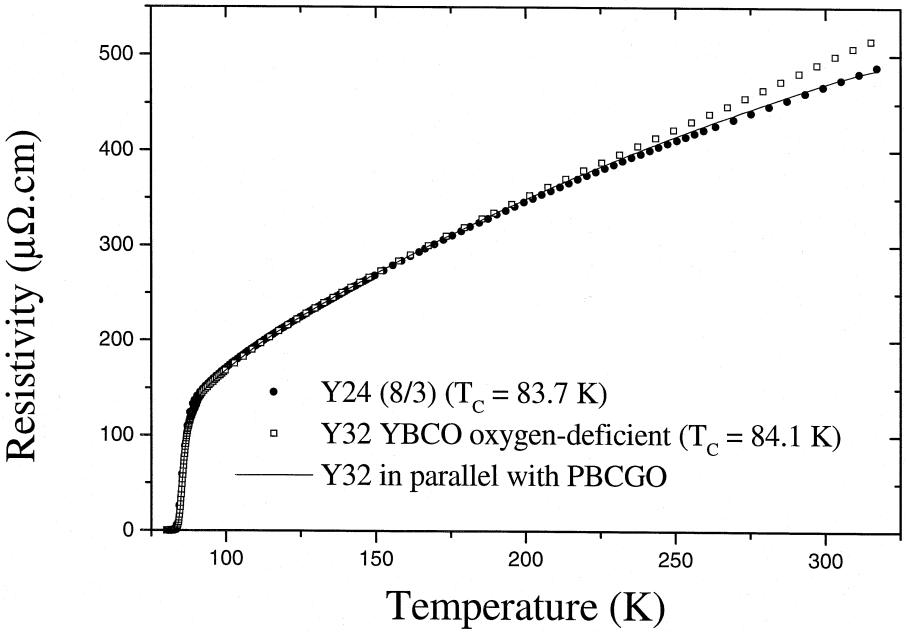
5.6 Vodljiva svojstva YBCO monokristala

Otpornost ab ravnina optimalno dopiranog YBCO monokristala je prikazana na slici 5.11 preuzete iz [22]. Za visoke temperature YBCO ima linearnu otpornost.



Slika 5.11: Na slici je prikazan graf ovisnosti otpornosti ab ravnina optimalno dopiranog YBCO monokristala o temperaturi. Za visoke temperature može se uočiti linearan trend otpornosti. Približavajući temperaturu prema temperaturi supravodljivog prijelaza otpornost naglo pada, što je atribuirano supravodljivim fluktuacijama oko T_c. Na temperaturi supravodljivog prijelaza otpornost pada na 0 te YBCO prelazi u supravodljivo stanje. Slika je preuzeta iz [22].

Snižavajući temperaturu prema temperaturi supravodljivog prijelaza otpornost pada u odnosu na linearni trend. Ovaj pad otpornosti je uzrokovan supravodljivim fluktuacijama u blizini temperature supravodljivog prijelaza T_c. Ekstrapolirajući linearni trend otpornosti ona je u blizini nule u blizini apsolutne nule. Za slabije dopiran YBCO pad temperature supravodljivog prijelaza prati porast otpornosti. Također za slabodopirani YBCO ovisnost otpornosti o temperaturi na visokim temperaturama nije više linearna [22] kao što je prikazano na slici 5.12.

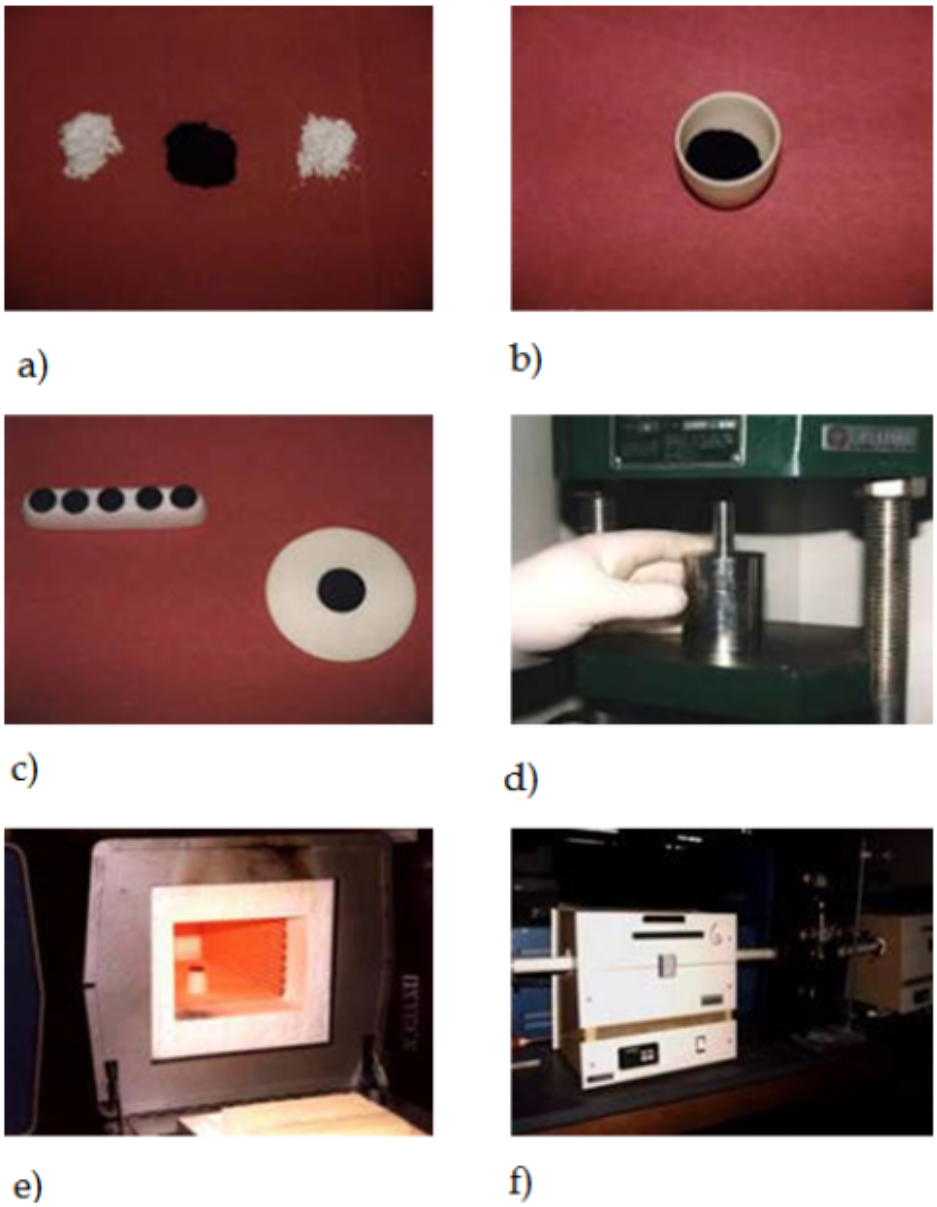


Slika 5.12: Na slici je prikazan graf ovisnosti otpornosti ab ravnina optimalno dopiranog YBCO monokristala i optimalno nedopiranog YBCO monokristala o temperaturi. Otpornost ne optimalno dopiranog YBCO monokristala na visokim temperaturama nema linearnu ovisnost. Slika je preuzeta iz [22].

Efekt slabodopiranja se događa zbog pada gustoće naboja unutar CuO_2 ravnina.

6 Proces izrade i dopiranja YBCO monokristala

Za sintezu YBCO monokristala se danas koriste polazne substance: Y_2O_3, $BaCO_3$ i CuO, koje se u pravom omjeru pomiješaju, te se mrve u tarioniku (kao što je prikazano na slici 6.13).



Slika 6.13: Na slici je prikazan proces izrade YBCO monokristala. (Slika je podijeljena na 6 dijelova a),b),c),d),e),f)). Na slici a) su prikazane polazne substance prije sinteze YBCO monokristala: Y_2O_3, $BaCO_3$ i CuO. Na slici b) se nalaze homogeno izmiješane substance Y_2O_3, $BaCO_3$ i CuO. Na slici c) je prikazan uzorak sprešan u palete preko preše koja je prikazana na slici d). Na slici d) je prikazana hidraulička preša. Na slikama e) i f) se nalaze peć za termičku obradu uzorka i peć za termičku obradu s dovodom kisika. Slika je preuzeta iz [7].

Uzorak se nakon toga preša pomoću hidrauličke preše, kao što je prikazano na

slici 6.13 c), d). Uzorak se zatim tri puta termički obrađuje, gdje je treća termička obrada uzorka provedena u struji atmosfere kisika, kao što je prikazano na slici 6.13 e), f). Zbog toga što sinteza YBCO monokristala spada u kemijske reakcije u čvrstom stanju, potrebno je uzorak prije svake termičke obrade ponovo smrviti i isprešati hidrauličkom prešom, kako bi doveli u kontakt što veći broj površina.

YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi oko 600°C. Nakon dopiranja uzorak YBCO monokristala je "quenchan" (kaljen) stavljanjem uzorka na bakrenu ploču. Tim postupkom je na brzinu ohlađen uzorak, te je dopirana koncentracija kisika ostala zarobljena u uzorku.

7 Proces magnetskih mjerenja YBCO monokristala

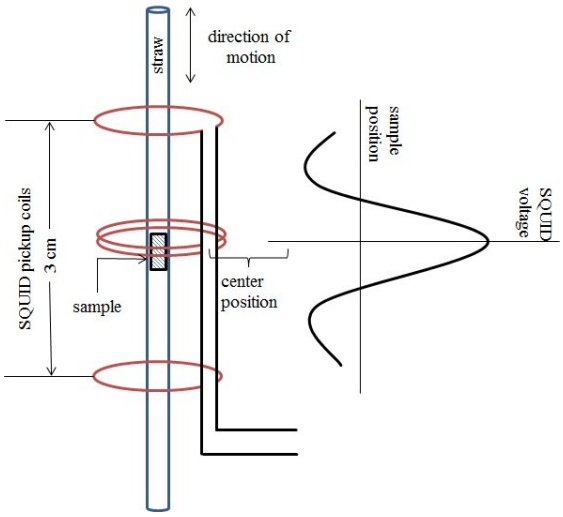
Magnetska svojstva malih uzoraka unutar kriostata mogu se mjeriti pomoću dvije metode: SQUID metode ili piezoleverom.

7.1 SQUID metoda

SQUID metoda koristi SQUID (Superconducting-quantum-interference-device) za mjerenje magnetizacije uzorka. SQUID je izrađen od dva supravodiča razdvojenih s tankim slojevima izolatora, te tvore paralelni Josephson junction (mali prekid između dva supravodljiva sloja. Cooperovi parovi tuneliraju između slojeva stvarajući struju koreliranjem kvantnih faza). SQUID može mjeriti jako mala magnetska polja. Puštajući struju kroz SQUID, nastaju oscilacije Josephsonove struje kao funkcija magnetskog polja, odnosno magnetskog toka kroz SQUID. Mjerenjem frekvencije Josephsonove struje određuje se jakost magnetskog polja. Budući da je SQUID napravljen od supravodljivog materijala, on se hladi tekućim helijem i/ili dušikom, gdje se cijeli mjerni postav nalazi u kriostatu.

Pri mjerenju uzorak se nalazi na poluzi koja se giba između SQUID-ova u magnetskom polju kao što je prikazano na slici 7.14.

SQUID metoda, omogućava mjerenje na magnetskim poljima do 7 T, te zahtijeva dobivanje do 10 mg uzorka (velik monokristal) za precizna mjerenja.

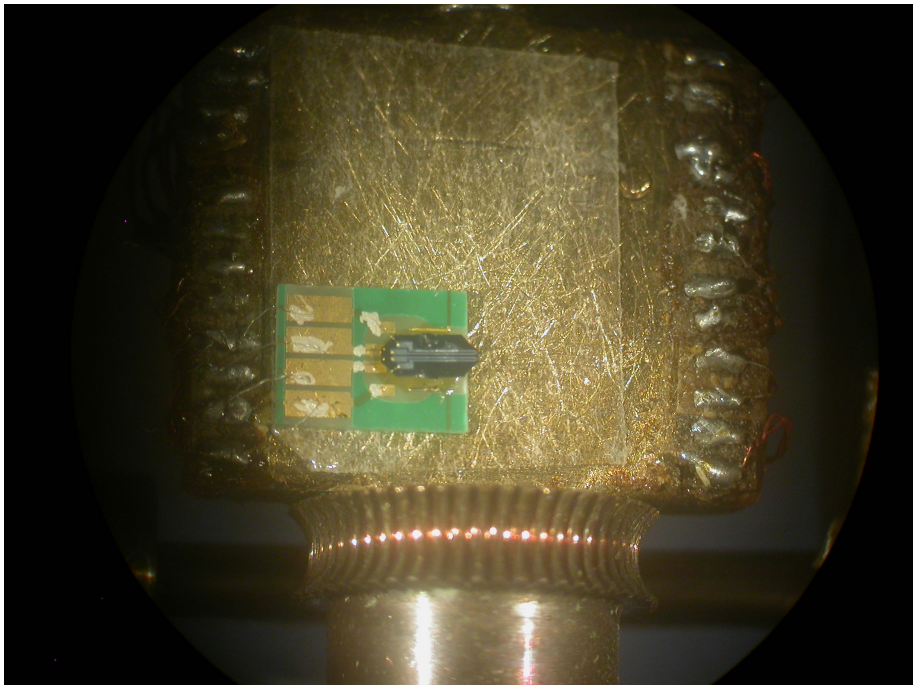


Slika 7.14: Na slici je prikazan shematski prikaz magnetskih mjerenja pomoću SQUID metode. Uzorak je pričvršćen na polugu koja se tijekom mjerenja giba između SQUID-ova. Cijeli postav se nalazi u kriostatu, u magnetskom polju koje je usmjereno u smjeru gibanja uzorka.

Magnetska mjerenja obrađena u ovom radu rađena su SQUID metodom.

7.2 Piezolever metoda

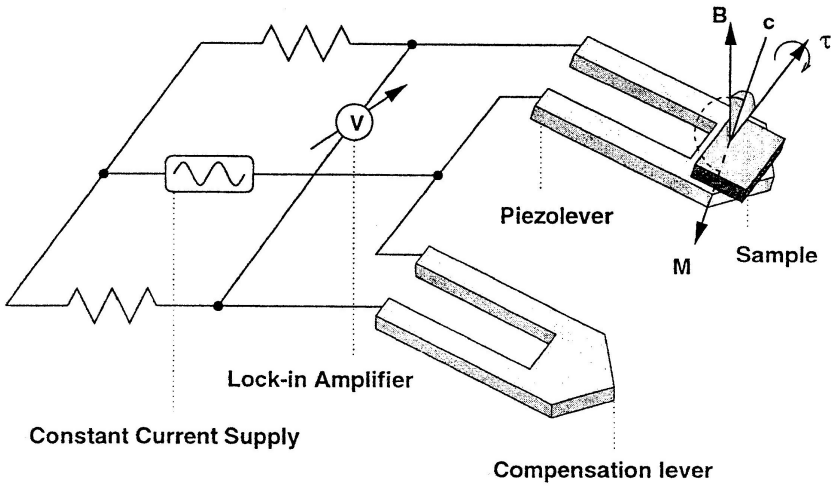
Mjerenje piezoleverom daje puno preciznije rezultate za male uzorke (lakše je sintetizirati manji monokristal). Piezolever tehnika se ne može koristiti za snažna magnetska polja s velikim uzorcima, jer onda poluga puca.



Slika 7.15: Na slici je prikazana poluga na kojoj se nalazi pločica sa piezoleverom. Na pločici se nalaze 4 kontakta te dva piezolevera koji su spojeni u Wheatstoneov most. Na jednom od piezolevera se nalazi uzorak YBCO monokristala zalijepljen na piezolever na ravninu s Millerovim indeksima (1,1,2). Poluga s uzorkom se može precizno rotirati unutar magnetskog polja.

Važno je da uzorak nema preveliku masu jer u jakom magnetskom polju moment sile može postati dovoljno velik da slomi polugu. Mjereni postav u magnetskom spoju se sastoji od dva piezolevera koji su međusobno spojeni u Wheatstoneov most kao što je prikazano na slici 7.16. Moment sile savija piezolever, gdje se savijanjem piezoleveru mijenja otpor. Promjena otpora sustava piezolevera mjeri se pomoću Wheatstonovog mosta.

Na jedan od para piezolevera je pomoću brzosušećeg (*Biston Epoxy 5 minutes*) ljepila koji nema magnetska svojstva i koji drži na kriogenim temperaturama zalijepljen uzorak YBCO monokristala. Piezopoluga se nalazi na većem silicijskom čipu na kojem se nalaze kontakti spojeni s piezosenzorom. Pomoću dvije poluge (jednoj na



Slika 7.16: Na slici je prikazan shematski spoj Wheatstoneovog mosta s dva piezolevera. Na jednom od piezolevera je zalijepljen uzorak YBCO monokristala. Magnetizacijom YBCO monokristala u magnetskom polju nastaje moment sile koji zakreće i deformira uzorak. Pomoću Wheatstonovog mosta s dva piezolevera, jednim s uzorkom i jednim bez, nakon kalibracije, dobiva se samo električni signal koji odgovara deformaciji piezolevera zbog magnetizacije YBCO monokristala. Slika je preuzeta iz [2].

kojoj se nalazi uzorak i poluzi s uzorkom) koje su međusobno spojene u Wheatstonov most, se može mjeriti razlika signala dva piezosenzora i tako se reducira pozadinski signal koji dolazi od magnetootpora samog senzora, termonapona, itd.

Na uzorak u magnetskom polju djeluje moment sile. Moment sile savija piezolever, i time mijenja njegov otpor.

Piezolever je dimenzija 170x50x5 μm. Širina poluge nije ista kao debljina, jer je poluga oblika U pa je efektivna širina oko 30 μm. Minimalna vrijednost momenta sile koja se može mjeriti ovom metodom je $\tau_{min} \sim 2 \cdot 10^{-13}$Nm, a magnetskog momenta $m_{min} \sim 2 \cdot 10^{-14}$Am^2 [2].

8 Magnetska mjerenja YBCO monokristala

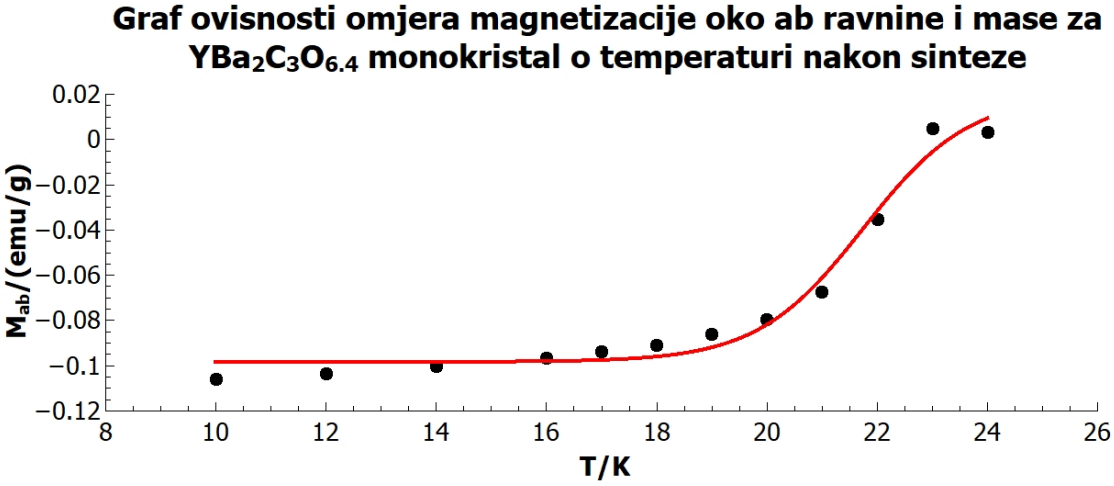
U ovom radu obrađena su magnetska mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ i $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze i određeno vrijeme nakon sinteze. Usporedba rezultata magnetskih mjerenja različito dopiranih YBCO monokristala i njihovog starenja napravljena je na kraju ovog poglavlja. $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal je dopiran u atmosferi dušika sa 1% kisika na temperaturi 560°C, dok je $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristal dopiran u atmosferi dušika sa 1% kisika na temperaturi 620°C, gdje je atmosfera tjerana da cirkulira oko uzorka tako da na dopiranje nema utjecaja difuzija kisika kroz atmosferu prema uzorku, već samo difuzija kisika kroz YBCO monokristal. Uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala dopiran je 12 dana u ovim uvjetima. Nakon sinteze ovih uzoraka rađena su magnetska mjerenja SQUID metodom. Nakon magnetskih mjerenja uzorci su spremljeni na suho mjesto, tako da voda ne uđe u njih, na sobnoj temperaturi do ponovnog mjerenja. Magnetska mjerenja uzorka $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala ponovljena su sedam mjeseci nakon sinteze, dok su magnetska mjerenja uzorka $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala ponovljena sedam godina nakon sinteze.

8.1 Magnetska mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze

Magnetska mjerenja pomoću SQUID tehnike za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze prikazana su u ovom poglavlju.

Najprije su prikazana mjerenja, gdje je mjerena ovisnost magnetizacije o temperaturi, gdje je tijekom mjerenja magnetsko polje $H = 10$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 1$mT), usmjereno u smjeru ab ravnine ili c osi.

Mjereni rezultati su prikazani na slikama 8.17 i 8.18.

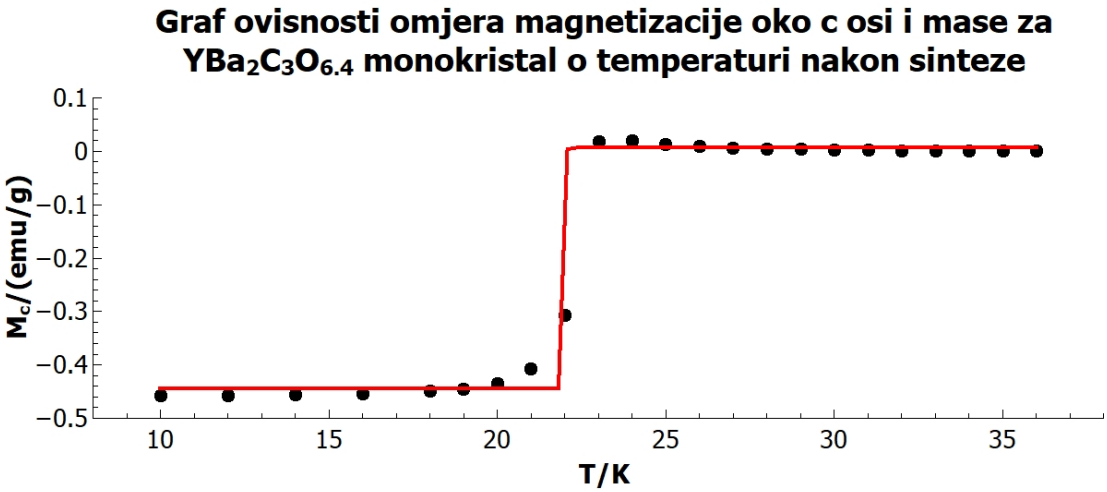


Slika 8.17: Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru ab ravnina. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 620°C, te su mjerenja vršena nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10$Oe, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Dvije točke su izbačene u obradi rezultata. Na rezultate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp(-(x - T_c)/c))$, s koeficijentima: $a = (-0.098 \pm 0.003)$emu/g, $b = (0.12 \pm 0.01)$emu/g, $c = (1.0 \pm 0.2)$K, $T_c = (21.7 \pm 0.3)$K.

Sa slike 8.17 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala, nakon sinteze: $T_{c0} = (21.7 \pm 0.3)$K u magnetskom polju 1mT usmjerenog u smjeru ab ravnina.

Sa slike 8.18 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala, nakon sinteze: $T_{c0} = (22.004 \pm 0.002)$K u magnetskom polju 1mT.

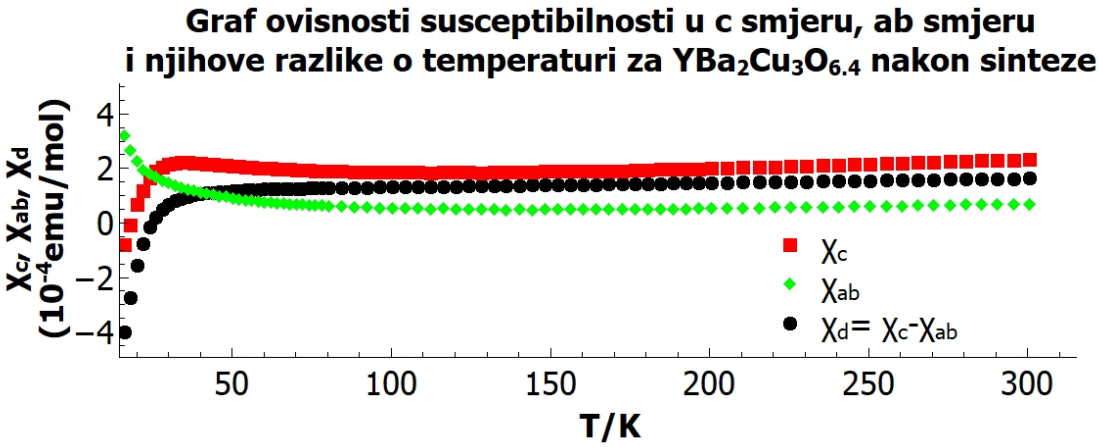
Pomoću ovih izmjerenih podataka izračunata je srednja temperatura supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.4}$, za mjerenja izvršena nakon sinteze te iznosi: $\langle T_{c0} \rangle = (22.004 \pm 0.002)$K u magnetskom polju 1mT.



Slika 8.18: Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi, okomite na ab ravnine. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 620°C, te su mjerenja vršena nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10$Oe, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Jedna točka je izbačena u obradi rezultata. Na rezultate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp(-(x - T_c)/c))$, s koeficijentima: $a = (-0.007 \pm 0.003)$emu/g, $b = (0.451 \pm 0.003)$emu/g, $c = (-0.0157425452 \pm 0.0000000001)$K, $T_c = (22.004 \pm 0.002)$K.

Na dopiranom uzorku $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze vršena su magnetska mjerenja u magnetskom polju jakosti $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T).

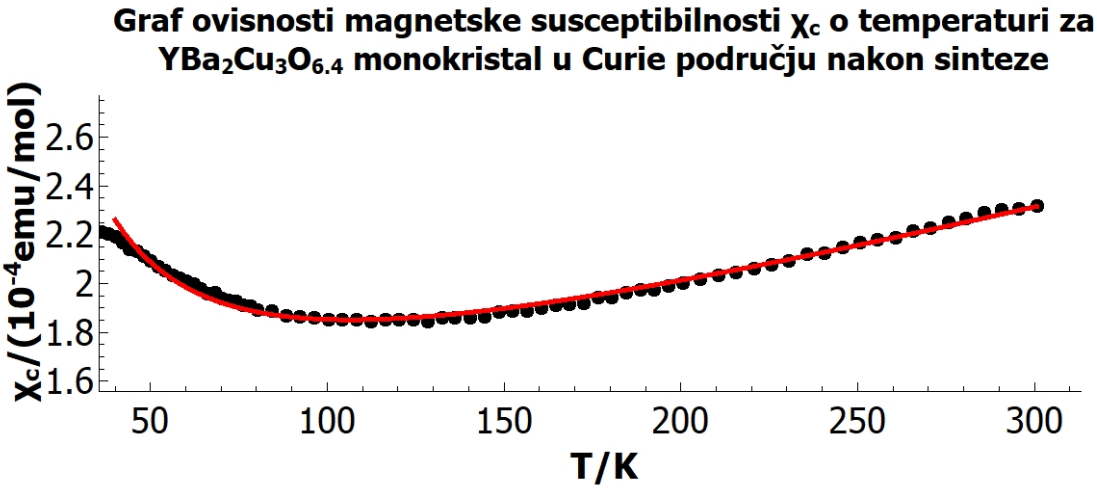
Tijekom mjerenja magnetsko polje je usmjereno u smjeru c ili ab osi. Na slici 8.19 je prikazana ovisnost magnetske susceptibilnosti o temperaturi.



Slika 8.19: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala u c, ab, smjeru i njihova razlika o temperaturi. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c ili ab smjeru ovisno o mjerenju, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze.

Na grafu prikazanom na slici 8.19 može se uočiti da u području temperatura $(40-300)$K $\chi_c(T)$ i $\chi_{ab}(T)$ imaju Curievo ponašanje $\chi \sim T^{-1}$, dok njihova razlika $\chi_c(T) - \chi_{ab}(T)$ nema Curievu ovisnost jer je Curiev član izotropan.

Na grafovima prikazanim na slikama 8.20 i 8.21 prikazane su mjerene magnetske susceptibilnosti χ_c i χ_{ab} s grafa 8.19 u području Curieve ovisnosti.

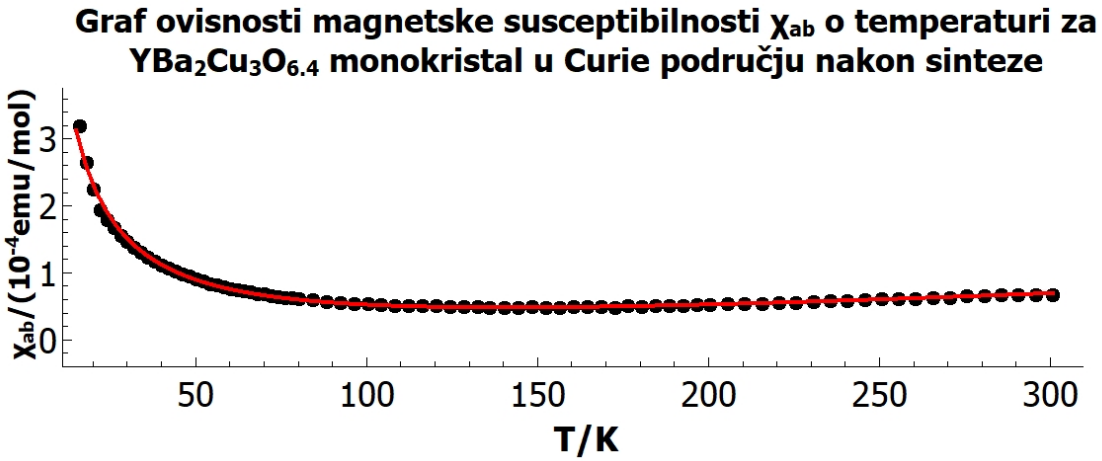


Slika 8.20: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala u c smjeru o temperaturi, u Curievom području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c smjeru, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ s parametrima $A = (3.71 \pm 0.06) \cdot 10^{-7}$emu/molK $B = (1.06 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}$emu/mol $C = (42.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

S grafa prikazanog na slici 8.20 određena je Curieva konstanta $C_c = (42.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

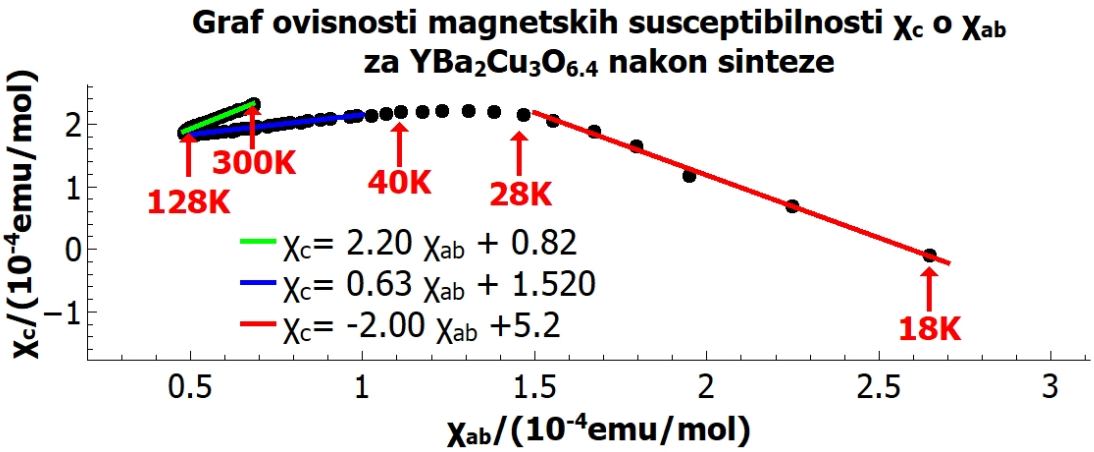
S grafa prikazanog na slici 8.21 određena je Curieva konstanta $C_{ab} = (50 \pm 6) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

Pomoću rezultata prikazanih na slikama 8.20 i 8.21 određena je srednja Curieva konstanta za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze, te iznosi $C_0 = (42.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.



Slika 8.21: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala u ab smjeru o temperaturi, u Curievom području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u ab smjeru, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ s parametrima $A = (2.52 \pm 0.08) \cdot 10^{-7}$emu/molK $B = (-0.22 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}$emu/mol $C = (50 \pm 6) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

Na grafu prikazanom na slici 8.22 je prikazana ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab}.



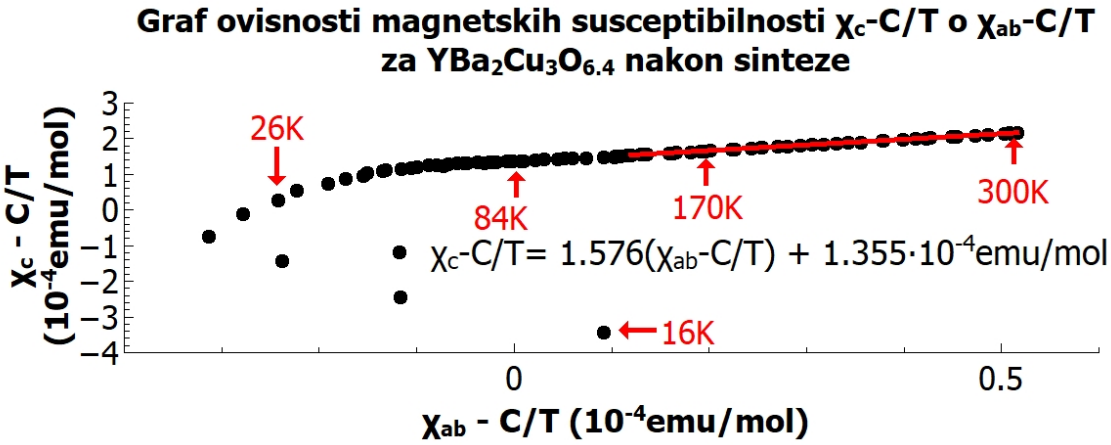
Slika 8.22: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti u c smjeru o magnetskoj susceptibilnosti u ab smjeru. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti tri linearna područja, za koje su nađeni najbolji pravci s koeficijentima: Visoke temperature (300K - 128K): $A_v = 2.20 \pm 0.05$, $B_v = (0.82 \pm 0.05) \cdot 10^{-4}$)emu/mol), srednje temperature (128K - 40K): ($A_s = 0.63 \pm 0.01$, $B_s = (1.520 \pm 0.007) \cdot 10^{-4}$)emu/mol), niske temperature (28K - 18K): ($A_n = -2.00 \pm 0.07$, $B_n = (5.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$)emu/mol).

S grafa prikazanog na slici 8.22 dobivena je ovisnost magnetskih susceptibilnosti

χ_c o χ_{ab}. za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c = 2.20\chi_{ab} + 0.82 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}.$$

Na grafu prikazanom na slici 8.23 je prikazana ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu ovisnost.

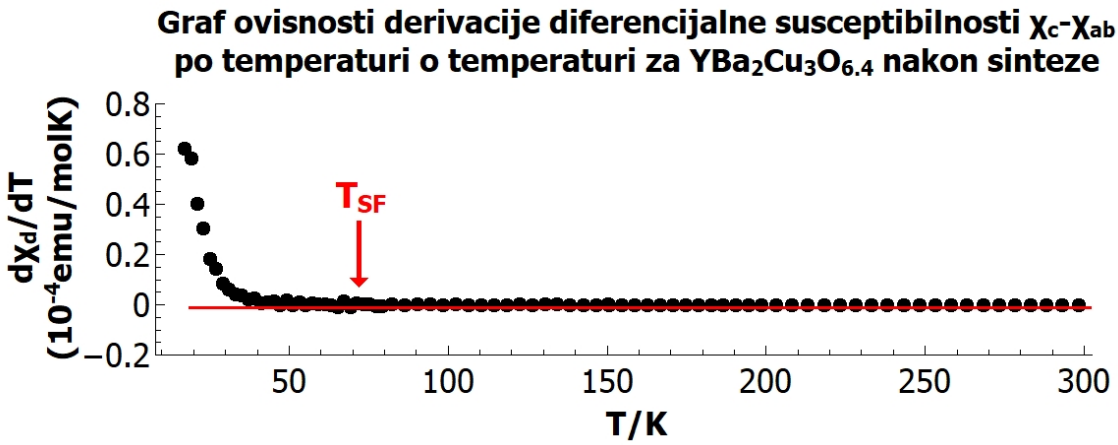


Slika 8.23: Na slici je prikazan graf ovisnosti reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu konstantu. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti dva linearna područja. Kroz linearno područje za visoke temperature nađen je najbolji pravac s koeficijentima: $A = 1.576 \pm 0.005$, $B = (1.355 \pm 0.002) \cdot 10^{-4}$emu/mol.

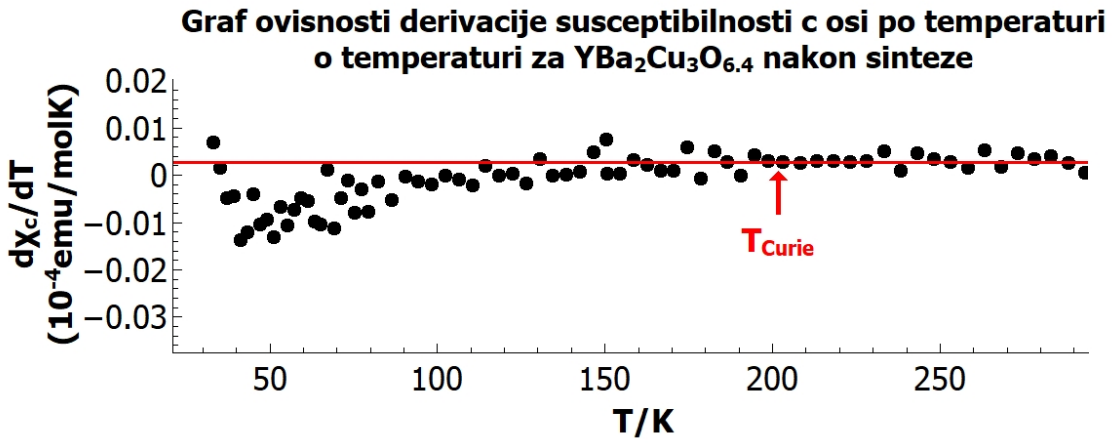
S grafa prikazanog na slici 8.23 dobivena je ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$. za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c(T) - C/T = 1.576(\chi_{ab} - C/T) + 1.355 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$$

Grafovi ovisnosti derivacije magnetskih susceptibilnosti χ_c, χ_d po temperaturi o temperaturi su prikazane na slikama 8.24, 8.25.



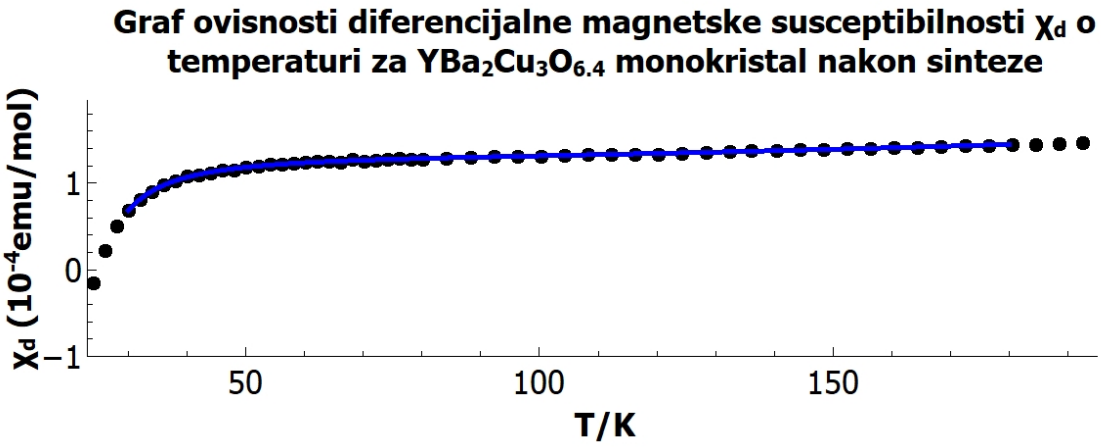
Slika 8.24: Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ po temperaturi o temperaturi za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze. Na grafu se mogu uočiti supravodljive fluktuacije na temperaturi reda veličine $T_c + 35K$.



Slika 8.25: Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije magnetske susceptibilnosti χ_c po temperaturi o temperaturi za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze. Na grafu može se uočiti Curievo ponašanje i Curieva temperatura reda veličine 200K.

S grafova prikazanih na slikama 8.24, 8.25 određena je temperatura supravodljivih fluktuacija koja iznosi približno $65K$, te Curieva temperatura T_{Curie} reda veličine 200K.

Na grafu prikazanom na slici 8.50 je prikazana ovisnost razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 8.19. Graf je "fitan" prema izrazu 5.54 u rasponu temperatura $(30 - 180)$K.



Slika 8.26: Na slici je prikazan graf ovisnosti razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 8.19. Graf je "fitan" prema izrazu 5.54. U rasponu temperatura (30 - 180)K na graf je "fitana" krivulja $-\frac{A \cdot x}{\sqrt{(\ln(x/T_c))^2 + B \cdot \ln(x/T_c)}} + C \cdot x + D$ s koeficijentima: $A = (6.4 \pm 0.9)\mu$emu/molK, $B = 2.0 \pm 0.3$, $C = (1.6 \pm 0.2)\mu$emu/molK, $D = (250 \pm 10)\mu$emu/mol, $T_c = (22.2 \pm 0.6)$K.

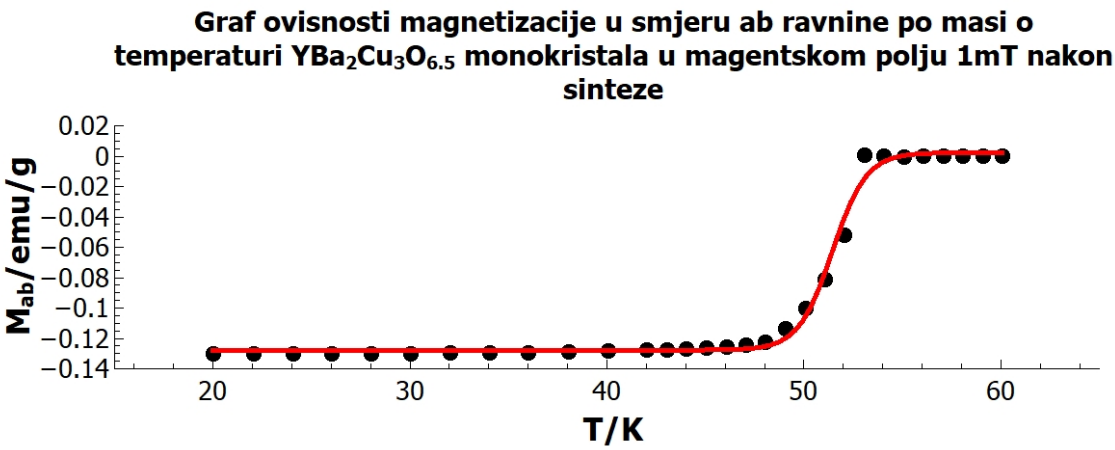
S grafa prikazanog na slici 8.50 određena je koherentna duljina $\xi_{ab} = (4.7 \pm 0.3)$nm, i faktor izotropnosti $\gamma = 5.6 \pm 0.6$ za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze. Pomoću izraza 5.29 izračunato je kritično magnetsko polje $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze, te iznosi $H_{c2} = (15 \pm 2)$T. Dobivene vrijednosti faktora izotropije i koherentne duljine u ab smjeru pokazuju dobro slaganje s mjerenjima [15].

8.2 Magnetska mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze

Magnetska mjerenja pomoću SQUID tehnike za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze prikazana su u ovom poglavlju.

Najprije su prikazana mjerenja, gdje je mjerena ovisnost magnetizacije o temperaturi, gdje je tijekom mjerenja magnetsko polje $H = 10$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 1$mT), usmjereno u smjeru ab ravnine ili c osi.

Mjereni rezultati su prikazani na slikama 8.27 i 8.28.

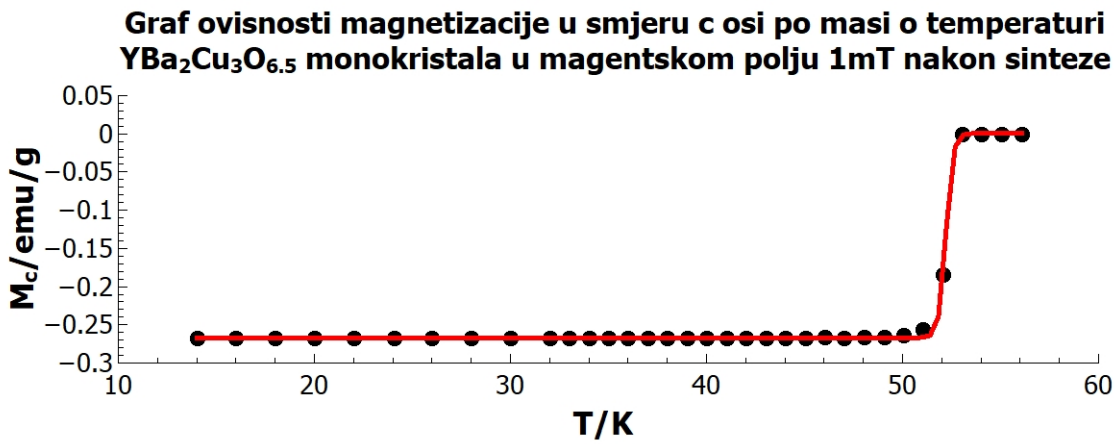


Slika 8.27: Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru ab ravnina. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 560°C, te su mjerenja vršena nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10$Oe, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Na rezultate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp(-(x - T_c)/c))$, s parametrima: $a = (-0.128 \pm 0.001)$emu/g, $b = (0.130 \pm 0.002)$emu/g, $c = (0.86 \pm 0.08)$K, $T_c = (51.45 \pm 0.09)$K.

Sa slike 8.27 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala, nakon sinteze: $T_{c0} = (51.45 \pm 0.09)$K u magnetskom polju 1mT.

Sa slike 8.28 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala, nakon sinteze: $T_{c0} = (52.21 \pm 0.03)$K u magnetskom polju 1mT.

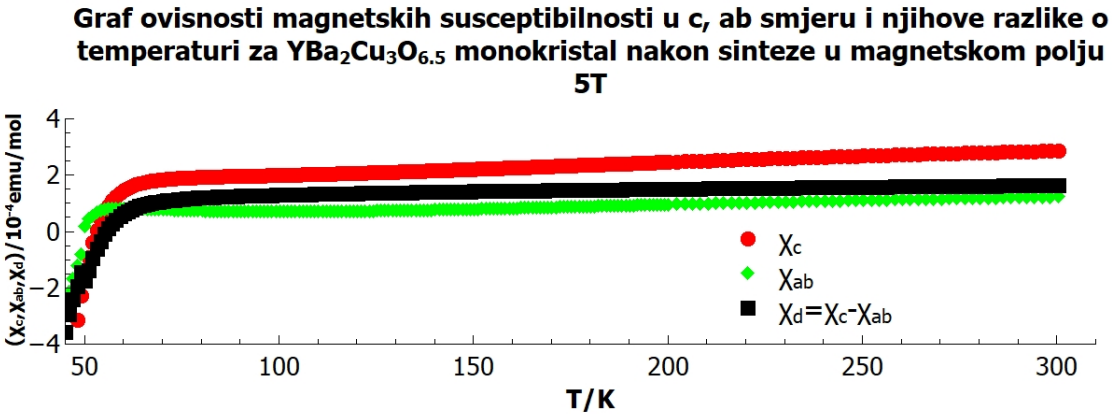
Pomoću ovih izmjerenih podataka izračunata je srednja temperatura supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$, za mjerenja izvršena nakon sinteze te iznosi: $\langle T_{c0} \rangle = (52.13 \pm 0.03)$K u magnetskom polju 1mT.



Slika 8.28: Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi, okomite na ab ravninu. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 560°C, te su mjerenja vršena nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10$Oe, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Na rezultate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp(-(x - T_c)/c))$, s parametrima: $a = (-0.2669 \pm 0.0004)$emu/g, $b = (0.267 \pm 0.001)$emu/g, $c = (-0.18 \pm 0.03)$K, $T_c = (52.21 \pm 0.03)$K.

Na dopiranom uzorku $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze vršena su magnetska mjerenja u magnetskom polju jakosti $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T).

Tijekom mjerenja magnetsko polje je usmjereno u smjeru c ili ab osi. Na slici 8.29 je prikazana ovisnost magnetske susceptibilnosti o temperaturi.

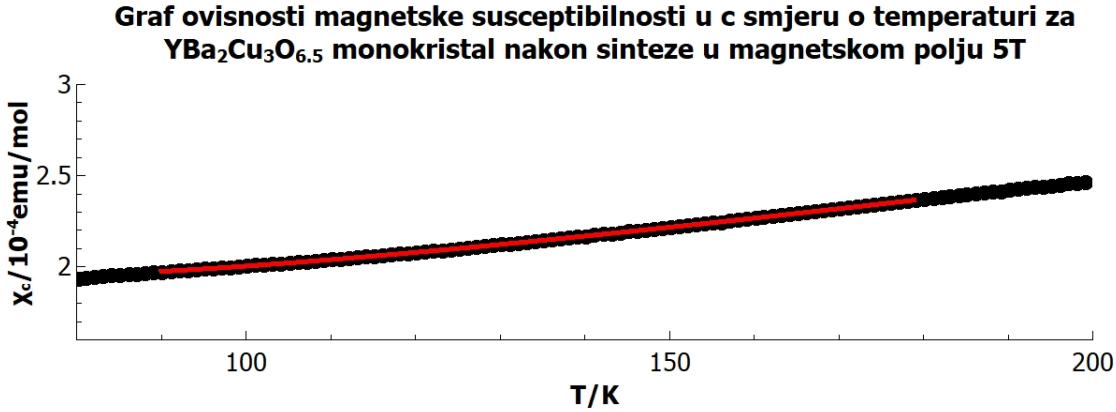


Slika 8.29: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala u c, ab, smjeru i njihova razlika o temperaturi. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c ili ab smjeru ovisno o mjerenju, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze.

Na grafu prikazanom na slici 8.29 može se uočiti da u temperaturnom području

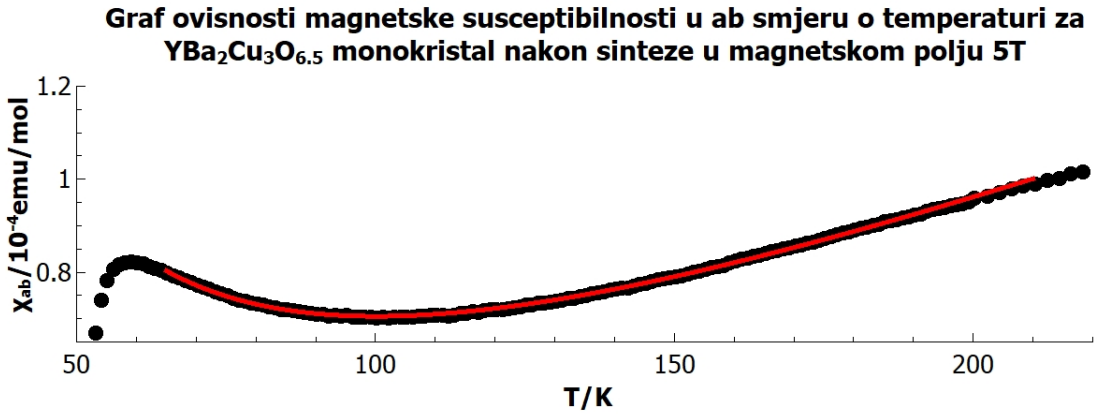
otprilike između $(70-190)$K $\chi_c(T)$ i $\chi_{ab}(T)$ imaju Curievo ponašanje $\chi \sim T^{-1}$, dok njihova razlika $\chi_c(T) - \chi_{ab}(T)$ nema Curievu ovisnost jer je Curiev član izotropan.

Na grafovima prikazanim na slikama 8.31 i 8.30 prikazane su mjerene magnetske susceptibilnosti χ_c i χ_{ab} s grafa 8.29 u području Curieve ovisnosti.



Slika 8.30: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala u c smjeru o temperaturi, u Curievom području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c smjeru, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ s parametrima $A = (6.27 \pm 0.03) \cdot 10^{-7}$emu/molK $B = (1.075 \pm 0.007) \cdot 10^{-4}$emu/mol $C = (30.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

S grafa prikazanog na slici 8.30 određena je Curieva konstanta $C_c = (30.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

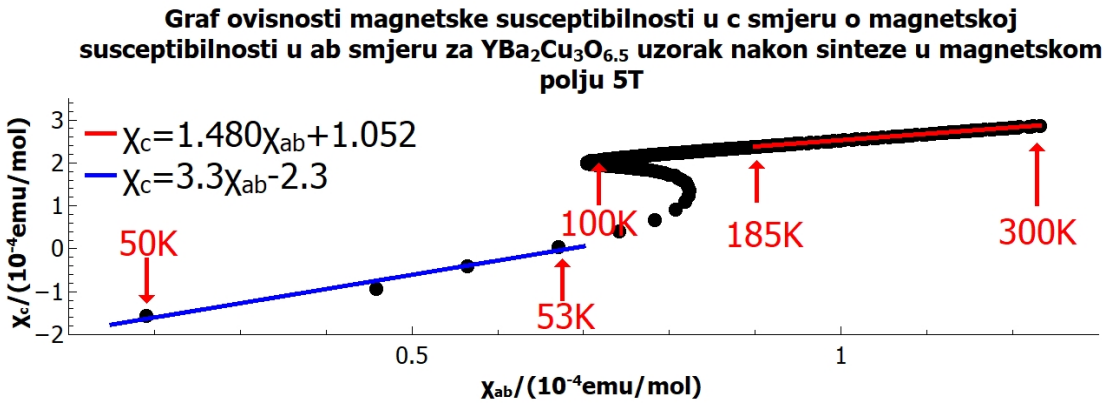


Slika 8.31: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala u ab smjeru o temperaturi, u Curievom području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u ab smjeru, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ s parametrima $A = (5.15 \pm 0.02) \cdot 10^{-7}$emu/molK $B = (-0.326 \pm 0.005) \cdot 10^{-4}$emu/mol $C = (51.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

S grafa prikazanog na slici 8.31 određena je Curieva konstanta $C_{ab} = (51.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

Pomoću rezultata prikazanih na slikama 8.30 i 8.31 određena je srednja Curieva konstanta za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze, te iznosi $C_0 = (45.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

Na grafu prikazanom na slici 8.32 je prikazana ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab} za mjerenja u vanjskom magnetskom polju 5T.



Slika 8.32: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti u c smjeru o magnetskoj susceptibilnosti u ab smjeru. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti dva linearna područja, za koje su nađeni najbolji pravci s koeficijentima: Visoke temperature (300K - 100K): $A_v = 1.48 \pm 0.004$, $B_v = (1.052 \pm 0.004) \cdot 10^{-4}$)emu/mol), niske temperature (48K - 51K): ($A_n = 3.3 \pm 0.4$, $B_n = (-2.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$)emu/mol).

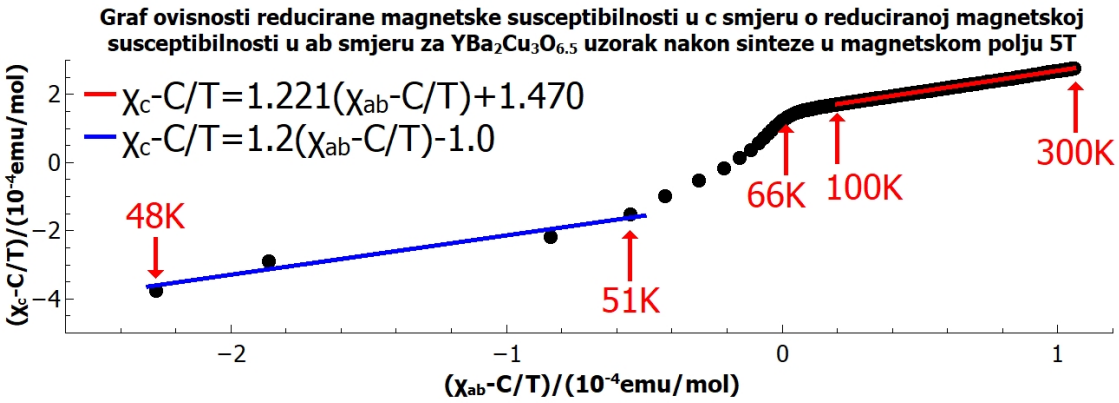
S grafa prikazanog na slici 8.32 dobivena je ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab}. za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c = 1.48\chi_{ab} + 1.052 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}.$$

Na grafu prikazanom na slici 8.33 je prikazana ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu ovisnost.

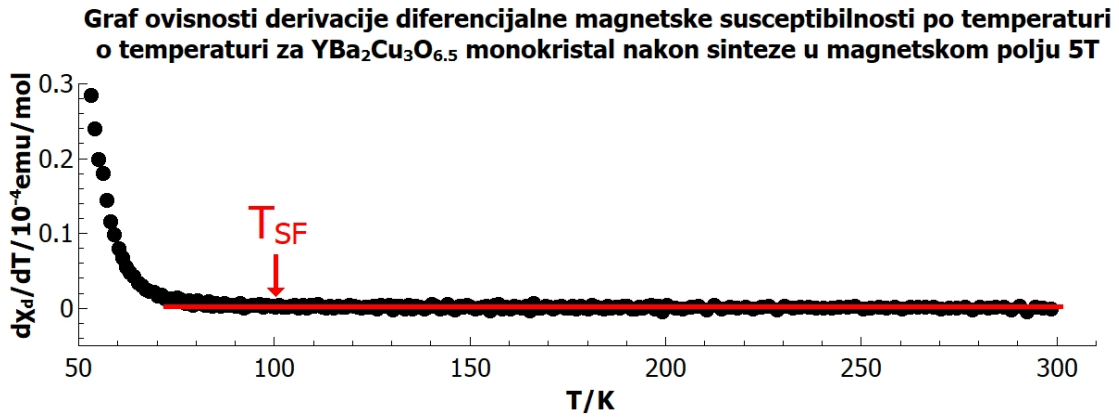
S grafa prikazanog na slici 8.33 dobivena je ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$. za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c(T) - C/T = 1.221(\chi_{ab} - C/T) + 1.47 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$$



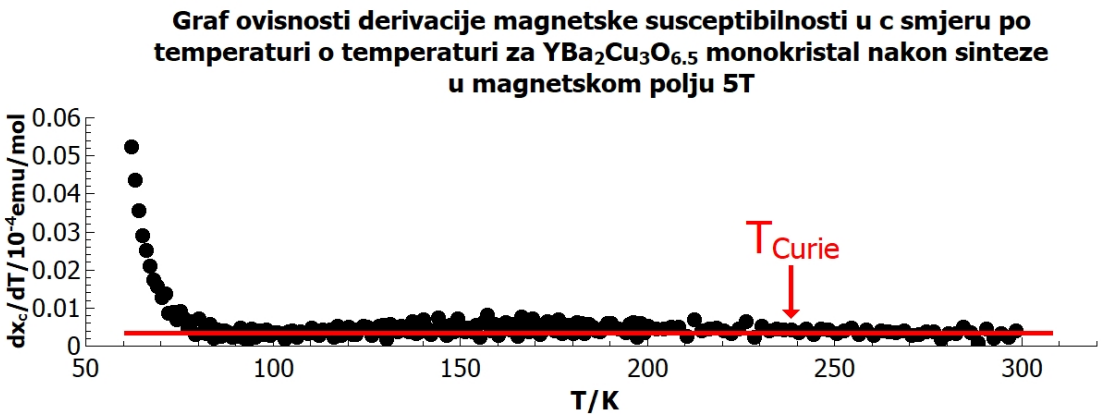
Slika 8.33: Na slici je prikazan graf ovisnosti reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu konstantu. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti dva linearna područja, za koje su nađeni najbolji pravci s koeficijentima: Visoke temperature (300K - 100K): $A_v = 1.221 \pm 0.002$, $B_v = (1.47 \pm 0.001) \cdot 10^{-4}$)emu/mol), niske temperature (48K - 51K): ($A_n = 1.2 \pm 0.2$, $B_n = (-1 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$)emu/mol).

Grafovi ovisnosti derivacije magnetskih susceptibilnosti χ_c, χ_d po temperaturi o temperaturi su prikazane na slikama 8.34, 8.35.



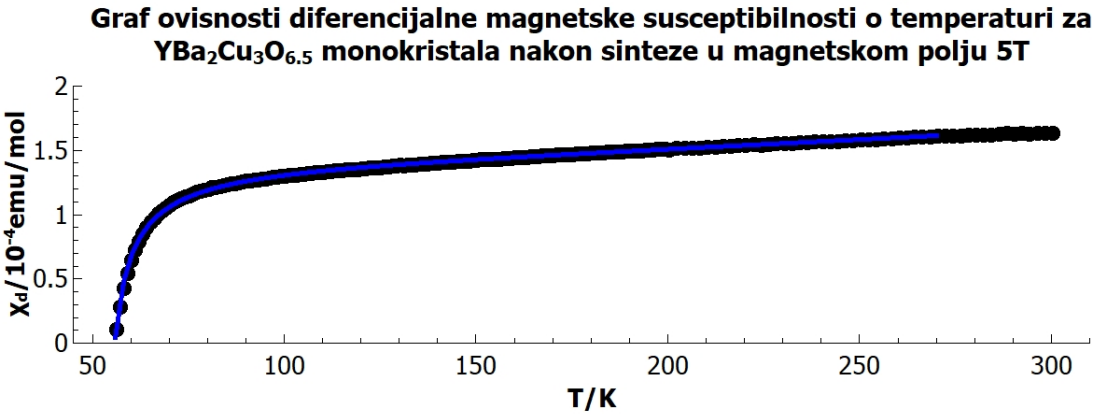
Slika 8.34: Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ po temperaturi o temperaturi za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze. Na grafu se mogu uočiti supravodljive fluktuacije na temperaturi reda veličine $T_c + 40$K.

S grafova prikazanih na slikama 8.34, 8.35 određena je temperatura supravodljivih fluktuacija koja iznosi približno 100K, te Curieva temperatura T_{Curie} reda veličine 240K.



Slika 8.35: Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije magnetske susceptibilnosti χ_c po temperaturi o temperaturi za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze. Na grafu može se uočiti Curievo ponašanje i Curieva temperatura reda veličine 240K.

Na grafu prikazanom na slici 8.36 je prikazana ovisnost razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 8.29. Graf je "fitan" prema izrazu 5.54 u rasponu temperatura $(30 - 180)$K.

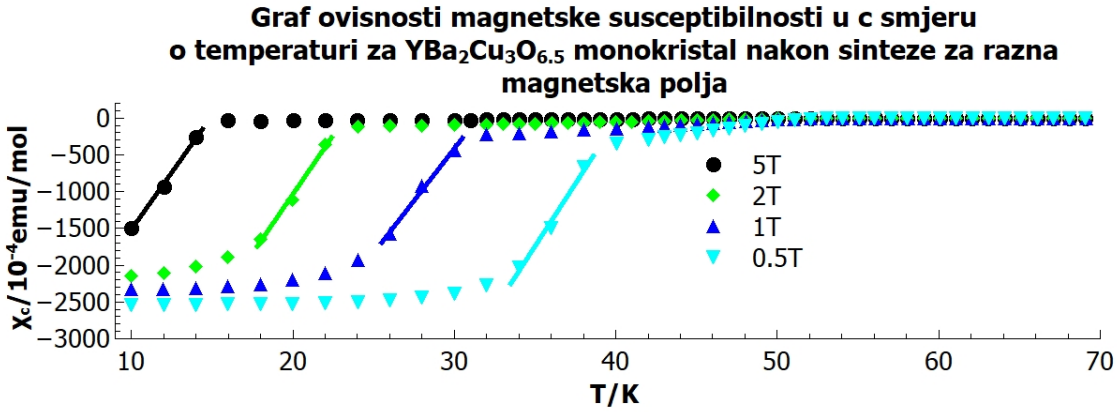


Slika 8.36: Na slici je prikazan graf ovisnosti razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 8.29. Graf je "fitan" prema izrazu 5.54. U rasponu temperatura (54 - 270)K na graf je "fitana" krivulja $-\frac{A \cdot x}{\sqrt{(\ln(x/T_c))^2 + B \cdot \ln(x/T_c)}} + C \cdot x + D$ s koeficijentima: $A = (3.3 \pm 0.5)\mu$emu/molK, $B = 14 \pm 4$, $C = (0.57 \pm 0.01)\mu$emu/molK, $D = (179 \pm 7)\mu$emu/mol, $T_c = (53.06 \pm 0.07)$K.

S grafa prikazanog na slici 8.36 određena je koherentna duljina $\xi_{ab} = (3.4 \pm 0.3)$nm, i faktor izotropnosti $\gamma = 1.5 \pm 0.2$ za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze. Pomoću izraza 5.29 izračunato je kritično magnetsko polje $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze, te iznosi $H_{c2} = (29 \pm 4)$T.

Na grafovima prikazanim na slikama 8.37, 8.38 i 8.39 prikazane su ovisnosti magnetskih susceptibilnosti χ_c, χ_{ab} i njihove razlike $\chi_d = \chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za

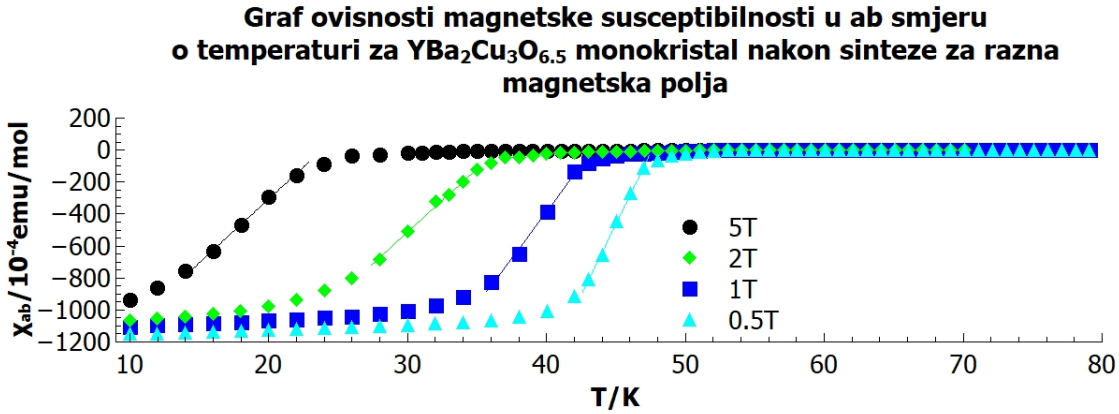
sljedeća vanjska magnetska polja u vakuumu: 5T, 2T, 1T, 0.5T.



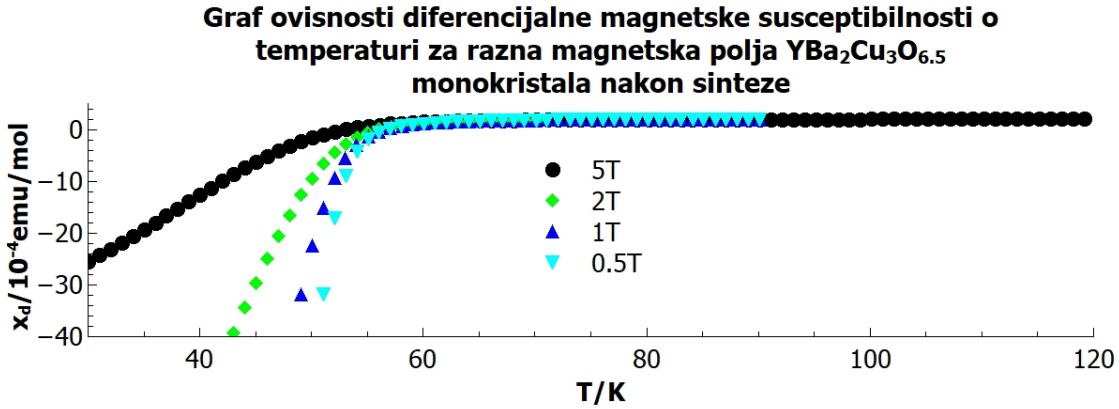
Slika 8.37: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti u c smjeru po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi. Gdje su tijekom mjerenja magnetska polja usmjerena u smjeru c osi YBCO monokristala i iznose $H = (50000\text{Oe}, 20000\text{Oe}, 10000\text{Oe}\ 5000\text{Oe})$, (što odgovara magnetskim poljima u vakuumu $B = (5\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T})$). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Za linearne dijelove faznog prijelaza nađeni su najbolji pravci s koeficijentima: $A_{5T} = (31 \pm 1)$memu/molK, $B_{5T} = (-460 \pm 20)$memu/mol, $A_{2T} = (32 \pm 3)$memu/molK, $B_{2T} = (-750 \pm 60)$memu/mol, $A_{1T} = (28 \pm 2)$memu/molK, $B_{1T} = (-890 \pm 70)$memu/mol, $A_{0.5T} = (34 \pm 4)$memu/molK, $B_{0.5T} = (-1400 \pm 100)$memu/mol.

S grafa prikazanog na slici 8.37 određeni su koeficijenti pravaca linearnog djela faznih prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze za magnetska polja $B = (5\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T})$ u c smjeru. Nultočke ovih pravaca odgovaraju temperaturi faznih prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze u c smjeru te su prikazane u tablici 8.1.

S grafa prikazanog na slici 8.38 određeni su koeficijenti pravaca linearnog djela faznih prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze za magnetska polja $B = (5\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T})$ u ab smjeru. Nultočke ovih pravaca odgovaraju temperaturi faznih prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze u c smjeru te su prikazane u tablici 8.1.



Slika 8.38: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti u c smjeru po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi. Gdje su tijekom mjerenja magnetska polja usmjerena u smjeru ab osi YBCO monokristala i iznose $H = (50000\text{Oe}, 20000\text{Oe}, 10000\text{Oe}\ 5000\text{Oe})$, (što odgovara magnetskim poljima u vakuumu $B = (5\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T})$). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Za linearne dijelove faznog prijelaza nađeni su najbolji pravci s koeficijentima: $A_{5T} = (8.0 \pm 0.3)$memu/molK, $B_{5T} = (-190 \pm 6)$memu/mol, $A_{2T} = (7.9 \pm 0.3)$memu/molK, $B_{2T} = (-289 \pm 10)$memu/mol, $A_{1T} = (11.6 \pm 0.7)$memu/molK, $B_{1T} = (-500 \pm 30)$memu/mol, $A_{0.5T} = (17.8 \pm 0.5)$memu/molK, $B_{0.5T} = (-850 \pm 20)$memu/mol.



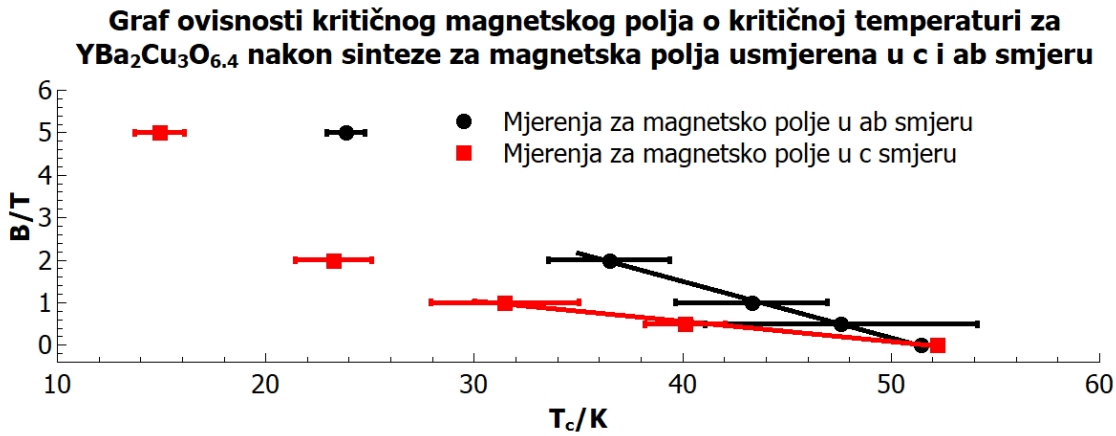
Slika 8.39: Na slici je prikazan graf ovisnosti diferencijalne magnetske susceptibilnosti $\chi_d = \chi_c - \chi_{ab}$ po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi. Gdje su tijekom mjerenja magnetska polja usmjerena u smjeru ab osi YBCO monokristala i iznose $H = (50000\text{Oe}, 20000\text{Oe}, 10000\text{Oe}\ 5000\text{Oe})$, (što odgovara magnetskim poljima u vakuumu $B = (5\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T})$). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. S grafa prikazanog na slici 8.38 određeni su koeficijenti pravaca linearnog djela faznih prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze za magnetska polja $B = (5\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T})$ u ab smjeru. Nultočke ovih pravaca odgovaraju temperaturi faznih prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze u c smjeru te su prikazane u tablici 8.1.

Pomoću određenih temperatura supravodljivog prijelaza s grafova prikazanih na slikama 8.37 i 8.38 za magnetska polja $B = (5\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T})$ i ranije određenih

B_c	$T_{c_{ab}}$	T_{c_c}
5T	(24 ± 1)K	(14.9 ± 0.9)K
2T	(36 ± 2)K	(23 ± 3)K
1T	(43 ± 4)K	(31 ± 4)K
0.5T	(48 ± 2)K	(40 ± 7)K
0.001T	(51.45 ± 0.09)K	(52.21 ± 0.03)K

Tablica 8.1: Na tablici su prikazane nultočke linearnih fitova s grafova prikazanim na slikama 8.37 i 8.38 i temperatura supravodljivog prijelaza za mjerenja u Meissner stanju u magnetskom polju 1mT prikazana na slikama 8.28 i 8.27. Ove nultočke predstavljaju temperature supravodljivog prijelaza za magnetska polja tijekom mjerenja magnetizacije.

temperatura supravodljivog prijelaza u Meissnerovom stanju određenih s grafova 8.30 i 8.31 nacrtan je graf ovisnosti kritičnog magnetskog polja o temperaturi za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal o temperaturi nakon sinteze koji je prikazan na slici 8.40.



Slika 8.40: Na slici je prikazan graf ovisnosti kritičnog magnetskog polja o kritičnoj temperaturi supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze. Ove točke su dobivene obradom mjerenja prikazanih na slikama: 8.37, 8.38, 8.30, 8.31. Crvenom linijom su prikazane točke za magnetsko polje u c smjeru s njihovim pogreškama, dok su crnom linijom prikazane točke za magnetsko polje u ab smjeru. U blizini supravodljivog prijelaza nađeni su najbolji pravci s koeficijentima: A_{ab}=(-133 ± 5)mT/K, B_{ab}=(6.8 ± 0.2)T, A_c=(-477 ± 5)mT/K, B_c=(2.5 ± 0.2)T.

S grafa prikazanog na slici 8.40 određena je temperatura supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze u c smjeru i ab smjeru te iznose:

$$T_{c_c} = (52 \pm 6)K$$

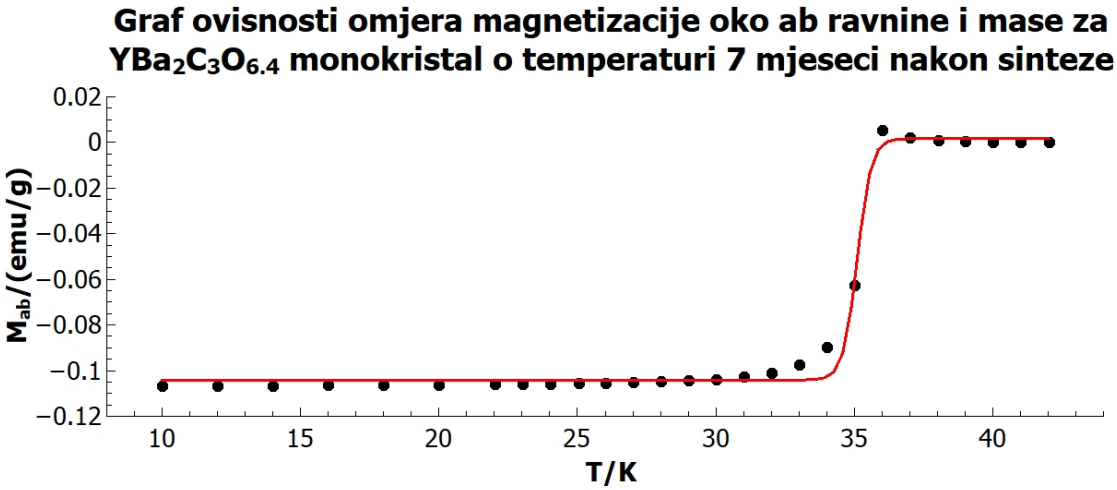
$$T_{c_{ab}} = (51 \pm 2)K.$$

Pomoću ovih temperatura supravodljivog prijelaza određena je srednja temperatura supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze te iznosi T_c=(51 $\pm$ 2)K.

8.3 *Magnetska mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala 7 mjeseci nakon sinteze*

Magnetska mjerenja pomoću SQUID tehnike za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala 7 mjeseci nakon sinteze prikazana su u ovom poglavlju.

Najprije su prikazana mjerenja, gdje je mjerena ovisnost magnetizacije o temperaturi, gdje je tijekom mjerenja magnetsko polje $H = 10$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 1$mT), usmjereno u smjeru ab ravnine ili c osi. Mjereni rezultati su prikazani na slikama 8.41 i 8.42.

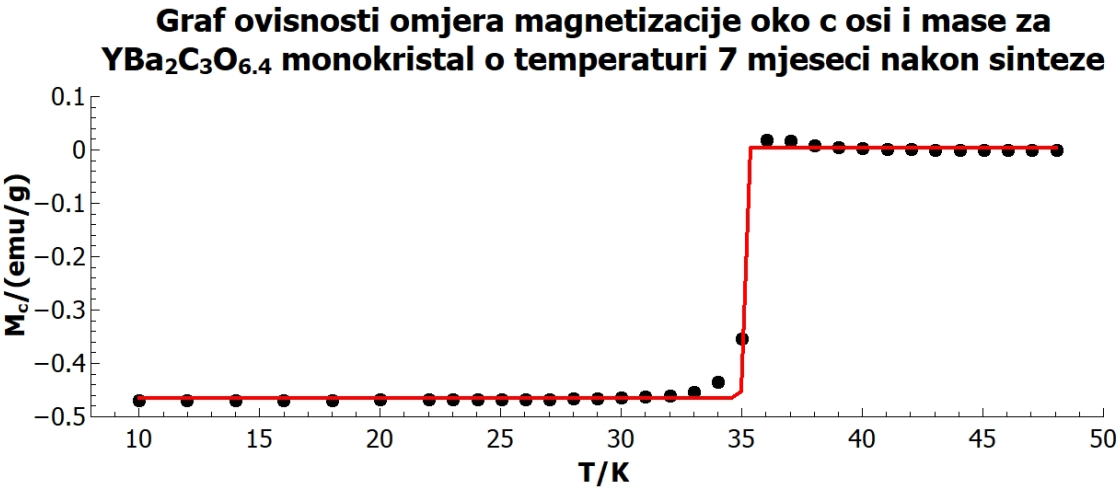


Slika 8.41: Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru ab ravnina. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 620°C, te su mjerenja vršena 7 mjeseci nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10$Oe, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Jedna točka je izbačena u obradi rezultata. Na rezultate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp(-(x - T_c)/c))$, s koeficijentima: $a = (-0.098 \pm 0.003)$emu/g, $b = (1.058 \pm 0.002)$emu/g, $c = (0.25 \pm 0.08)$K, $T_c = (35.11 \pm 0.05)$K.

Sa slike 8.41 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala, za mjerenja 7 mjeseci nakon sinteze: $T_{c7} = (35.11 \pm 0.05)$K u magnetskom polju 1mT.

Sa slike 8.42 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala, za mjerenja vršena 7 mjeseci nakon sinteze: $T_{c7} = (35.02703 \pm 0.00005)$K u magnetskom polju 1mT.

Pomoću ovih izmjerenih podataka izračunata je srednja temperatura supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.4}$, za mjerenja vršena 7 mjeseci nakon sinteze te iznosi: $\langle T_{c7} \rangle = (35.02703 \pm 0.00005)$K u magnetskom polju 1mT.

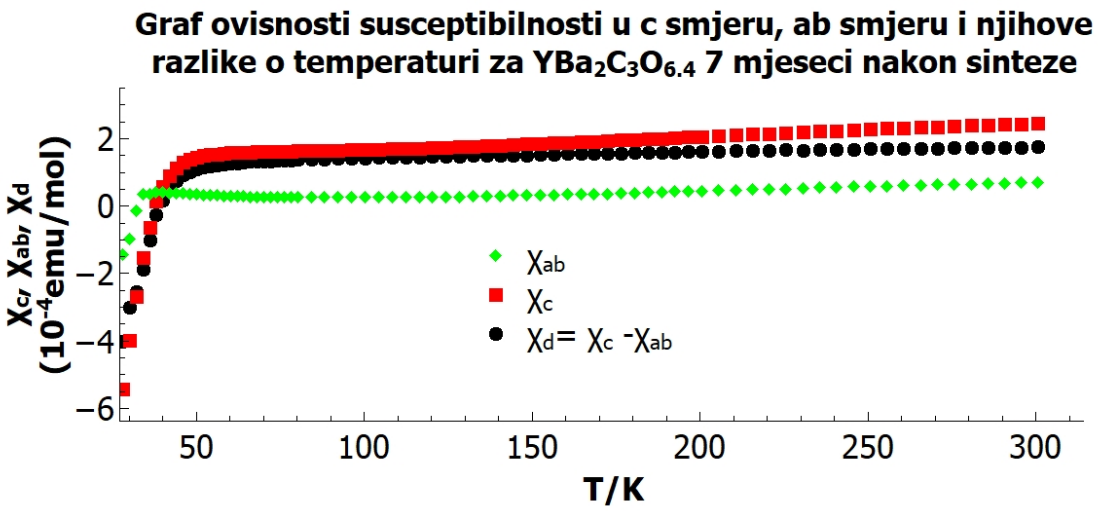


Slika 8.42: Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi okomite na ab ravnine. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 620°C, te su mjerenja vršena 7 mjeseci nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10$Oe, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Jedna točka je izbačena u obradi rezultata. Na rezultate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp(-(x - T_{c2})/c))$, s koeficijentima: $a = (-0.464 \pm 0.002)$emu/g, $b = (0.469 \pm 0.03)$emu/g, $c = (0.015 \pm 0.001)$K, $T_{c2} = (35.02703 \pm 0.00005)$K.

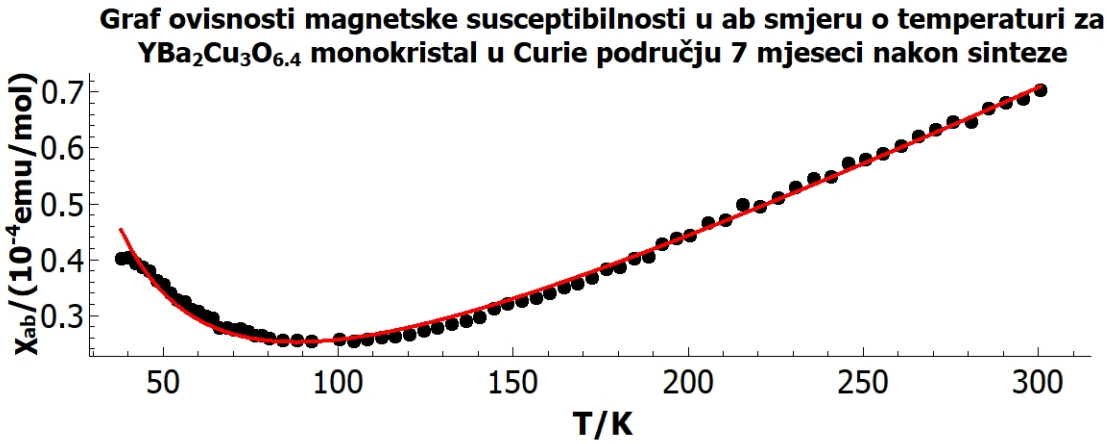
Na dopiranom uzorku $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala 7 mjeseci nakon sinteze vršena su magnetska mjerenja u magnetskom polju jakosti $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T).

Tijekom mjerenja magnetsko polje je usmjereno u smjeru c ili ab osi. Na slici 8.43 je prikazana ovisnost magnetske susceptibilnosti o temperaturi za mjerenja vršena 7 mjeseci nakon sinteze.

Na grafovima prikazanim na slikama 8.44 i 8.45 prikazane su mjerene magnetske susceptibilnosti χ_c i χ_{ab} s grafa 8.43 u području Curieve ovisnosti.



Slika 8.43: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala u c, ab, smjeru i njihova razlika o temperaturi, gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c ili ab smjeru ovisno o mjerenju i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak 7 mjeseci nakon sinteze.



Slika 8.44: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala u ab smjeru o temperaturi, u Curievom području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c smjeru, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak 7mj. nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ s parametrima $A = (-0.283 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}$emu/molK $B = (-3.04 \pm 0.05) \cdot 10^{-7}$emu/mol $C = (23.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

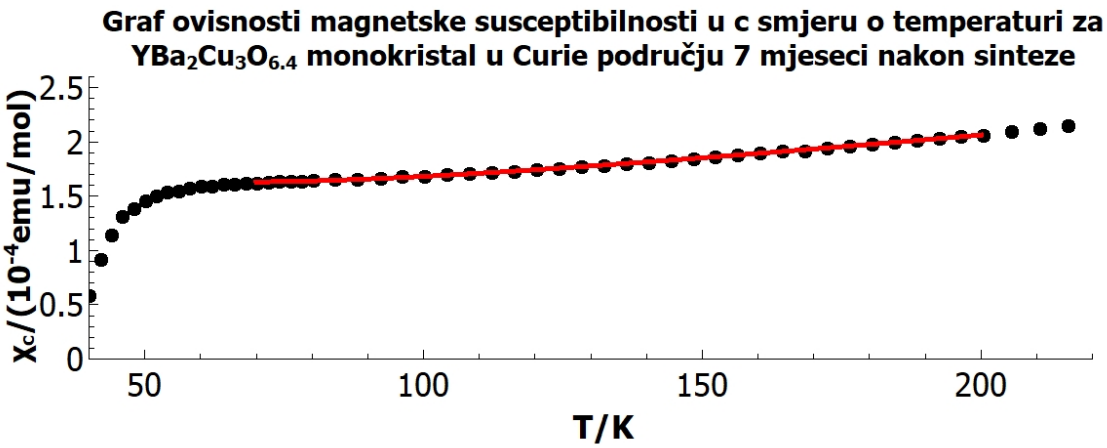
S grafa prikazanog na slici 8.44 određena je Curieva konstanta

$C_{ab} = (23.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

S grafa prikazanog na slici 8.45 određena je Curieva konstanta

$C_c = (23 \pm 1) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

Pomoću rezultata prikazanih na slikama 8.20 i 8.21 određena je srednja Curieva

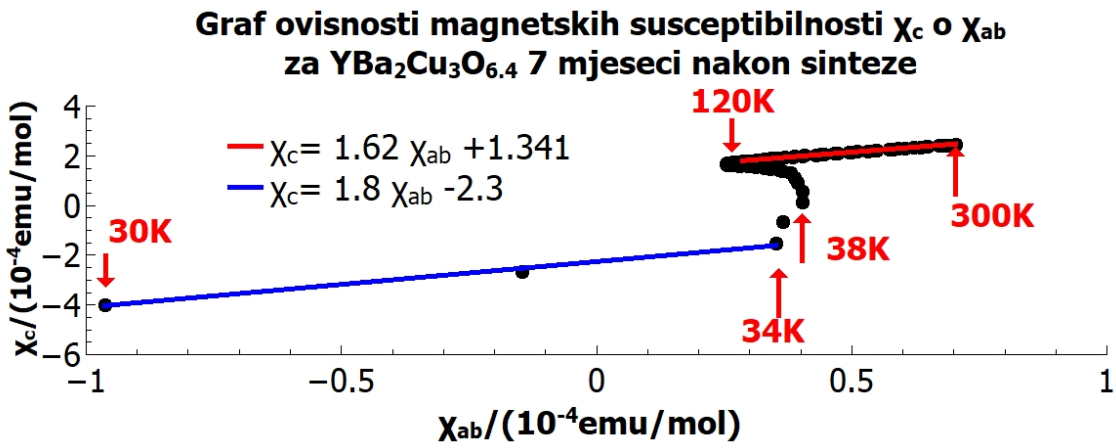


Slika 8.45: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala u c smjeru o temperaturi, u Curievom području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c smjeru, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak 7mj nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ s parametrima $A = (4.95 \pm 0.07) \cdot 10^{-7}$emu/molK $B = (0.96 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}$emu/mol $C = (23 \pm 1) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

konstanta za uzorak YBCO monokristala 7 mjeseci nakon sinteze, te iznosi

$C_7 = (23.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

Na grafu prikazanom na slici 8.46 prikazana je ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab}.



Slika 8.46: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti u c smjeru o magnetskoj susceptibilnosti u ab smjeru. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti tri linearna područja. Nađeni su najbolji pravci s koeficijentima: visoke temperature (300K - 128K): ($A_v = 1.62 \pm 0.01$, $B_v = (1.341 \pm 0.007) \cdot 10^{-4}$)emu/mol), niske temperature (28K - 18K): ($A_n = 1.8 \pm 0.2$, $B_n = (-2.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$)emu/mol).

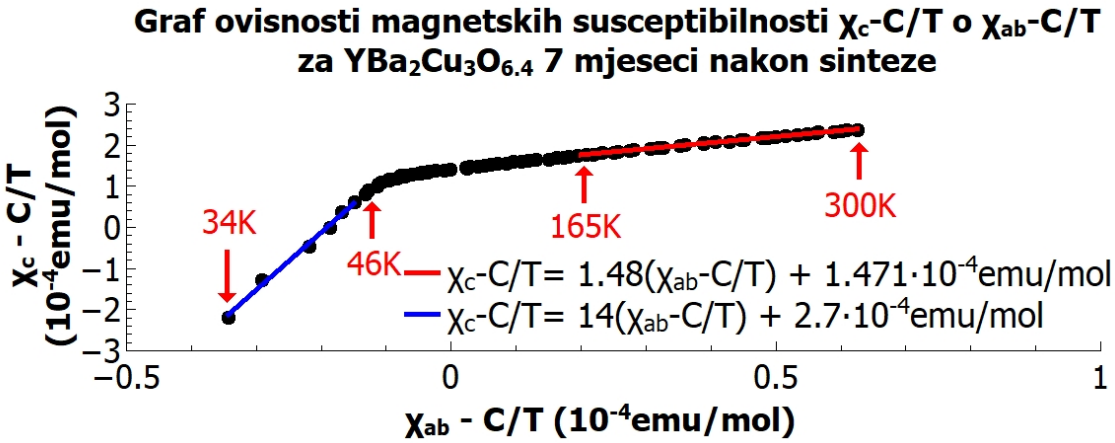
S grafa prikazanog na slici 8.22 dobivena je ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab}. za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c = 1.62\chi_{ab} + 1.341 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}.$$

Na grafu prikazanom na slici 8.47 je prikazana ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu konstantu.

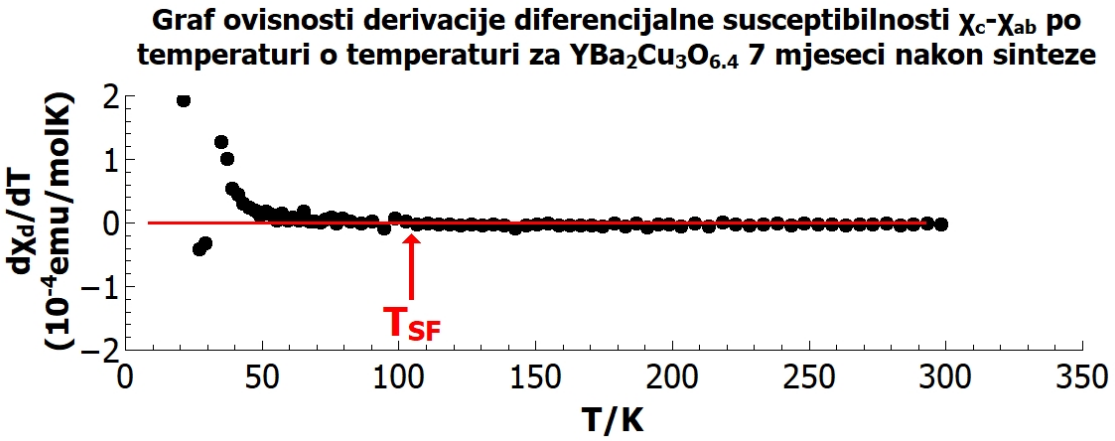
S grafa prikazanog na slici 8.47 dobivena je ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$. za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c(T) - C/T = 1.48(\chi_{ab} - C/T) + 1.471 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$$



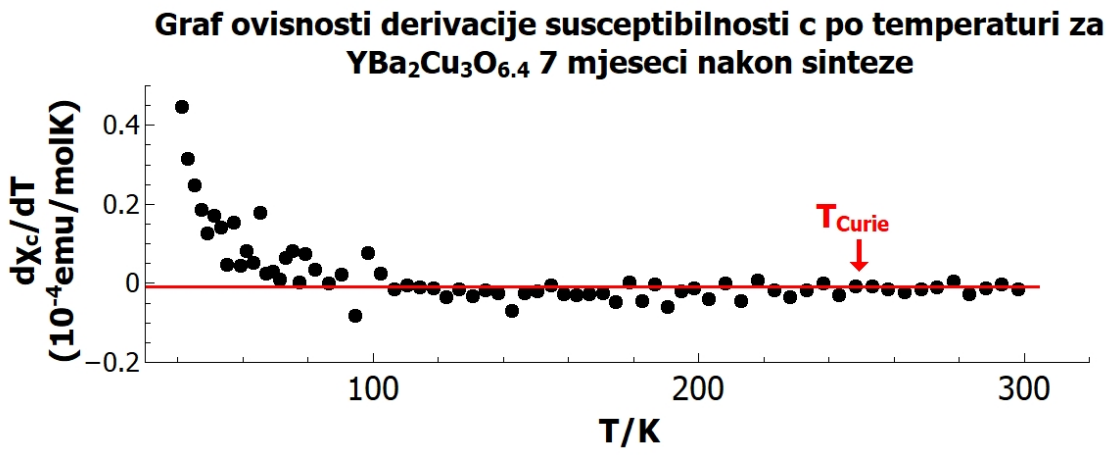
Slika 8.47: Na slici je prikazan graf ovisnosti reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu konstantu. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti dva linearna područja. Kroz linearno područje za visoke temperature nađen je najbolji pravac s koeficijentima: $A = 1.48 \pm 0.01$, $B = (1.471 \pm 0.005) \cdot 10^{-4}$emu/mol, dok za niske temperature najbolji pravac ima koeficijente: $A = 14.0 \pm 0.7$, $B = (2.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$emu/mol.

Grafovi ovisnosti derivacije magnetskih susceptibilnosti χ_c, χ_d po temperaturi o temperaturi su prikazane na slikama 8.48, 8.49.



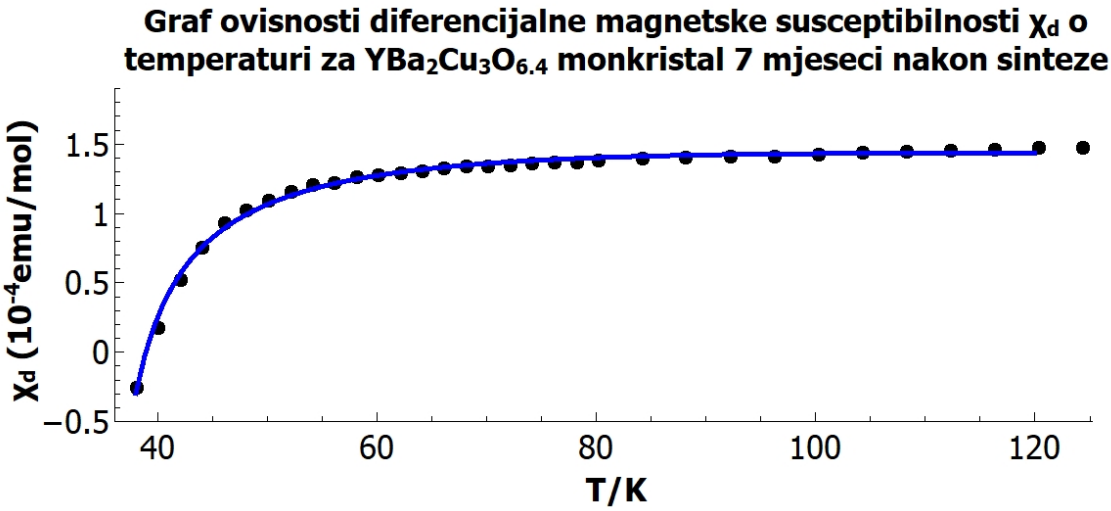
Slika 8.48: Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije diferencijalne magnetske susceptibilnosti χ_{ab} po temperaturi o temperaturi za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala 7 mjeseci nakon sinteze. Na grafu može se uočiti temperatura kvantnih fluktuacija.

S grafova prikazanih na slikama 8.24, 8.25 određena je temperatura supravodljivih fluktuacija koja iznosi približno (110 ± 5)K, te Curieva temperatura T_{Curie} reda veličine 250K.



Slika 8.49: Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije magnetske susceptibilnosti χ_c po temperaturi o temperaturi za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala 7 mjeseci nakon sinteze. Na grafu može se uočiti Curievo ponašanje i Curieva temperatura.

Na grafu prikazanom na slici 8.50 je prikazana ovisnost razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 8.19. Graf je "fitan" prema izrazu 5.54 u rasponu temperatura (40 - 120)K.



Slika 8.50: Na slici je prikazan graf ovisnosti razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 8.43. Graf je "fitan" prema izrazu 5.54. U rasponu temperatura (40 - 120)K na graf je "fitana" krivulja $-\frac{A \cdot x}{\sqrt{(\ln(x/T_c))^2 + B \cdot \ln(x/T_c)}} + C \cdot x + D$ s koeficijentima: $A = (3.6 \pm 0.3)\mu$emu/molK, $B = 1.5 \pm 0.2$, $C = (794.04 \pm 0.02)\mu$emu/molK, $D = (280 \pm 10)\mu$emu/mol, $T_c = (34.4 \pm 0.3)$K.

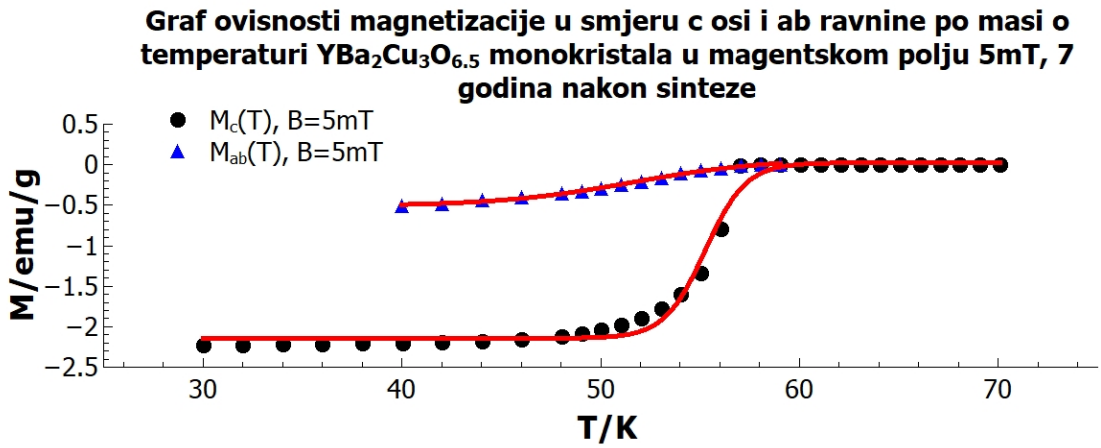
S grafa prikazanog na slici 8.50 određena je koherentna duljina $\xi_{ab} = (3.6 \pm 0.2)$nm, i faktor izotropnosti $\gamma = 4.9 \pm 0.4$ za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala 7 mjeseci nakon sinteze. Pomoću izraza 5.28 izračunato je kritično magnetsko polje $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala 7 mjeseci nakon sinteze, te iznosi $H_{c2} = (26 \pm 2)$T.

8.4 *Magnetska mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala 7 godina nakon sinteze*

Magnetska mjerenja pomoću SQUID tehnike za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala ponovljena 7 godina nakon sinteze prikazana su u ovom poglavlju.

Najprije su prikazana mjerenja, gdje je mjerena ovisnost magnetizacije o temperaturi, gdje je tijekom mjerenja magnetsko polje $H = (50\text{Oe}, 10\text{Oe}, 5\text{Oe})$ (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = (5\text{mT}, 1\text{mT}, 0.5\text{mT})$, usmjereno u smjeru ab ravnine ili c osi.

Mjereni rezultati su prikazani na slikama 8.51, 8.52, 8.53.

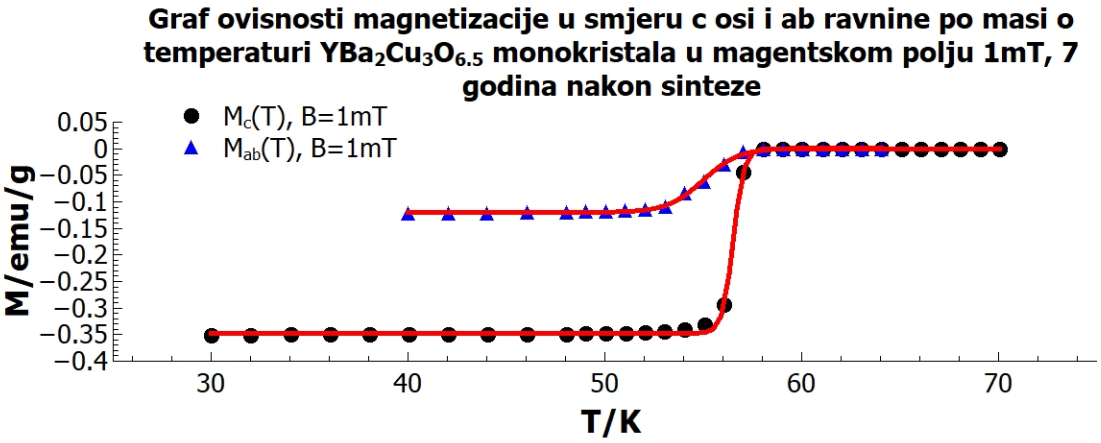


Slika 8.51: Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi i ab ravnina. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 560°C, te su mjerenja vršena 7 godina nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 50$Oe, što je ekvivalentno magnetskom polju od 5mT u vakuumu. Na rezultate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp(-(x - T_c)/c))$, s parametrima: $a_c = (-2.14 \pm 0.03)$emu/g, $b_c = (2.17 \pm 0.04)$emu/g, $c_c = (1.0 \pm 0.1)$K, $T_{c_c} = (55.3 \pm 0.1)$K i $a_{ab} = (-0.51 \pm 0.01)$emu/g, $b_{ab} = (0.59 \pm 0.03)$emu/g, $c_{ab} = (3.4 \pm 0.3)$K, $T_{c_{ab}} = (51.6 \pm 0.3)$K.

Sa slike 8.51 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala, 7 godina nakon sinteze: $T_{c7} = (55.3 \pm 0.1)$K za magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi i $T_{c7} = (51.6 \pm 0.3)$K za magnetsko polje usmjereno u smjeru ab ravnina u magnetskom polju 5mT.

Pomoću ovih izmjerenih podataka izračunata je srednja temperatura supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.4}$, za mjerenja izvršena nakon sinteze te iznosi: $\langle T_{c7} \rangle = (54.6 \pm 0.1)$K u magnetskom polju 5mT.

Sa slike 8.52 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $YBa_2Cu_3O_{6.5}$



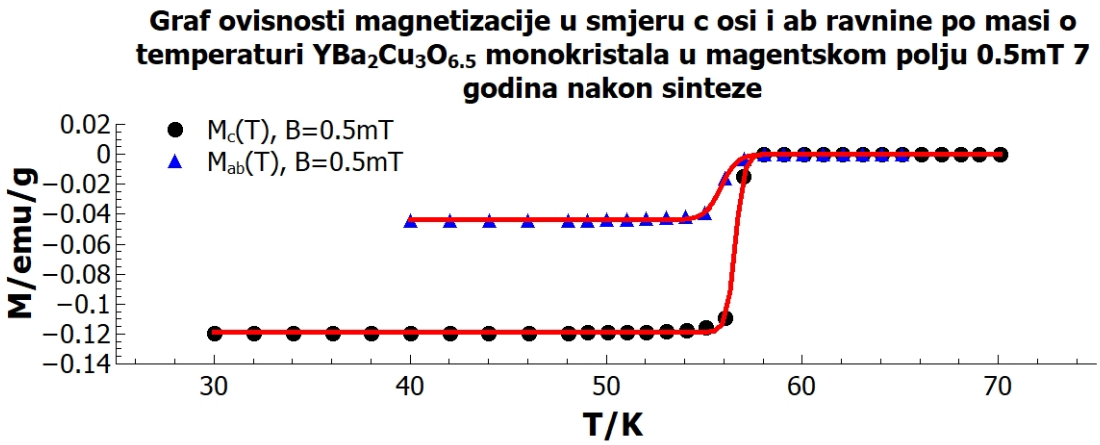
Slika 8.52: Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi i ab ravnina. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 560°C, te su mjerenja vršena 7 godina nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10$Oe, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Na rezultate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp(-(x - T_c)/c))$, s parametrima: $a_c = (-0.3474 \pm 0.0008)$emu/g, $b_c = (0.348 \pm 0.001)$emu/g, $c_c = (0.269 \pm 0.009)$K, $T_{c_c} = (56.52 \pm 0.02)$K i $a_{ab} = (-0.1199 \pm 0.0008)$emu/g, $b_{ab} = (0.121 \pm 0.001)$emu/g, $c_{ab} = (0.91 \pm 0.05)$K, $T_{c_{ab}} = (55.00 \pm 0.05)$K.

monokristala, 7 godina nakon sinteze: $T_{c7} = (56.52 \pm 0.02)$K za magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi i $T_{c7} = (55.00 \pm 0.05)$K za magnetsko polje usmjereno u smjeru ab ravnina u magnetskom polju 1mT.

Pomoću ovih izmjerenih podataka izračunata je srednja temperatura supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.4}$, za mjerenja izvršena nakon sinteze te iznosi: $\langle T_{c7} \rangle = (56.41 \pm 0.02)$K u magnetskom polju 1mT.

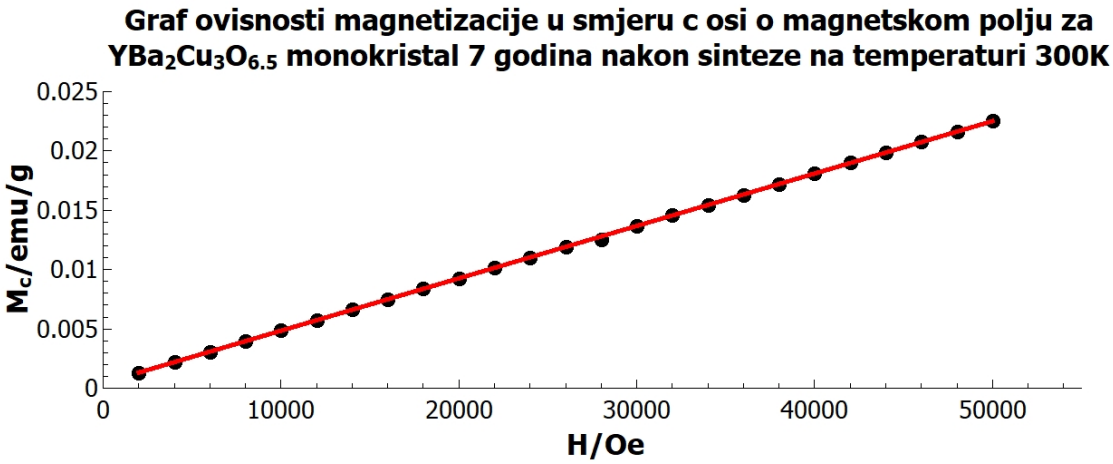
Sa slike 8.53 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala, 7 godina nakon sinteze: $T_{c7} = (56.59 \pm 0.01)$K za magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi i $T_{c7} = (55.85 \pm 0.02)$K za magnetsko polje usmjereno u smjeru ab ravnina u magnetskom polju 0.5mT.

Pomoću ovih izmjerenih podataka izračunata je srednja temperatura supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.4}$, za mjerenja izvršena nakon sinteze te iznosi: $\langle T_{c7} \rangle = (56.480 \pm 0.009)$K u magnetskom polju 0.5mT.



Slika 8.53: Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi i ab ravnina. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 560°C, te su mjerenja vršena 7 godina nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 5$Oe, što je ekvivalentno magnetskom polju od 0.5mT u vakuumu. Na rezultate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp(-(x - T_c)/c))$, s parametrima: $a_c = (-0.1189 \pm 0.0002)$emu/g, $b_c = (0.1190 \pm 0.0003)$emu/g, $c_c = (0.01 \pm 0.03)$K, $T_{c_c} = (56.59 \pm 0.01)$K i $a_{ab} = (-0.0438 \pm 0.0002)$emu/g, $b_{ab} = (0.0439 \pm 0.0003)$emu/g, $c_{ab} = (0.40 \pm 0.02)$K, $T_{c_{ab}} = (55.85 \pm 0.02)$K.

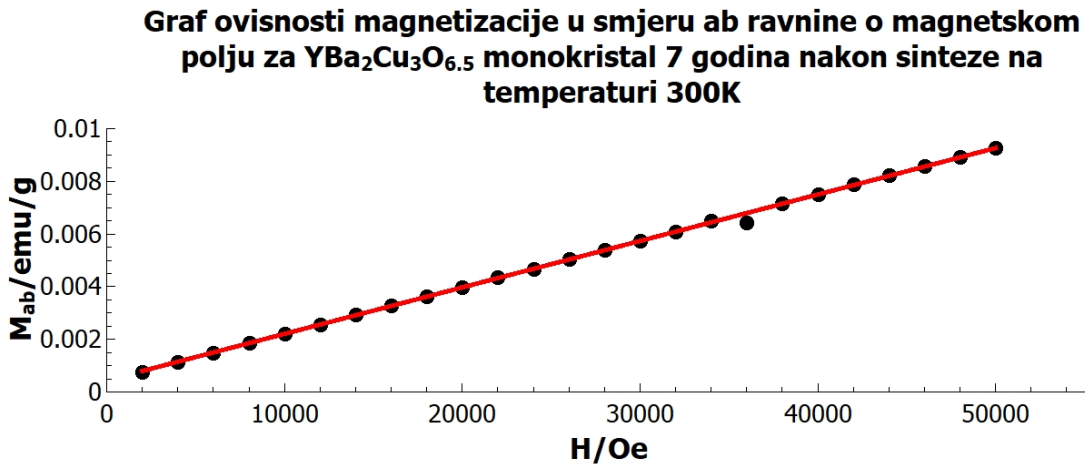
Na slikama 8.54 i 8.55 su prikazani grafovi ovisnosti magnetizacije o magnetskom polju $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala 7 godina nakon sinteze za magnetska polja usmjerena u c i ab smjeru YBCO monokristala na temperaturi 300K.



Slika 8.54: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetizacije o magnetskom polju $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala 7 godina nakon sinteze za magnetska polja usmjerena u c smjeru YBCO monokristala na temperaturi 300K. Za mjerene točke je linearnom regresijom nađen najbolji pravac koji prolazi kroz njih s koeficijentima A=(441.7 ± 0.8)nemug^{-1}Oe^{-1}, B=$(430 \pm 20)\mu$emug^{-1}.

S grafa prikazanog na slici 8.54 određen je magnetski doprinos $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ mo-

nokristala 7 godina nakon sinteze od feromagnetskih nečistoća za c smjer te iznosi M=$(430 \pm 20)\mu$emu/g.



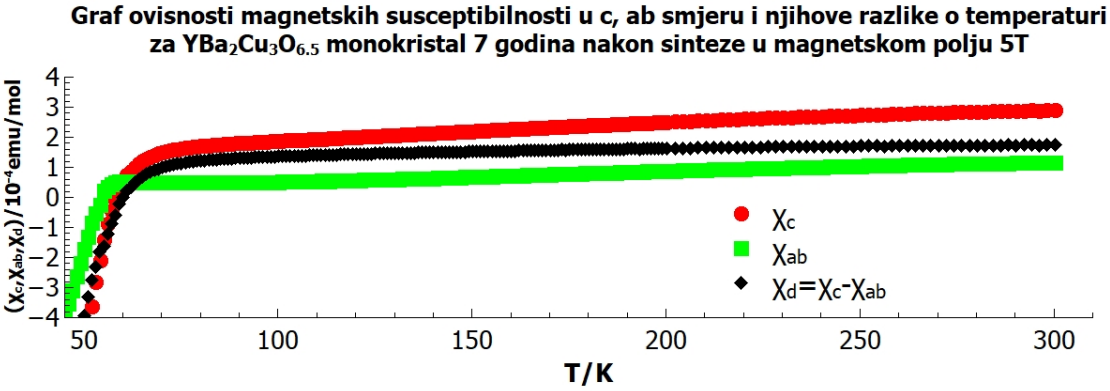
Slika 8.55: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetizacije o magnetskom polju $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala 7 godina nakon sinteze za magnetska polja usmjerena u c smjeru YBCO monokristala na temperaturi 300K. Za mjerene točke je linearnom regresijom nađen najbolji pravac koji prolazi kroz njih s koeficijentima A=(176 ± 1)nemug^{-1}Oe^{-1}, B=$(440 \pm 30)\mu$emug^{-1}.

S grafa prikazanog na slici 8.55 određen je magnetski doprinos $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala 7 godina nakon sinteze od feromagnetskih nečistoća za ab smjer te iznosi M=$(440 \pm 30)\mu$emu/g.

Na dopiranom uzorku $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala 7 godina nakon sinteze vršena su magnetska mjerenja u magnetskom polju jakosti $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T).

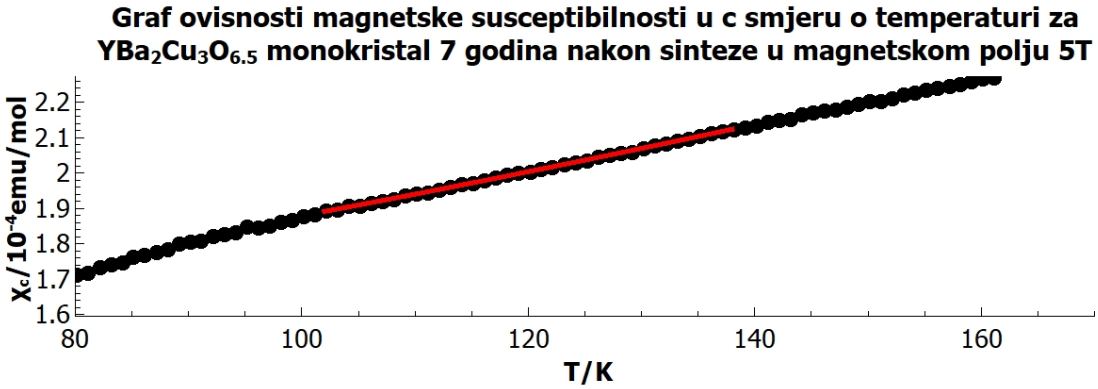
Tijekom mjerenja magnetsko polje je usmjereno u smjeru c ili ab osi. Na slici 8.56 je prikazana ovisnost magnetske susceptibilnosti o temperaturi. S ovih mjerenja je oduzet utjecaj feromagnetskih nečistoća dobivenih s mjerenjima prikazanim na slikama 8.54 i 8.55.

Na grafu prikazanom na slici 8.56 može se uočiti da u temperaturnom području otprilike između $(80 - 170)$K $\chi_c(T)$ i $\chi_{ab}(T)$ imaju Curievo ponašanje $\chi \sim T^{-1}$, dok njihova razlika $\chi_c(T) - \chi_{ab}(T)$ nema Curievu ovisnost jer je Curiev član izotropan.



Slika 8.56: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala u c, ab, smjeru i njihova razlika o temperaturi. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c ili ab smjeru ovisno o mjerenju, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze.

Na grafovima prikazanim na slikama 8.58 i 8.57 prikazane su mjerene magnetske susceptibilnosti χ_c i χ_{ab} s grafa 8.56 u području Curieve ovisnosti.



Slika 8.57: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala u c smjeru o temperaturi, u Curievom području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c smjeru, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ s parametrima $A = (7.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-7}$emu/molK $B = (0.91 \pm 0.09) \cdot 10^{-4}$emu/mol $C = (19 \pm 5) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

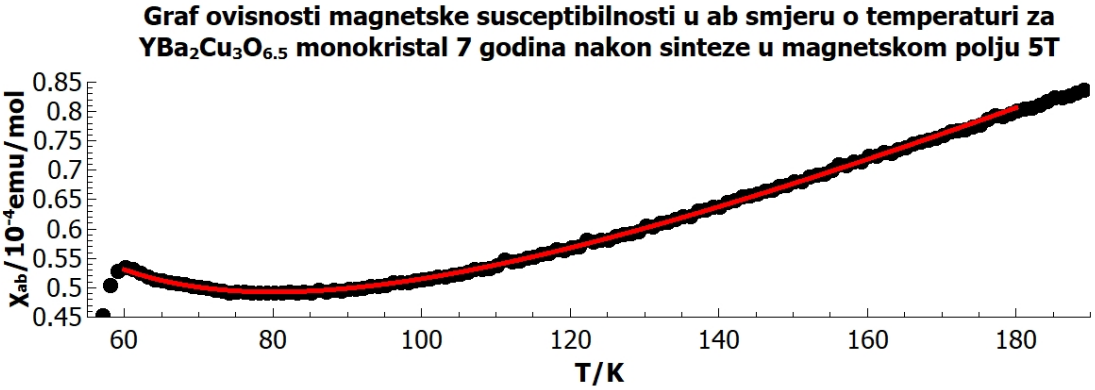
S grafa prikazanog na slici 8.57 određena je Curieva konstanta

$C_c = (19 \pm 5) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

S grafa prikazanog na slici 8.58 određena je Curieva konstanta

$C_{ab} = (33.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

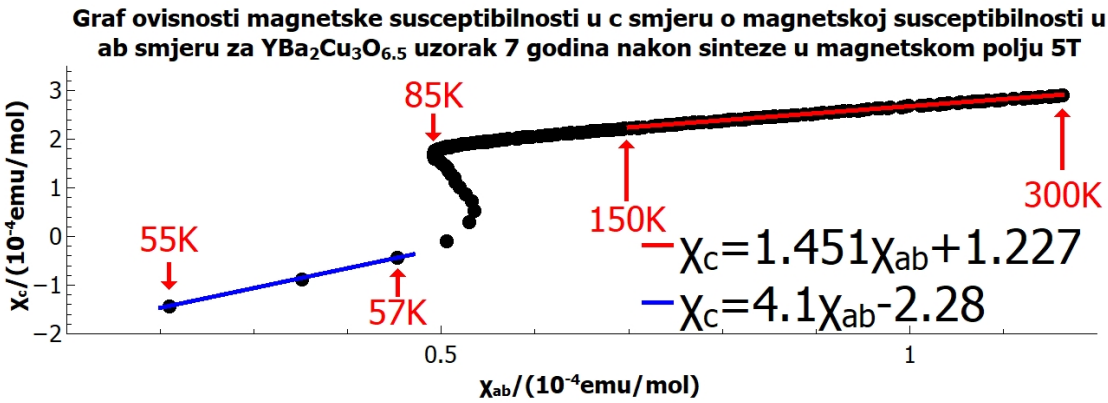
Pomoću rezultata prikazanih na slikama 8.57 i 8.58 određena je srednja Curieva konstanta za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze, te iznosi



Slika 8.58: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala u ab smjeru o temperaturi, u Curievom području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u ab smjeru, i iznosi $H = 50000$Oe (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5$T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ s parametrima $A = (5.42 \pm 0.03) \cdot 10^{-7}$emu/molK $B = (0.363 \pm 0.007) \cdot 10^{-4}$emu/mol $C = (33.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

$C_0 = (33.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$emuK/mol.

Na grafu prikazanom na slici 8.59 je prikazana ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab} za mjerenja u vanjskom magnetskom polju 5T.

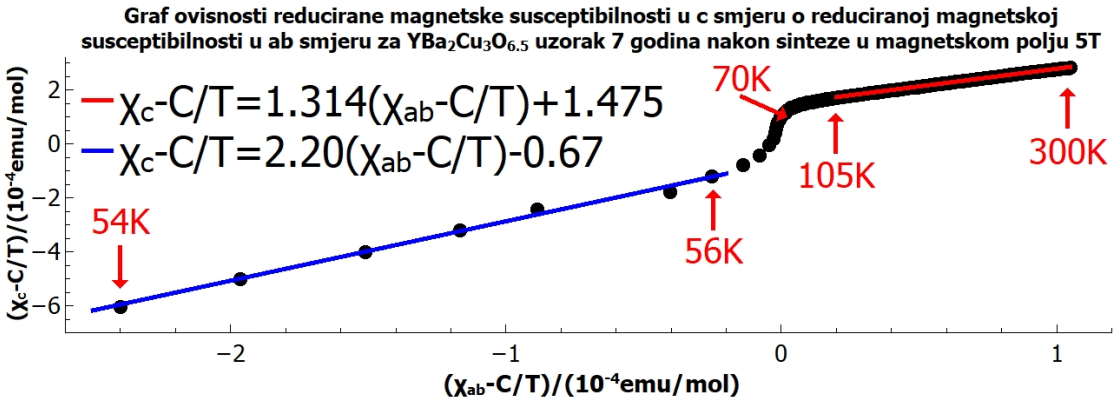


Slika 8.59: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti u c smjeru o magnetskoj susceptibilnosti u ab smjeru. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti dva linearna područja, za koje su nađeni najbolji pravci s koeficijentima: Visoke temperature (300K - 150K): $A_v = 1.451 \pm 0.005$, $B_v = (1.227 \pm 0.004) \cdot 10^{-4}$)emu/mol), niske temperature (55K - 57K): ($A_n = 4.1 \pm 0.1$, $B_n = (-2.28 \pm 0.04) \cdot 10^{-4}$)emu/mol).

S grafa prikazanog na slici 8.59 dobivena je ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab}. za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c = 1.451\chi_{ab} + 1.227 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}.$$

Na grafu prikazanom na slici 8.60 je prikazana ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu ovisnost.

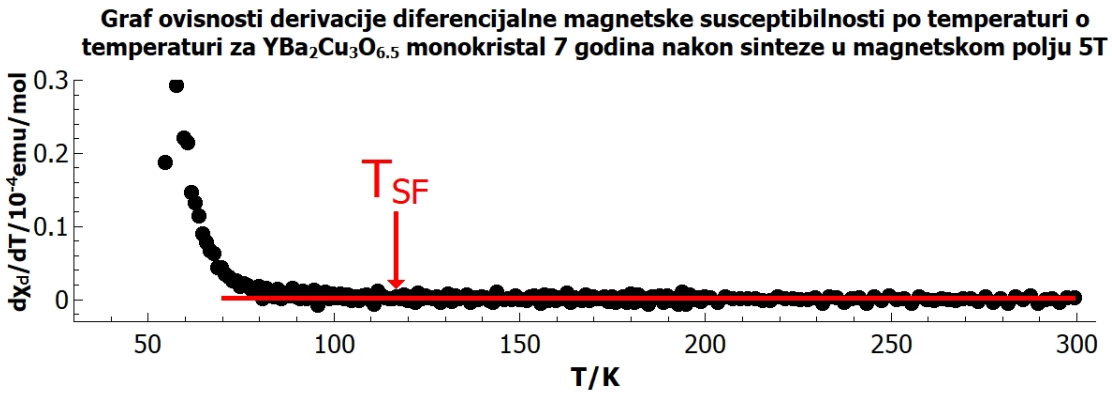


Slika 8.60: Na slici je prikazan graf ovisnosti reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu konstantu. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti dva linearna područja, za koje su nađeni najbolji pravci s koeficijentima: Visoke temperature (300K - 100K): $A_v = 1.314 \pm 0.002$, $B_v = (1.475 \pm 0.001) \cdot 10^{-4}$)emu/mol), niske temperature (54K - 56K): ($A_n = 2.20 \pm 0.07$, $B_n = (-0.67 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}$)emu/mol).

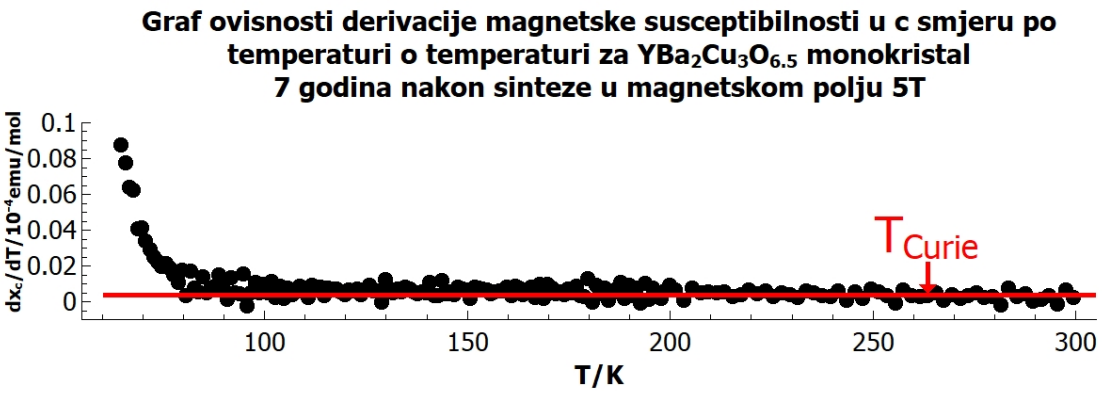
S grafa prikazanog na slici 8.60 dobivena je ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$. za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c(T) - C/T = 1.314(\chi_{ab} - C/T) + 1.475 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$$

Grafovi ovisnosti derivacije magnetskih susceptibilnosti χ_c, χ_d po temperaturi o temperaturi su prikazane na slikama 8.61, 8.62.



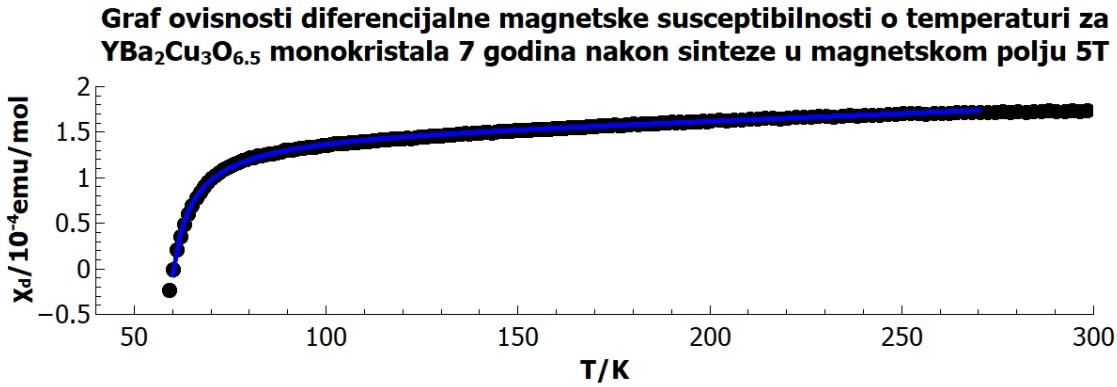
Slika 8.61: Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ po temperaturi o temperaturi za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze. Na grafu se mogu uočiti supravodljive fluktuacije na temperaturi reda veličine $T_c + 60$K.



Slika 8.62: Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije magnetske susceptibilnosti χ_c po temperaturi o temperaturi za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala nakon sinteze. Na grafu može se uočiti Curievo ponašanje i Curieva temperatura reda veličine 260K.

S grafova prikazanih na slikama 8.61, 8.62 određena je temperatura supravodljivih fluktuacija koja iznosi približno 115K, te Curieva temperatura T_{Curie} reda veličine 260K.

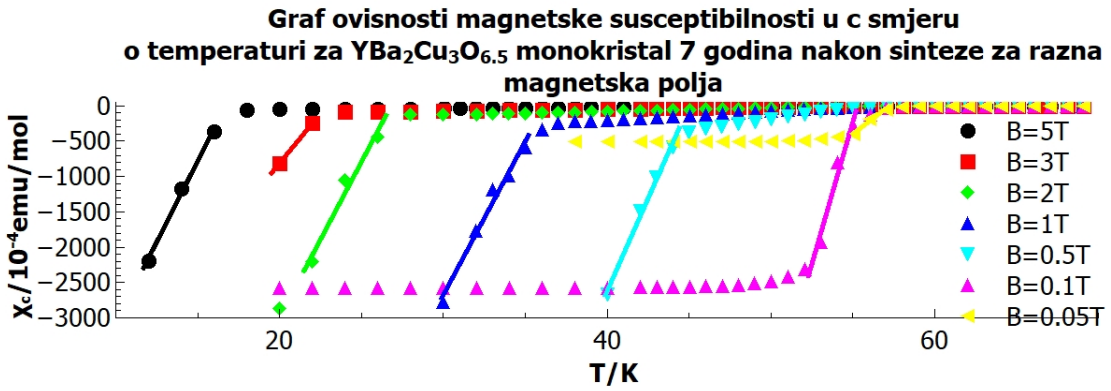
Na grafu prikazanom na slici 8.63 je prikazana ovisnost razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 8.56. Graf je "fitan" prema izrazu 5.54 u rasponu temperatura $(60 - 270)$K.



Slika 8.63: Na slici je prikazan graf ovisnosti razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 8.29. Graf je "fitan" prema izrazu 5.54. U rasponu temperatura (60 - 270)K na graf je "fitana" krivulja $-\frac{A \cdot x}{\sqrt{(\ln(x/T_c))^2 + B \cdot \ln(x/T_c)}} + C \cdot x + D$ s koeficijentima: $A = (3.4 \pm 0.6)\mu$emu/molK, $B = 13 \pm 5$, $C = (0.63 \pm 0.02)\mu$emu/molK, $D = (200 \pm 10)\mu$emu/mol, $T_c = (56.85 \pm 0.09)$K.

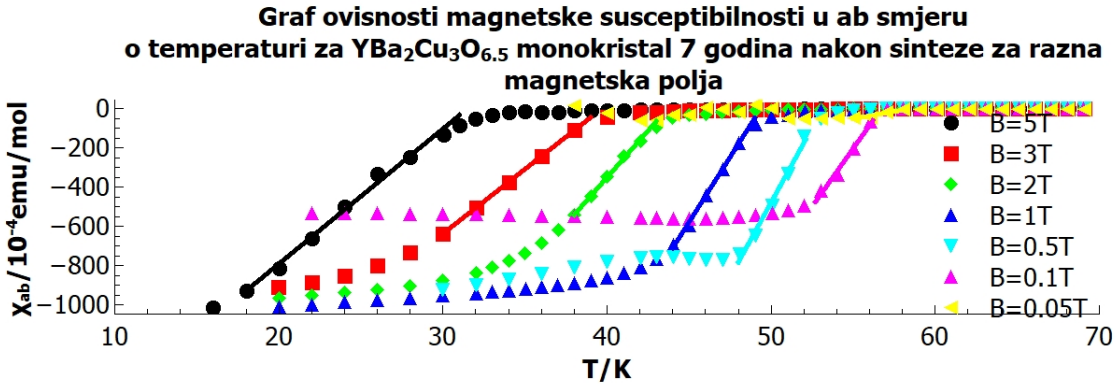
S grafa prikazanog na slici 8.63 određena je koherentna duljina $\xi_{ab} = (3.4 \pm 0.9)$nm, i faktor izotropnosti $\gamma = 1.6 \pm 0.3$ za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala 7 godina nakon sinteze. Pomoću izraza 5.29 izračunato je kritično magnetsko polje $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala 7 godina nakon sinteze, te iznosi $H_{c2} = (28 \pm 5)$T.

Na grafovima prikazanim na slikama 8.64, 8.65 i 8.66 prikazane su ovisnosti magnetskih susceptibilnosti χ_c, χ_{ab} i njihove razlike $\chi_d = \chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za sljedeća vanjska magnetska polja u vakuumu: 5T, 3T, 2T, 1T, 0.5T, 0.1T, 0.05T.



Slika 8.64: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti u c smjeru po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi. Gdje su tijekom mjerenja magnetska polja usmjerena u smjeru c osi YBCO monokristala i iznose $H = (50000$Oe, 30000Oe, 20000Oe, 10000Oe, 5000Oe, 1000Oe, 500Oe), (što odgovara magnetskim poljima u vakuumu $B = (5$T, 3T, 2T, 1T, 0.5T, 0.1T, 0.05T). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Za linearne dijelove faznog prijelaza nađeni su najbolji pravci s koeficijentima: $A_{5T} = (46 \pm 3)$memu/molK, $B_{5T} = (-770 \pm 40)$memu/mol, $A_{3T} = (30 \pm \inf)$memu/molK, $B_{3T} = (-600 \pm \inf)$memu/mol, $A_{2T} = (44 \pm 8)$memu/molK, $B_{2T} = (-1200 \pm 200)$memu/mol, $A_{1T} = (43 \pm 4)$memu/molK, $B_{1T} = (-1600 \pm 100)$memu/mol, $A_{0.5T} = (52 \pm 3)$memu/molK, $B_{0.5T} = (-2400 \pm 100)$memu/mol, $A_{0.1T} = (80 \pm 20)$memu/molK, $B_{0.1T} = (-4400 \pm 900)$memu/mol, $A_{0.05T} = (18 \pm 3)$memu/molK, $B_{0.05T} = (-1000 \pm 100)$memu/mol.

S grafa prikazanog na slici 8.37 određeni su koeficijenti pravaca linearnog djela faznih prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze za magnetska polja $B = (5$T, 2T, 1T, 0.5T) u c smjeru. Nultočke ovih pravaca odgovaraju temperaturi faznih prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze u c smjeru te su prikazane u 8.2.

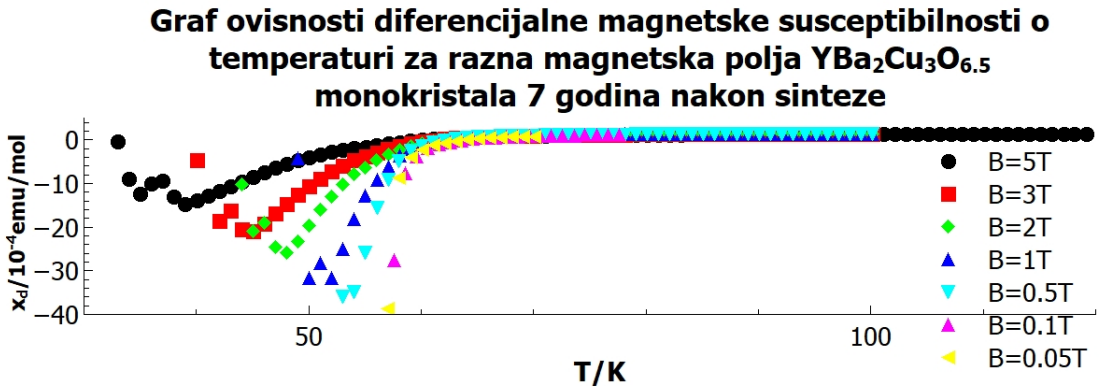


Slika 8.65: Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti u ab smjeru po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi. Gdje su tijekom mjerenja magnetska polja usmjerena u smjeru c osi YBCO monokristala i iznose $H = (50000\text{Oe}, 30000\text{Oe}, 20000\text{Oe}, 10000\text{Oe}, 5000\text{Oe}, 1000\text{Oe}, 500\text{Oe})$, (što odgovara magnetskim poljima u vakuumu $B = (5\text{T}, 3\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T}, 0.1\text{T}, 0.05\text{T})$. Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Za linearne dijelove faznog prijelaza nađeni su najbolji pravci s koeficijentima: $A_{5T} = (6.9 \pm 0.3)$memu/molK, $B_{5T} = (-217 \pm 6)$memu/mol, $A_{3T} = (6.58 \pm 0.04)$memu/molK, $B_{3T} = (-261 \pm 1)$memu/mol, $A_{2T} = (9.5 \pm 0.2)$memu/molK, $B_{2T} = (-416 \pm 9)$memu/mol, $A_{1T} = (13.2 \pm 0.4)$memu/molK, $B_{1T} = (-650 \pm 20)$memu/mol, $A_{0.5T} = (15 \pm 1)$memu/molK, $B_{0.5T} = (-810 \pm 50)$memu/mol, $A_{0.1T} = (12 \pm 1)$memu/molK, $B_{0.1T} = (-670 \pm 60)$memu/mol, $A_{0.05T} = (1.5 \pm 1.0)$memu/molK, $B_{0.05T} = (-90 \pm 50)$memu/mol.

S grafa prikazanog na slici 8.38 određeni su koeficijenti pravaca linearnog djela faznih prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze za magnetska polja $B = (5\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T})$ u ab smjeru. Nultočke ovih pravaca odgovaraju temperaturi faznih prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze u c smjeru te su prikazane u tablici 8.2.

B_c	$T_{c_{ab}}$	T_{c_c}
5T	(31 ± 2)K	(17 ± 1)K
3T	(40 ± 3)K	(23 ± inf)K
2T	(44 ± 1)K	(27 ± 7)K
1T	(49 ± 2)K	(36 ± 4)K
0.5T	(53 ± 5)K	(45 ± 3)K
0.1T	(57 ± 7)K	(60 ± 20)K
0.05T	(60 ± 50)K	(60 ± 10)K
0.005T	(51.6 ± 0.3)K	(55.3 ± 0.1)K
0.001T	(55.00 ± 0.05)K	(56.52 ± 0.02)K
0.0005T	(55.85 ± 0.02)K	(56.59 ± 0.01)K

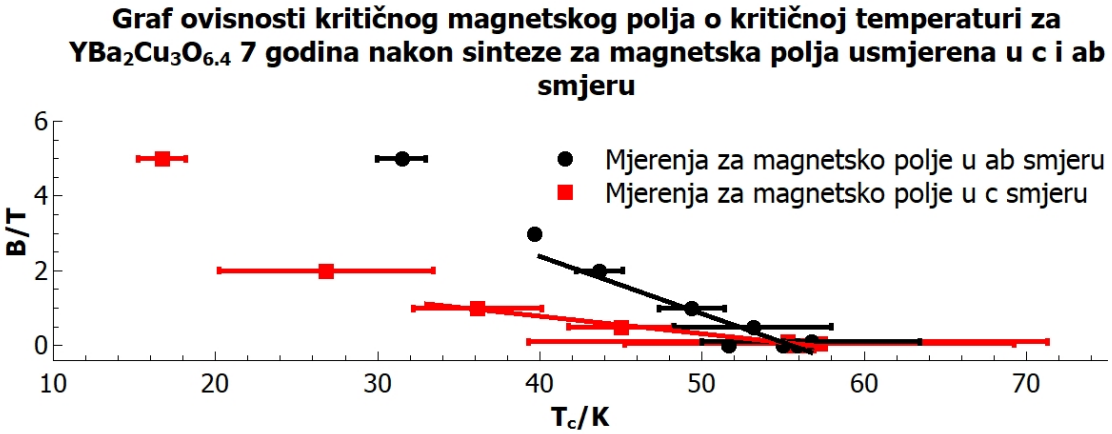
Tablica 8.2: Na tablici su prikazane nultočke linearnih fitova s grafova prikazanim na slikama 8.64 i 8.65 i temperatura supravodljivog prijelaza za mjerenja u Meissner stanju u magnetskim poljima 5mT,1mT,0.5mT prikazana na slikama 8.53, 8.52, 8.51. Ove nultočke predstavljaju temperature supravodljivog prijelaza za magnetska polja tijekom mjerenja magnetizacije.



Slika 8.66: Na slici je prikazan graf ovisnosti diferencijalne magnetske susceptibilnosti $\chi_d = \chi_c - \chi_{ab}$ po molu $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristala o temperaturi. Gdje su tijekom mjerenja magnetska polja usmjerena u smjeru ab osi YBCO monokristala i iznose $H = (50000\text{Oe}, 30000\text{Oe}, 20000\text{Oe}, 10000\text{Oe}, 5000\text{Oe}, 1000\text{Oe}, 500\text{Oe})$, (što odgovara magnetskim poljima u vakuumu $B = (5\text{T}, 3\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T}, 0.1\text{T}, 0.05\text{T})$. Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Na grafu se može uočiti da mjerene točke nemaju Curievu ovisnost jer je ona izotropna.

Pomoću određenih temperatura supravodljivog prijelaza s grafova prikazanih na slikama 8.64 i 8.65 za magnetska polja $B = (5\text{T}, 3\text{T}, 2\text{T}, 1\text{T}, 0.5\text{T}, 0.1\text{T}, 0.05\text{T})$ i ranije određenih temperatura supravodljivog prijelaza u Meissnerovom stanju određenih s grafova 8.53, 8.52, 8.51 nacrtan je graf ovisnosti kritičnog magnetskog polja o temperaturi za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal o temperaturi nakon sinteze koji je prikazan na slici 8.40. Ovi podaci su također prikazani u tablici 8.2.

S grafa prikazanog na slici 8.67 određena je temperatura supravodljivog prijelaza



Slika 8.67: Na slici je prikazan graf ovisnosti kritičnog magnetskog polja o kritičnoj temperaturi supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze. Ove točke su dobivene obradom mjerenja prikazanih na slikama: 8.64 i 8.65, 8.53, 8.52, 8.51. Crvenom linijom su prikazane točke za magnetsko polje u c smjeru s njihovim pogreškama, dok su crnom linijom prikazane točke za magnetsko polje u ab smjeru. U blizini supravodljivog prijelaza nađeni su najbolji pravci s koeficijentima: $A_c = (-47 \pm 3)$mT/K, $B_c = (2.7 \pm 0.1)$T, $A_{ab} = (-150 \pm 30)$mT/K, $B_{ab} = (9 \pm 1)$T.

za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze u c smjeru i ab smjeru te iznose:

$$T_{c_c} = (60 \pm 10)K$$

$$T_{c_{ab}} = (57 \pm 5)K.$$

Pomoću ovih temperatura supravodljivog prijelaza određena je srednja temperatura supravodljivog prijelaza za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristal nakon sinteze te iznosi $T_c = (57 \pm 4)$K.

8.5 Usporedba magnetskih mjerenja $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ i $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ i njihovog starenja

Temperatura supravodljivog faznog prijelaza T_c ovisi o uređenosti kristalne strukture YBCO monokristala i dopiranosti. U tablici 8.3 su prikazane najbitniji rezultati dobiveni za $Ba_2Cu_3O_{6.4}$ i $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ uzorke ranije prikazani u ovom poglavlju.

Uzorak	$YBa_2Cu_3O_{6.4}$	$YBa_2Cu_3O_{6.4}$	$YBa_2Cu_3O_{6.5}$	$YBa_2Cu_3O_{6.5}$
Starost	0	7 mjeseci	0	7 godina
T_c (K), B=1mT	22.004 $\pm$ 0.002	35.02703 $\pm$ 0.00005	52.13 $\pm$ 0.03	56.41 $\pm$ 0.02
T_c (K)	-	-	51 $\pm$ 2.	57 $\pm$ 4
C_{Curie} (memuK/mol)	4.22 $\pm$ 0.08	2.35 $\pm$ 0.04	4.58 $\pm$ 0.02	3.38 $\pm$ 0.04
H_{c2} (T)	15 $\pm$ 2	26 $\pm$ 2	29 $\pm$ 4	28 $\pm$ 5
xi_{ab} (nm)	4.7 $\pm$ 0.3	3.6 $\pm$ 0.2	3.4 $\pm$ 0.3	3.4 $\pm$ 0.9
γ	5.6 $\pm$ 0.6	4.9 $\pm$ 0.4	1.5 $\pm$ 0.2	1.6 $\pm$ 0.3
T_{SF} (K)	65	110	100	115
T_{Curie} (K)	200	250	240	260

Tablica 8.3: U tablici su prikazani svi najbitniji rezultati za $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ i $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ monokristale dobivene obradom magnetskih mjerenja za uzorak nakon sinteze i određeno vrijeme nakon sinteze. Ovi rezultati su prikazani na slikama 8.50, 8.24, 8.25, 8.18, 8.17, 8.36, 8.34, 8.35, 8.30, 8.31, 8.36 8.24, 8.25 8.18, 8.17, 8.63, 8.61, 8.62 8.57 i 8.58 i drugim.

S tablice 8.3 može se uočiti da slabije dopiran YBCO ($YBa_2Cu_3O_{6.4}$) jače mijenja supravodljiva svojstva, dok $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ starenjem gotovo ne mijenja supravodljiva svojstva. Za oba uzorka starenje povećava uređenje Cu-O lanaca i time smanjuje Curievu konstantu. Starenjem $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala temperatura supravodljivih fluktuacija, Curieva temperatura, Temperatura supravodljivog prijelaza, kritično magnetsko polje H_{c2} dosta porastu, dok za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ nije uočena bitna kvalitativna promjena. Pokazano je da bolje dopiran YBCO ima bolja supravodljiva svojstva T_c, H_c.

9 Zaključak

U ovom radu, ukratko su objašnjena svojstva supravodiča, teoretski opis supravodljivosti:(London model, vezano stanje elektrona u Cooperove parove, podrijetlo privlačne interakcije Cooperovog para, Ginzburg-Landau teorija, Lawrence-Doniah model opisa anizotropnih supravodiča, empirijski Loram model pseudogapa, empirijski opis magnetskog odziva kuprata), opisana je razlika između supravodiča I. i II. vrste. Opisana je struktura YBCO monokristala, te je objašnjena metoda sinteze dopiranog YBCO monokristala i metode izrade magnetskih mjerenja YBCO monokristala. Opisana su vodljiva svojstva YBCO monokristala. SQUID metodom su izmjerena mjerenja magnetizacije o temperaturi $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ i $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ nakon sinteze i 7 mjeseci za $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ nakon sinteze, 7 godina za $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ nakon sinteze. Ova mjerenja su prikazana u ovom radu. Mjerenja su vršena u temperaturnom rasponu od ispod T_c do 300K za razna magnetska polja, gdje je YBCO uzorak tijekom mjerenja u Meissner stanju, miješanom stanju ili normalnom stanju. Glavni rezultati ovih mjerenja prikazani su u tablici 8.3. Uočeno je da starenjem YBCO monokristala dolazi do pada Curieve konstante. Ovaj pad Curieve konstante je asociran sa slaganjem kisika nakon dopiranja u CuO lance. Čim su CuO lanci duži, ukupni spin po jediničnoj ćeliji je manji što uzrokuje manju Curievu konstantu.

Starenjem $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ poboljšava supravodljiva svojstva (T_c raste, H_{c2} raste, Curieva temperatura T_{Curie} raste, temperatura supravodljivih fluktuacija T_{SF} raste, veličina jezgre vortexa ξ_{ab} pada...)

Starenjem $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ gotovo ne mijenja supravodljiva svojstva (T_c malo poraste, promjena kritičnog magnetskog polja H_{c2} i drugih svojstava: Curieva temperatura T_{Curie}, temperature supravodljivih fluktuacija T_{SF}, veličine jezgre vortexa ξ_{ab} je mala ili unutar pogreške pa se ne može sigurnošću determinirati.)

Rezultati ovih mjerenja dovode na zaključak da je promjena supravodljivih svojstava ultra slabo dopiranog YBCO monokristala starenjem veća nego za jače dopiran YBCO. Ovi rezultati navode na spekulaciju da je za supravodljivost YBCO monokristala bitno postojanje CuO lanaca na nekoj skali. Kada CuO lanci već postoje na nekoj skali, povećanje njihove duljine (slaganjem kisika u lance odnosno starenjem kristala) ne utječe bitno na supravodljiva svojstva.

Bibliography

[1] Introdiction to superconductivity, by: Michael Tinkham, second edition

[2] Christoph Bergemann, Magnetic Effects in Unconventional Superconductors, PhD Thesis, Trinity College, Cambridge, UK.

[3] Introduction to Superconductivity and High-Tc Materials, by: Michel Cyrot, Davor Pavuna

[4] Ruthenate and Rutheno-Cuprate Materijals, by: C.Noce, A.Vecchione, M.Cuoco, A.Romano (Eds.)

[5] Theory of Unconventional Superconductors Cooper-Pairing Mediated by Spin Excitations, by: Dirk Manske

[6] Filip Orbanić, Kvantni transport i magnetska svojstva odabranih topoloških izolatora i Diracovih polumetala, Doktorski rad, 2018, Sveučilište u Zagrebu, PMF.

[7] Diplomski rad, Supravodljivost YBCO kristalnih materijala, Martina Vuković

[8] `http://cesur.en.ankara.edu.tr/low-high-temperature-superconductivity/`

[9] D wawe paring YBCO `http://cmms.triumf.ca/theses/Sonier/MSc/node17.html`

[10] `https://en.wikipedia.org/wiki/Yttrium_barium_copper_oxide`

[11] `https://en.wikipedia.org/wiki/Fermi_arc`

[12] `https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010PhRvL.104u7001B/abstract`

[13] `https://journals.aps.org/prb/pdf/10.1103/PhysRevB.93.140502`

[14] Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure, by: M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang Phys. Rev. Lett. 58, 908-910 (1987)

[15] Magnetization of underdoped $YBa_2Cu_3O_y$ above the irreversibility field, by Jing Fei Yu, B. J. Ramshaw, I. Kokanović, K. A. Modic, N. Harrison, James Day, Ruixing Liang, W. N. Hardy, D.A Bonn, A. McCollam, S.R. Julian, and J.R. Cooper DOI: 10.1103/PhysRevB.92.180509 (2015)

[16] The in- and out-of-plane magnetisation of highly underdoped $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ single crystals, by Ivan Kokanović and John R. Cooper DOI: 10.1103/PhysRevB.92.180509 (2015)

[17] J. W. Loram, J. Luo, J. R. Cooper, W. Y. Liang and J. L. Tallon, J. Phys. Chem. Sol. 62, 59 (2001).

[18] A. Larkin and A. Varlamov, "Theory of Fluctuations in Superconductors",Clarendon Press, Oxford (U.K.) (2005).

[19] Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure, by: M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu Phys. Rev. Lett. 58, 908 – Published 2 March 1987: DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.908

[20] R. Liang, D. A. Bonn, and W. N. Hardy, Phys. Rev. B 73, 180505 (2006).

[21] PHISICAL REVIEW B 94, 075155 (2016): Magnetic susceptibility of YBCO crystals: Unusal Curie behavior and small contributions from charge density waves, by: I. Kokanović, J.R. Cooper

[22] Physica C 328 (1999) 104-110: Transport measurments in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}/PrBa_2Cu_{3-x}Ga_xO_{7-\delta}$ superlattices: experimental evidence for underdoping, by: B. Leridon, A. Defossez, J. Dumont, J.P. Contour

[23] Journal of Physics and Chemistry of Solids 62 (2001) 59-64: Evidence on the pseudogap and condensate from the electronic specific heat, by: J.W. Loram. J. Luo, J.R. Cooper. W.Y. Liang, J.L. Tallon

[24] R. Comin, A. Frano, M. M. Yee, Y. Yoshida, H. Eisaki, E. Schierle, E. Weschke, R. Sutarto, F. He, A. Soumyanarayanan, Y. He, M. Le Tacon, I. S. Elfimov, J. E. Hoffman, G. A. Sawatzky, B. Keimer, and A. Damascelli, Science 343, 390 (2014).

10 Životopis

Rođen sam 15.10.1994 u Čakovcu. Pohađao sam prvu osnovnu školu u Varaždinu gdje sam proveo djetinjstvo. Također u Varaždinu sam pohađao elektrostrojarsku srednju školu, te sam diplomirao smjer Elektrotehničar (jaka struja na inverteru AC-DC ("punjač akumulatora")). U srednjoj školi bio sam član centra izvrsnosti iz fizike te sam se natjecao na raznim natjecanjima iz fizike (teorijskim i eksperimentalnim kod mentora Tomislava Horvata) i matematike. Godine 2013. upisao sam istraživački smjer na Fizičkom odsjeku sveučilišta Prirodoslovno matematički fakultet (PMF-u) Zagrebu.