

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Lucia Baničová

Analýza odpovědi kritického stavu vírů v supravodičích na vnější magnetické pole

Katedra fyziky nízkých teplot

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Zdeněk Janů, CSc.

Studijní program: Fyzika, Obecná fyzika

2009

Chcela by som na tomto mieste poďakovať najmä vedúcemu práce RNDr. Zdeňkovi Janu, Csc. za cenné rady, usmerňovanie a trpezlivosť pri písaní bakalárskej práce.

Moja vďaka však patrí aj ostatným členom laboratória supravodivosti Katedry fyziky nízkych teplôt MFF UK Praha, menovite Mgr. Zdeňkovi Švindrychovi, Mgr. Ahmedovi Youssefovi a Ing. Františkovi Soukupovi, ktorí boli vždy ochotní poskytnúť mi radu alebo pripomienku.

Prehlasujem, že som svoju bakalársku prácu napísala samostatne a výhradne s použitím citovaných prameňov. Súhlasím so zapožičiavaním práce.

V Prahe dňa 26.5.2009

Lucia Baničová

Obsah:

1. Úvod.....	6
2. Teoretická časť.....	7
2.1 Použité vzorky.....	7
2.2 Prevedenie experimentu.....	7
2.3 Výpočet magnetizačných kriviek.....	9
2.4 Beanov model kritického stavu.....	9
3. Praktická časť.....	12
3.1 Nb.....	12
3.2 MgB ₂	15
3.3 YBCO.....	18
3.4 Diskusia výsledkov.....	20
3.5 Záver.....	21
4. Použité zdroje a referencie.....	22

Názov práce: Analýza odpovedi kritického stavu víru v supravodičoch na
vnější magnetické pole

Autor: Lucia Baničová

Katedra: Katedra fyziky nízkých teplot

Vedúci bakalárskej práce: RNDr. Zdeněk Janů, CSc.

e-mail vedúceho: Zdenek.Janu@mff.cuni.cz

Abstrakt: V predloženej práci študujem odozvu supravodičov II. typu v zmiešanom stave na vonkajšie striedavé magnetické pole, ktorá umožňuje posúdiť, ako sú víry vo vzorke kotvené. Ich kotvenie závisí na materiále, vonkajšom magnetickom poli, transportnom prúde vzorkou a teplote. Pre prípad silného kotvenia a určitý tvar vzorky existujú analytické modely odozvy, ktoré umožňujú z meraní odozvy určiť veľkosť kritického prúdu a jeho závislosť na teplote. Správny popis a pochopenie chovania vírov v supravodičoch sú dôležité pre charakterizáciu a vývoj supravodivých materiálov pre veľké prúdové hustoty a silné magnetické pole ale i pre supravodivú elektroniku.

Kľúčové slová: susceptibilita, kritický stav, harmonické, tenká vrstva

Title: Analysis of response of critical vortex state to applied field in
superconductors

Author: Lucia Baničová

Department: Department of Low-Temperature Physics

Supervisor: RNDr. Zdeněk Janů, CSc.

Supervisor's e-mail: Zdenek.Janu@mff.cuni.cz

Abstract: In the present work I study the response of vortex state in type II superconductors to applied time varying magnetic field which provides information on vortex pinning. The pinning is affected by material, applied field, transport current, and temperature. For strong pinning and particular sample shapes there are analytical models. Application of the models gives the critical current and its temperature dependence. Correct description and understanding of vortex matter behavior is crucial for material characterization

and development of new materials for high currents and fields, as well as for microelectronics.

Keywords: AC susceptibility, critical state, harmonics, thin film

1. Úvod

V tejto práci sa budem venovať analýze kritického stavu vírov v supravodičoch II.druhu.

Meranie odozvy supravodičov II. druhu v zmiešanom (vírovom) stave na vonkajšie magnetické pole umožňuje posúdiť, ako sú víry v materiále ukotvené. Ich kotvenie závisí na materiále, vonkajšom magnetickom poli, transportnom prúde vzorkou a teplote. V prípade, že kotvenie nie je dostatočne silné, víry difundujú alebo tečú, čo sa prejaví na kmitočtovej závislosti odozvy.

Pre prípad silného kotvenia a určitý tvar vzorky existujú analytické modely odozvy, ktoré umožňujú z merania odozvy určiť veľkosť kritického prúdu, pri prekročení ktorého sa začnú víry pohybovať, a jeho závislosť na teplote. Úplné analytické modely odpovede supravodičov II. druhu v zmiešanom stave v striedavom magnetickom poli sa obmedzujú na Beanov model kritického stavu a geometriu nekonečne dlhého valca alebo dosky v pozdĺžnom poli a dvojrozmerného disku (filmu) v priečnom poli [1-3]. V opačnom prípade je z dôvodu okrajových efektov a nekvazistatického chovania vírov nutné použiť numerické metódy výpočtu.

Zmienené modely nám umožňujú vyjadriť rozloženie magnetickej indukcie a prúdovej hustoty vo funkcii pomeru depinningovej prúdovej hustoty j_c a priloženého časovo premenného jednosmerného pola s amplitúdou H_{ac} . V prípade valca sú magnetizačné krivky dané pomerom H_p / H_{ac} , kde $H_p = Rj_c$ je celkové pole vniku a R je polomer valca, a v prípade disku sú úmerné H_d / H_{ac} , kde $H_d = dj_c / 2$ je charakteristické pole a d je hrúbka filmu.

Nekonečne dlhý valec ako aj 2D disk sú extrémne prípady. Tieniace prúdy pochádzajú predovšetkým od radiálneho gradientu toku $\mu_0 j = \partial B_z / \partial r$ v prípade valca a od axiálneho gradientu toku $\mu_0 j = \partial B_r / \partial z$ v prípade disku. Napriek tomu dávajú oba modely podobné základné striedavé susceptibility a rozdiely sa objavujú až pri vyšších harmonických.

2. Teoretická časť

2.1 Použité vzorky:

- Nb film hrúbky 250 nm bol nanosený pomocou jednosmerného magnetronu na 400 nm hrubú vrstvu SiO_2 vytvorenú termálnou oxidáciou Si podložky [4]. Film mal polykryštalickú štruktúru. Veľkosť zrna činila asi 100 nm. Štvorcové vzorky o rozmeroch 5 mm \times 5 mm boli vyrezané z kruhovej dosičky priemeru 76,2 mm.
- Film MgB_2 bol nanosený pomocou jednosmerného magnetronu na podložku z monokryštálu MgO. Hrúbka filmu činila 250 nm, mal nanokryštalickú štruktúru (obr. 2). Na jeho povrchu bola vrstva MgO (MgO sa vytvára v procese žihania vzorky).
- Vzorka YBCO dĺžky 4 mm bola vyrezaná z vysokoteplotného supravodivého drôtu druhej generácie šírky 4 mm [5]. Nosný materiál drôtu pozostával z 50 μm hrubej niklovej zliatiny, na nej bola nanosená 0,2 μm hrubá vrstva MgO, 1 μm hrubá supravodivá vrstva ReBCO (SmYBaCuO) a 2 μm Ag so 40 μm celkovou hrúbkou medeného stabilizátora.

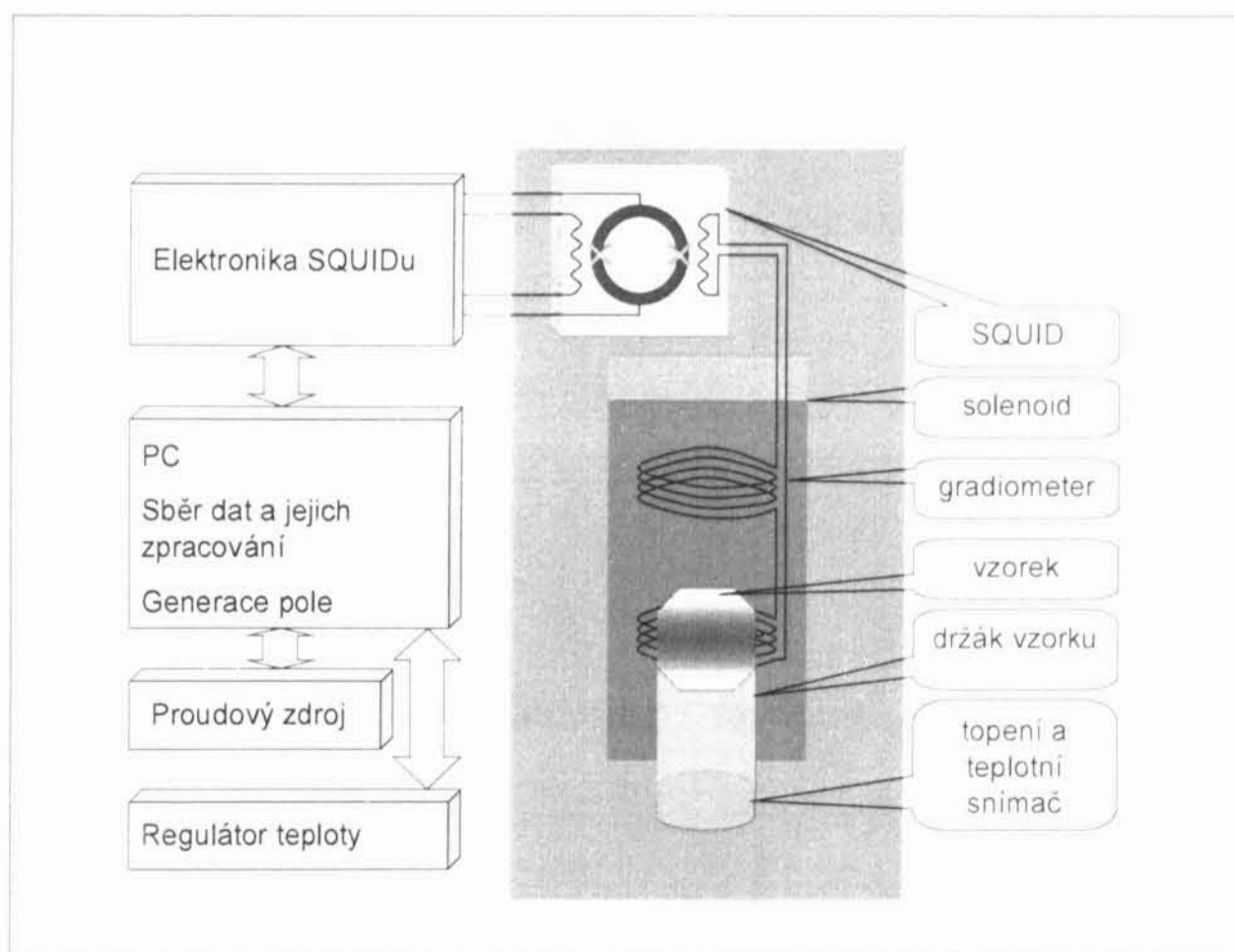
2.2 Prevedenie experimentu

Magnetický moment vzoriek som určovala pomocou skvidového magnetometra [6,7]. Zaznamenávala som tok magnetického momentu vzorkou v závislosti na teplote pri rôznych hodnotách amplitúdy striedavého poľa.

V magnetometri, ktorý som používala, bola (narozdiel od komerčne vyrábaných magnetometrov) vzorka umiestnená nehybne v jednej z cievok gradiometra. Táto technika umožňuje rýchle a nepretržité zaznamenávanie magnetického momentu vzorky, potrebné pre harmonickú analýzu, ako aj presné stanovenie teploty vzorky. Aktívna zóna magnetometra bola tienená supravodivou olovenou nádobou. Kryostat bol umiestnený vo valci z magneticky mäkkého materiálu. Zbytkové jednosmerné pole činilo rádovo

niekoľko μT a bolo možné ho vykompenzovať. Priložené homogénne pole vytváral supravodivý solenoid. Prúd bol naň privádzaný z prúdového zdroja riadeného výstupom počítačovej karty na zber dát NI PCI-4451 s 16-bitovým rozlíšením a vzorkovacou frekvenciou 6,4 kS/s. Priložené napätie mohlo byť v podstate ľubovoľného časového priebehu. Vzorka bola umiestnená v spodnej cievke gradiometra, ktorá tvorila časť supravodivého transformátora toku spojeného so skvidom. Výstupné napätie skvidu a napätie monitorujúce prúd privádzaný na solenoid boli simultánne digitalizované so 16-bitovým rozlíšením pri vzorkovacom kmitočte 6,4 kS/s a zaznamenávané na hard disk.

Vzorka bola upevnená pomocou vákuového tuku na dolnú podstavu valcového zařírového držiaka. Teplotný senzor (GaAlAs dióda) bol umiestnený na jeho hornej podstave. Držiak bol čiastočne zasunutý do polyetylénového brčka, ktoré bolo nasunuté na tenkostennú trubku z nehrdzavejúcej ocele. Celá táto časť bola vnorená do antikryostatu s plynným ^4He pri atmosferickom tlaku. Teplota antikryostatu bola kontrolovaná teplotným senzorom (Si dióda) a regulátorom teploty (Lake Shore model 332) napájaným elektrické odporové topenie.



Obr. 1: schematický nákres skvidového magnetometra [7]

Merania boli prevedené v časovo premennom oscilujúcom poli $H(t) = H_{ac} \sin(2\pi ft)$ s frekvenciou 1,5625 Hz za pomalého ohrievania vzorky. Magnetizačný signál $M(t)$ a signál monitorujúci priložené pole $H(t)$ boli Fourierovsky transformované v reálnom čase do komplexného frekvenčného spektra $M(f)$ a $H(f)$.

2.4 Model kritického stavu pre dvojdimenzionálny film

V mojej práci sa budem zaoberať analýzou kritického stavu pre disk v priečnom priloženom magnetickom poli. Beanov model pre tento prípad počíta s nasledujúcimi aproximáciami [1-3]:

- kritický stav je izotropný, $|\mathbf{j}| = j_c$ v oblastiach kde $|\mathbf{B}| \neq 0$, zatiaľ čo $|\mathbf{j}| = 0$ v oblastiach bez vniku magnetického poľa
- j_c nezávisí na lokálnej hustote toku \mathbf{B}
- povrch nepredstavuje prekážku
- kritický stav je kvazistatický

2.3 Výpočet magnetizačných kriviek

Magnetizačné krivky boli vypočítané pomocou programu napísaného vo Visual Basicu. Ak sa externé pole mení periodicky s amplitúdou H_{ac} , magnetizácia je podľa [3, 8] rovná

$$M_{\mp} = \mp \chi_0 H_{ac} S\left(\frac{H_{ac}}{H_d}\right) \pm \chi_0 (H_{ac} \mp H) S\left(\frac{H_{ac} \mp H}{2H_d}\right), \quad (1)$$

kde M_{\mp} resp. M_{\pm} je pre klesajúce resp. rastúce pole. Funkcia $S(x)$ je definovaná ako

$$S(x) = \frac{1}{2x} \left[\arccos\left(\frac{1}{\cosh x}\right) + \frac{\sinh|x|}{\cosh^2 x} \right]. \quad (2)$$

Použité modelové magnetizačné krivky $M(H)$ boli spočítané [3, 8] ako funkcia H_{ac} / H^* , kde $H^* = H_c$, pre striedavé pole $H(\phi) = H_{ac} \sin\phi$, kde ϕ je fáza. Komplexná susceptibilita bola získaná dekonvolúciou pomocou Fourierovej transformácie ako $\chi(f) = M(f) / H(f)$, kde f značí frekvenciu. Harmonické susceptibilitity som následne určila pomocou vzťahu $H(nf) = |H(f)| \exp(in \arg(H))$. Experimentálne získanú susceptibilitu som počítala z digitalizovanej hodnoty $M(f)$ rovnakým spôsobom ako modelovú susceptibilitu [9].

Na určenie kritickej depinningovej hustoty prúdu a jej teplotnej závislosti som teda mala k dispozícii dve sady dát: experimentálne stanovenú susceptibilitu $[T, \chi]$ a modelovú susceptibilitu $[H_{ac} / H^*, \chi]$. Kritickú prúdovú hustotu som uvažovala ako monotónne klesajúcu funkciu teploty

$$\frac{j_c(T)}{j_c(0)} = \frac{H^*(T)}{H^*(0)} = \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^m\right)^n, \quad (3)$$

kde m a n sú malé celé čísla.

Modelové hysterézne smyčky a následne modelová susceptibilita závisia len na bezrozmernom pomere H_{ac} / H^* . Vzťah medzi teplotou T a pomerom H_{ac} / H^* , tj. experimentálnou a modelovou susceptibilitou, som spočítala ako funkciu inverznú k rovnici (1) a pre násobením čitateľa aj menovateľa členom H_{ac}

$$\left(\frac{T}{T_c}\right)_{model} = \left(1 - \left(\frac{H_{ac}}{H^*(0)} \frac{H^*}{H_{ac}}\right)^{1/n}\right)^{1/m}. \quad (4)$$

Vo vzťahu vystupujú štyri voľné parametre $c = H_{ac} / H^*(0)$, n , m a T_c potrebné na nafitovanie modelovej a experimentálnej susceptibility (parametre c , m a n sú bezrozmerné).

$$\left[\left(1 - \left(\frac{cH^*}{H_{ac}}\right)^{1/n}\right)^{1/m}, \chi\left(\frac{H^*}{H_{ac}}\right)\right] \leftrightarrow \left[\frac{T}{T_c}, \chi(T)\right]. \quad (5)$$

Po nájdení voľných parametrov c , n , m a T_c je kritická prúdová hustota pri teplote 0 K rovná

$$j_c(0) = 2H_k c d \quad (6)$$

v prípade disku a

$$j_c(0) = H_k c R \quad (7)$$

v prípade valca. Jej teplotnú závislosť udáva vzťah (3).

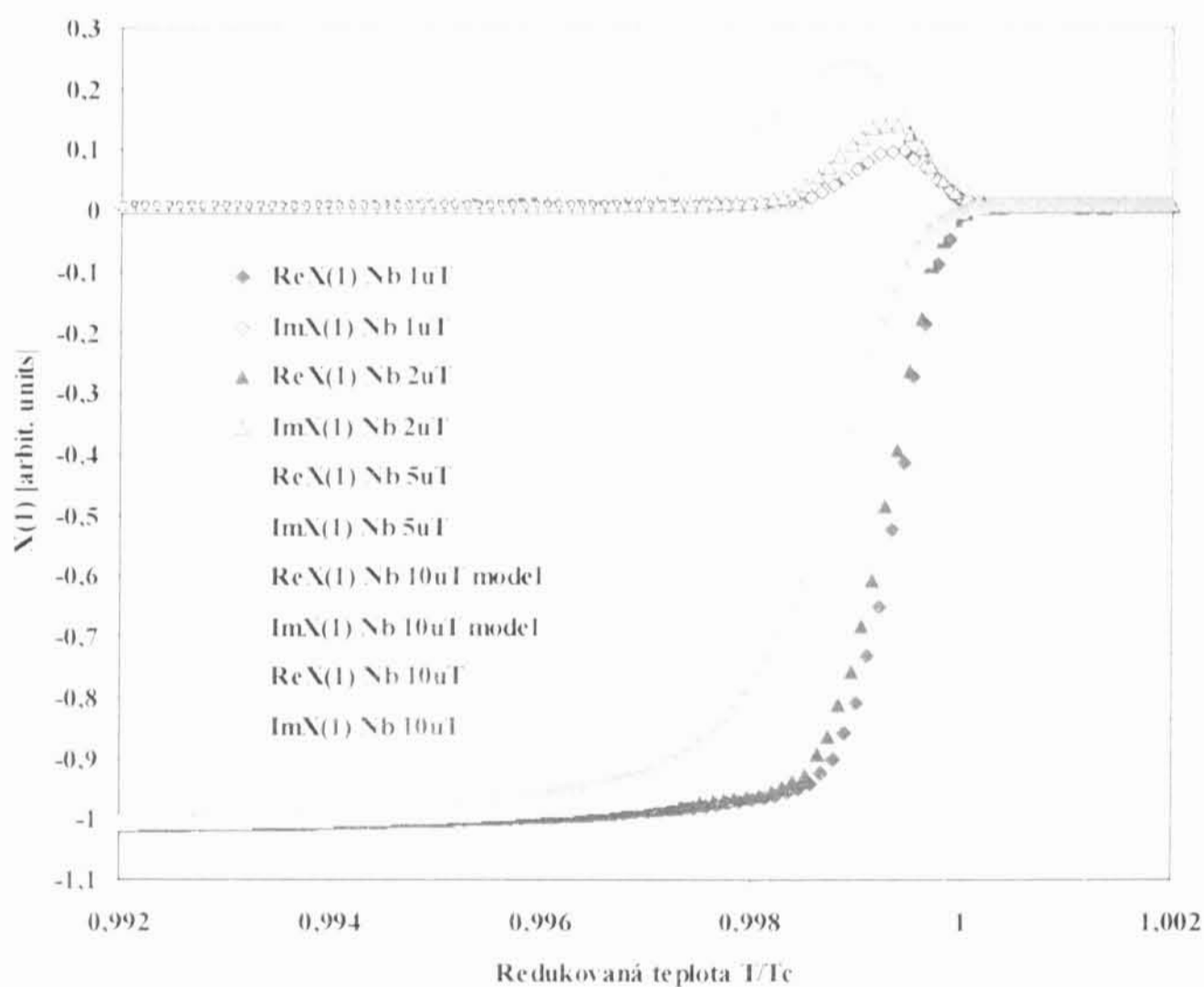
3. Praktická časť

3.1 Nb

Ako prvé som spracovala dáta získané z nióbového filmu. Teplotná závislosť základnej striedavej susceptibility pri amplitúdach priloženého pola 1, 2, 5 a 10 μT a frekvencii $f = 1.5625$ Hz je vynesená v grafe 1. Rýchlosť ohrievania bola $0.1 \text{ K} / \text{min}$.

Modelovú susceptibilitu (plná čiara) som podľa vzťahu (4) fitovala ako funkciu redukovanej teploty $(1 - (cH_d / H_c)^{1/n})^{1/m}$.

Graf 1: Teplotná závislosť základnej striedavej susceptibility $X(1)$ pre Nb film

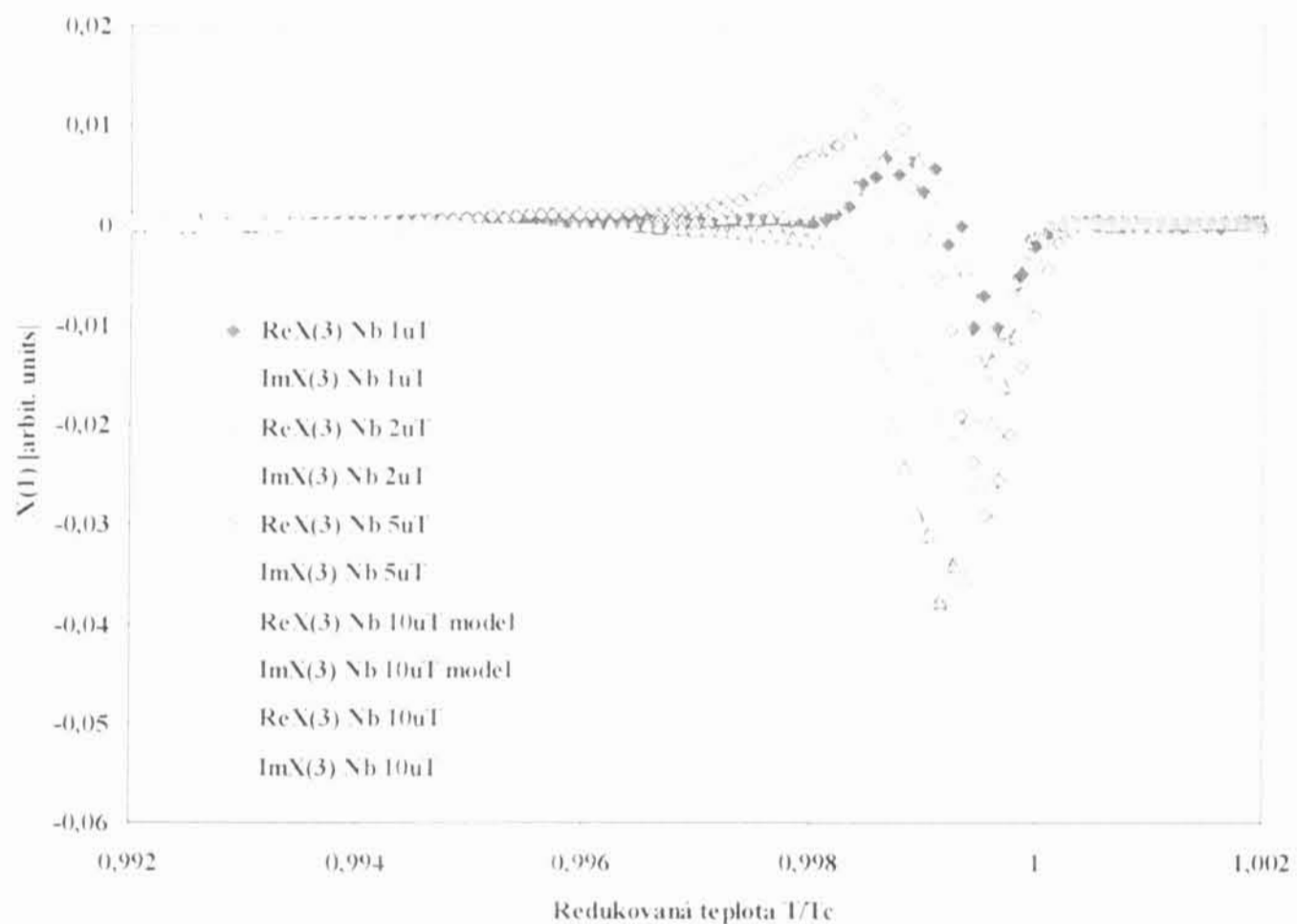


Zhoda experimentálne stanovenej susceptibility s modelom klesá pri nižších hodnotách magnetického pola. Z tohoto dôvodu (ako aj v záujme zachovania prehľadnosti) som do grafu vniesla modelovú krivku len pre prípad 10 μT pola.

Absorbčný pík (pík na imaginárnej časti základnej striedavej susceptibility $\chi (I)$) súvisí s disipáciou energie, ku ktorej dochádza vo vzorke. Tá je úmerná odporu spojenému s pohybom virov vo vzorke. Reálna časť komplexnej striedavej susceptibility je mierou induktívnej odpovede. V súhlase s predpoveďou modelu sa s vyšším striedavým poľom rozširuje oblasť prechodu a absorbčný pík klesá k nižším teplotám.

V grafe 2 je vynesená tretia harmonická striedavej susceptibility nióbového filmu. Aj tu je ešte v prípade $10 \mu\text{T}$ poľa zhoda s modelom veľmi dobrá.

Graf 2: Teplotná závislosť tretej harmonickkej striedavej susceptibility $X(3)$ pre Nb film



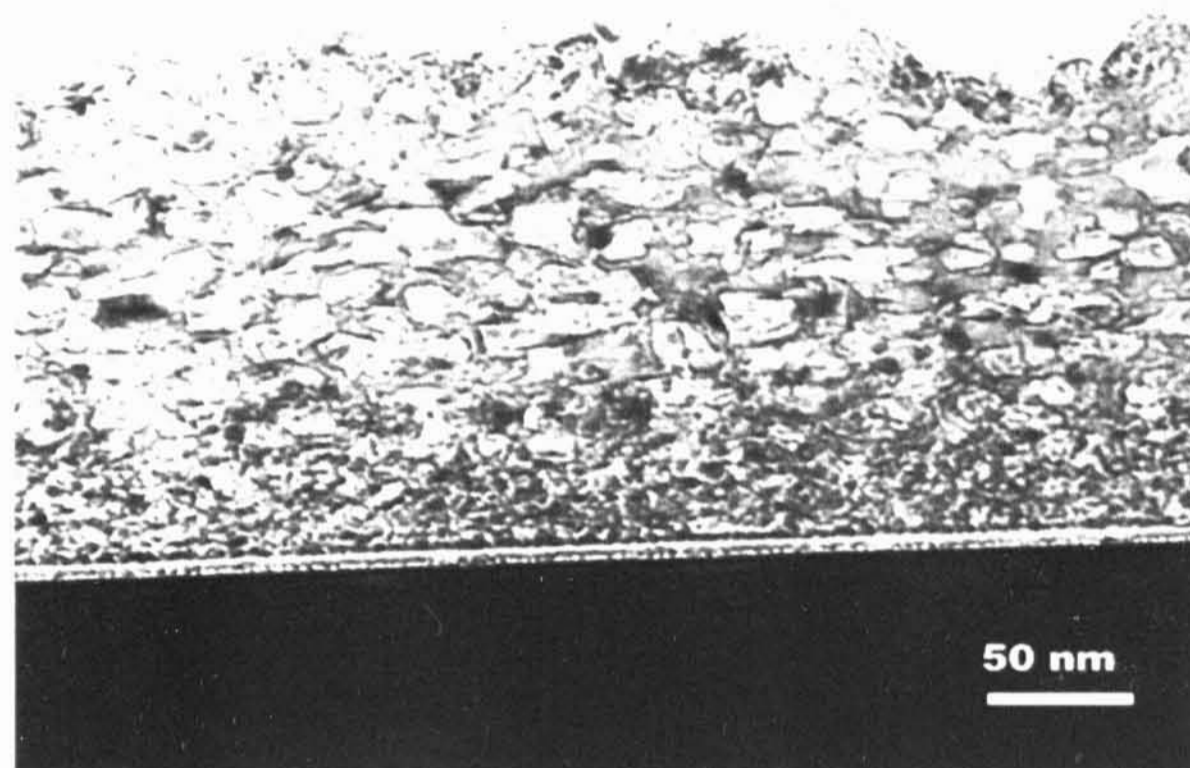
Vyššie nepárne harmonické boli už príliš zašumené, preto ich neuvádzam. Párne harmonické z dôvodu symetrie magnetizačných kriviek $M(H) = -M(-H)$ vymizli úplne.

V tabuľke 1 sú uvedené charakteristické parametre vyjadrujúce vzťah medzi experimentálnou a modelovou susceptibilitou získané pomocou vzťahu (4). Kritickú prúdovú hustotu pri teplote 0 K som určila podľa rovnice (6).

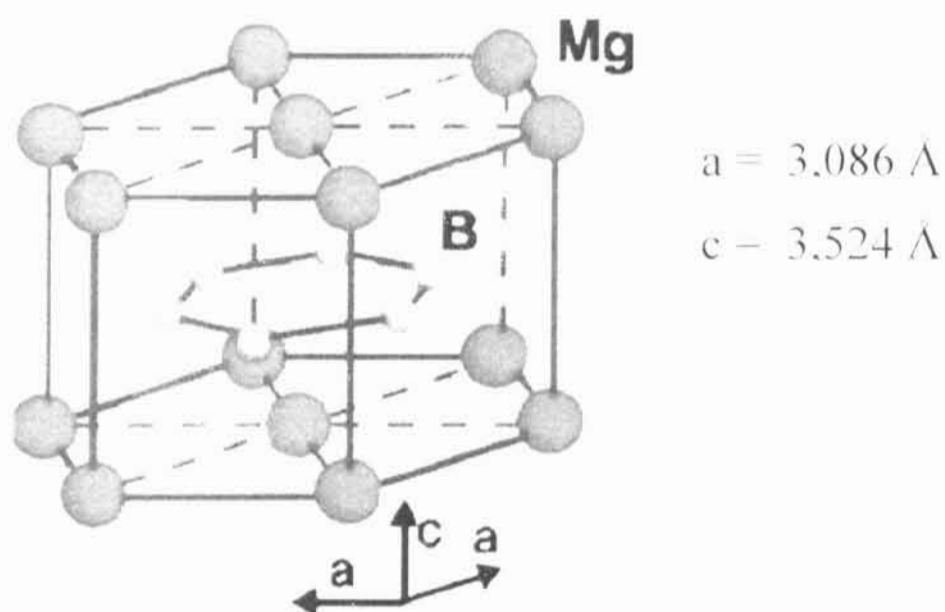
Tabuľka 1: Parametre pre Nb film				
$\mu_0 H_{ac}$ (μT)	T_c [K]	c	n	j_c [A/m^2]
10	8.81	$70 \cdot 10^{-6}$	1.5	$9 \cdot 10^{11}$
5	8.81	$60 \cdot 10^{-6}$	1.5	$5 \cdot 10^{11}$
2	8.81	$45 \cdot 10^{-6}$	1.5	$3 \cdot 10^{11}$
1	8.81	$92 \cdot 10^{-6}$	1.4	$7 \cdot 10^{10}$

3.2 MgB₂

Následne som previedla analogické merania so vzorku MgB₂. Snímka použitej vzorky a schéma jej štruktúry sú na obrázkoch 1 a 2.



Obr. 2: snímka použitej vzorky MgB₂ získaná pomocou elektrónového mikroskopu [10]

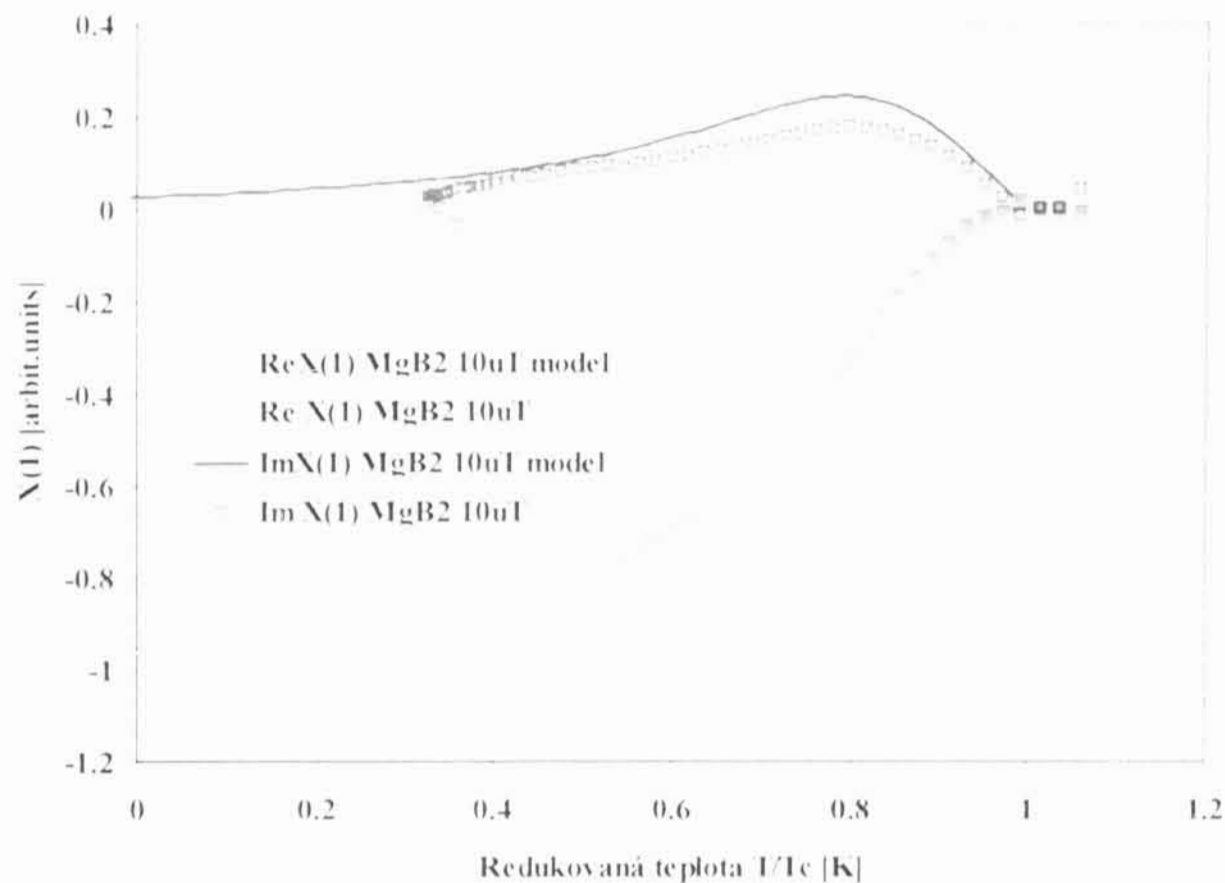


Obr. 3: hexagonálna štruktúra MgB₂ [11]

V grafe 3 je vynesená základná striedavá susceptibilita v poli s amplitúdou $10 \mu\text{T}$ a frekvenciou $f = 1,5625 \text{ Hz}$. Rýchlosť zmeny teploty v priebehu merania bola $0,1 \text{ K / min}$. Aj v tomto prípade som modelovú susceptibilitu vynášala v závislosti na $(1 - (cH_d / H_{ac})^{1/n})^{1/m}$.

V grafe 4 je znázornená tretia harmonická striedavej susceptibilty pre rovnaké meranie.

Graf 3: Teplotná závislosť základnej striedavej susceptibilty $\chi(1)$ pre MgB2

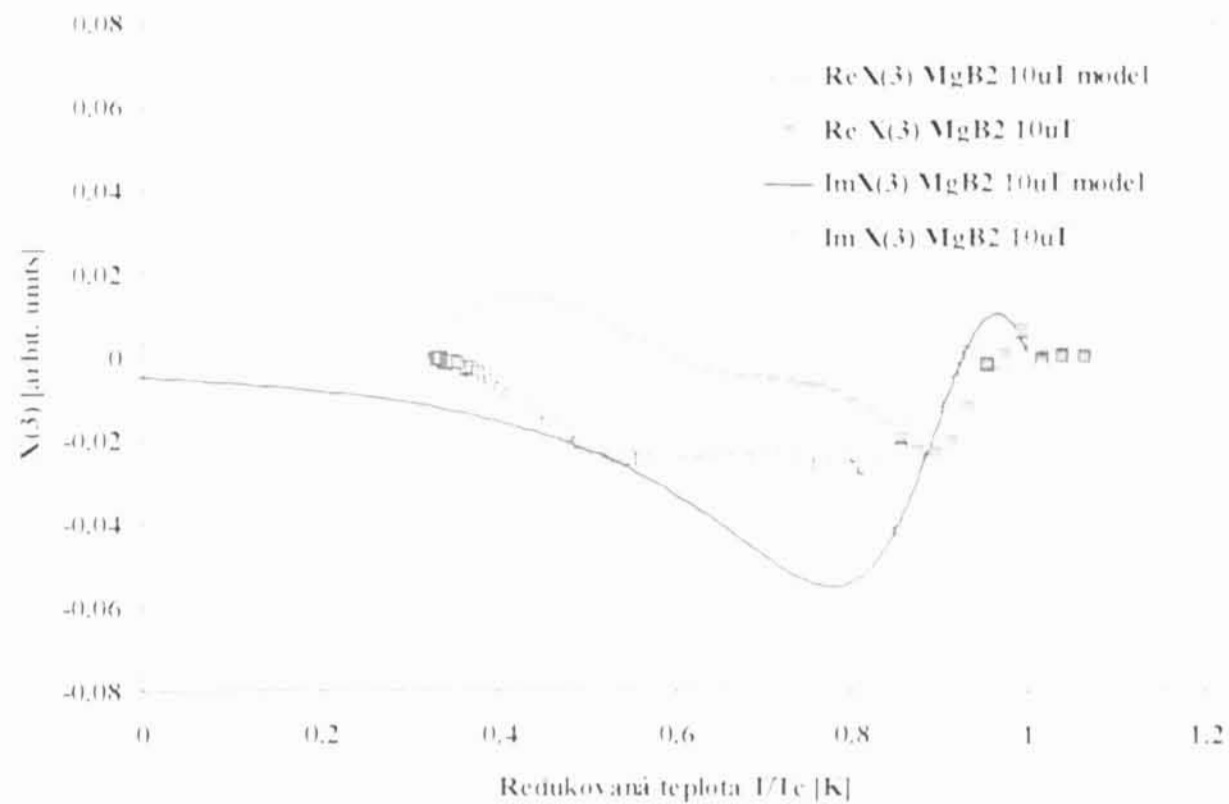


Z uvedených grafov je zreteľne vidieť, že zhoda experimentu s modelom je v prípade tejto vzorky omnoho horšia ako tomu bolo v prípade nióbu.

Kritická teplota činila približne 21.7 K a teda sa značne líšila od hodnoty 39 K, ktorú majú optimálne pripravené vzorky [13].

Spracovala som aj dáta z iných meraní, avšak vo väčšine prípadov sa mi nepodarilo ani priblížiť modelovou krivkou k experimentálnej. Z tohoto dôvodu uvádzam len dáta získané z merania, pri ktorom som dospela k aspoň trochu uspokojivej relácii medzi experimentálnou a modelovou susceptibilitou.

Graf 4: Teplotná závislosť tretej harmonickej striedavej susceptability $\chi(3)$ pre MgB₂

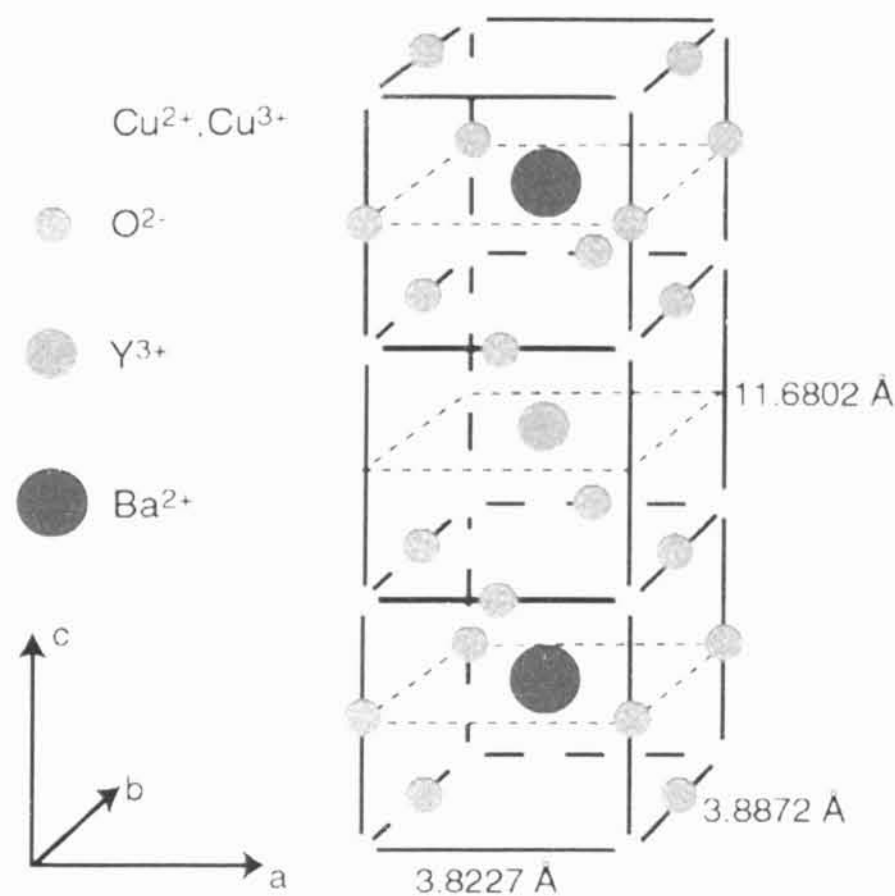


Získané parametre charakterizujúce kritický stav MgB₂ uvádzam v tabuľke 2. Kritickú prúdovú hustotu pri teplote 0 K som počítala podľa vzťahu (6).

Tabuľka 2: Parametre pre MgB ₂					
$\mu_0 H_{ac}$ [μ T]	T_c [K]	c	m	n	j_c [A/m^2]
10	21.7	0.3	1	1.2	$2 \cdot 10^8$

3.3 YBCO

Ako posledné som spracovala dáta zo vzorky vyrezanej z vysokoteplotného supravodivého drôtu YBCO. Štruktúra základnej bunky je znázornená na obrázku 4.



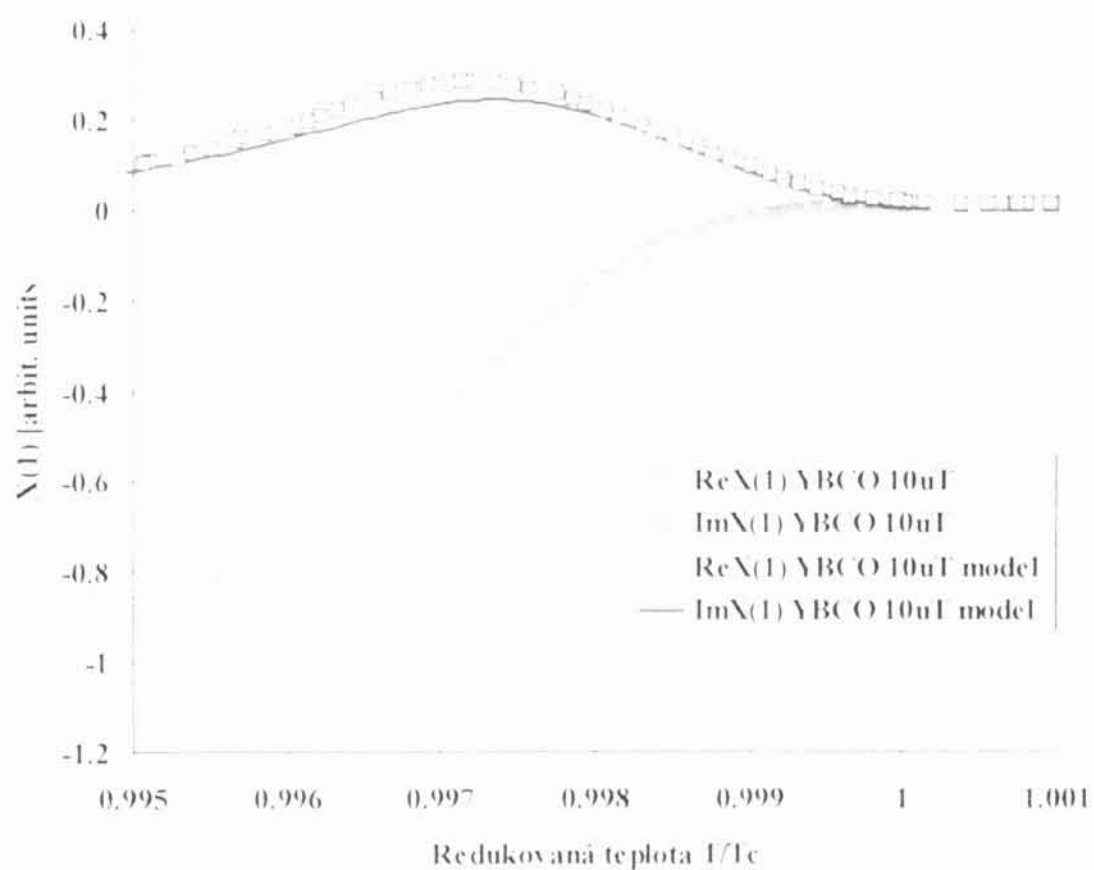
Obr. 4: štruktúra základnej bunky YBCO [14]

Závislosť základnej striedavej susceptibility na teplote v striedavom poli s amplitúdou $\mu_0 H_{ac} = 10 \mu\text{T}$ a frekvenciou $f = 1.5625 \text{ Hz}$ je vynesená v grafe 5. Rýchlosť ohrievania bola opäť 0.1 K / min .

Pri určovaní modelovej susceptibility som aj tentokrát použila Beanov model pre disk v priečnom magnetickom poli a vynášala som ju v závislosti na $(1 - (cH_d / H_{ac})^{1/n})^{1/m}$.

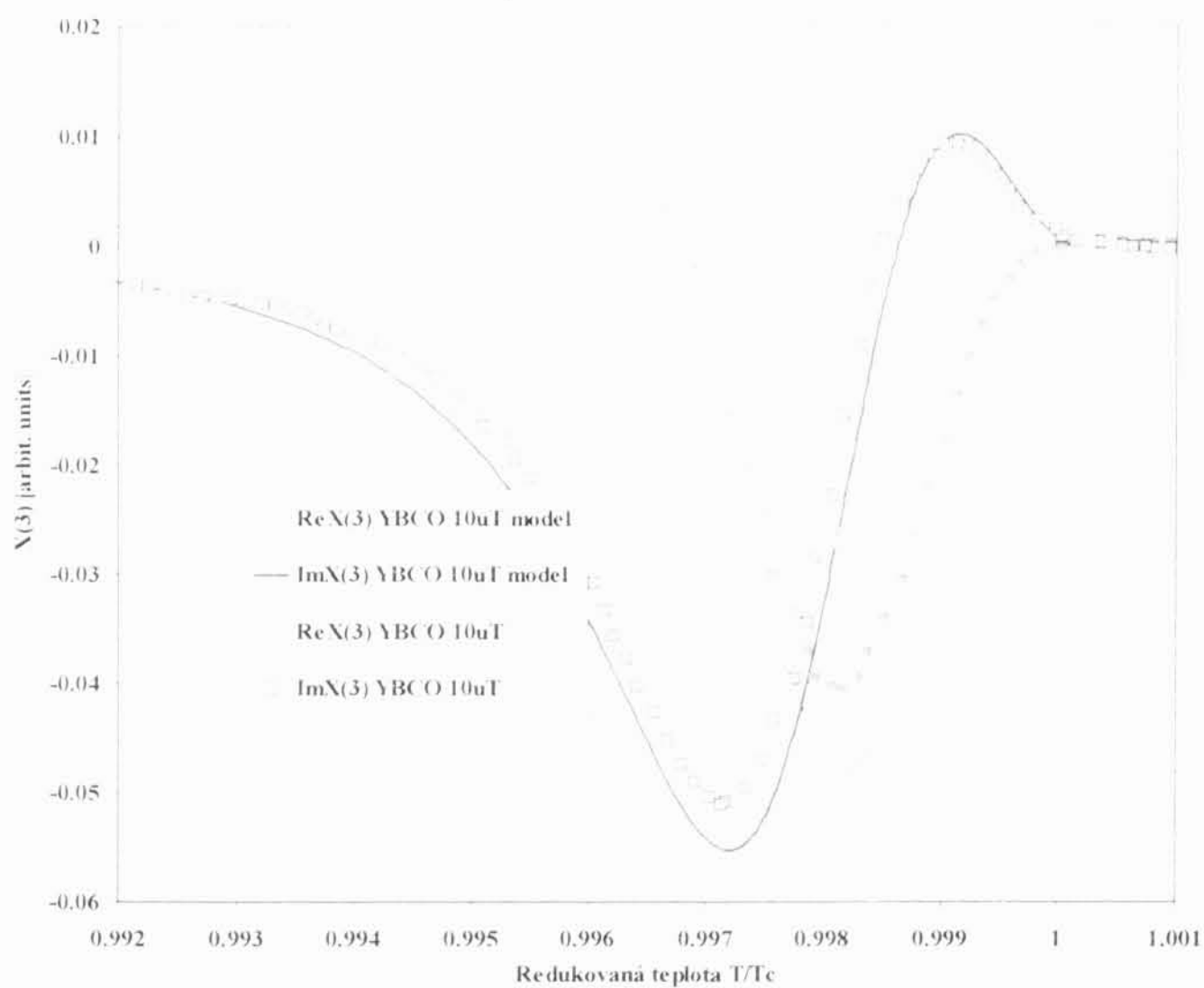
Modelové dáta sú rovnako ako v predošlých prípadoch reprezentované plnou čiarou, experiment bodmi.

Graf 5: Teplotná závislosť základnej striedavej susceptibility $X(1)$ pre YBCO



Následne som do grafu 6 vyniesla tretiu harmonickú striedavej susceptibility.

Graf 6: Teplotná závislosť tretej harmonickéj striedavej susceptibility $X(3)$ pre YBCO



Nafitované parametre uvádzam v tabuľke 3. Očakávanú kritickú prúdovú hustotu pri teplote 0 K som počítala podľa vzťahu (6), pričom som uvažovala hrúbku vzorky $d = 1 \mu\text{m}$.

Tabuľka 3: Parametre pre YBCO					
$\mu_0 H_{ac} (\mu\text{T})$	$T_c [\text{K}]$	c	m	n	$j_c [\text{A/m}^2]$
10	90,4	$16 \cdot 10^{-6}$	1	2	$10 \cdot 10^{11}$

3.4. Diskusia výsledkov

V prípade nióbového filmu ako aj drôtu YBCO som dospela k výbornej zhode medzi modelovou a experimentálne určenou susceptibilitou. Istú nepresnosť mohla vnieť do merania skutočnosť, že model predpokladá vzorku tvaru disku, zatiaľ čo mnou použité vzorky mali tvar štvorca. Chcem však poukázať na Brandtove výpočty, podľa ktorých by mal činiť rozdiel medzi zmienenými geometriami len 1% [14].

Ďalej podľa [15] závisí kritická prúdová hustota na teplote, ale nie na kmitočte, takže magnetické pole je možné považovať za kvazistatické.

Obe tieto skutočnosti poukazujú na oprávnenosť použitia Beanovho modelu pri mojich výpočtoch a prípadný nesúhlas medzi modelom a experimentom pripisujem vlastnostiam vzorky, a to predovšetkým defektom, ktoré zabezpečujú ukotvenie supravodivých vírov, ktoré je taktiež jedným z predpokladov platnosti Beanovho modelu.

Kvalitu použitých vzoriek odhadujem aj porovnaním mnou stanovenej kritickej teploty s tabelovanou hodnotou [16]. Toto zrovnanie je v tabuľke 4:

Tabuľka 4: Prehľad kritických teplôt		
Vzorka	Experimentálna hodnota [K]	Tabuľková hodnota [K]
Nb	8.8	9.2
MgB ₂	21.7	39.0
YBCO	90.4	90-93

Je treba podotknúť, že použitý teplotný senzor bol dobre kalibrovaný až pri teplotách vyšších ako 10 K. Tým vzniká rozdiel medzi meranou a tabuľkovou hodnotou kritickej teploty Nb. Avšak hodnotu redukovanej teploty, ktorá bola dôležitá pre moje merania, som poznala s presnosťou na piate desatinné miesto.

Najväčší rozdiel medzi experimentálnou a tabuľkovou hodnotou pozorujem v prípade MgB_2 . Preto usudzujem, že táto vzorka mala najmenej vyhovujúce vlastnosti (víry neboli dostatočne kotvené), v dôsledku čoho som pri meraniach a následných výpočtoch nedosiahla požadovanú zhodu s teoretickým modelom. Pri niekoľkých meraniach som dokonca pozorovala viacero supravodivých prechodov, čo pripisujem nehomogenite vzorky.

Nedokážem však objasniť, prečo som v priebehu celého experimentu najlepšie výsledky dosahovala v poli $\mu_0 H_{\text{ex}} = 10 \mu\text{T}$, pričom v slabších poliach zhoda s teoretickým modelom rýchlo klesala.

3.5 Záver

Zmerala som závislosť magnetickej odpovede Nb, MgB₂ a YBCO vrstiev na teplote v priečnom priloženom magnetickom poli.

V prípade Nb a YBCO som dospela k výbornej zhode experimentálne stanovenej striedavej susceptibility ako i jej tretej harmonickéj s teoretickým modelom vychádzajúcim z Beanovho modelu pre tenký supravodivý disk v priečnom magnetickom poli.

Dáta získané zo vzorky MgB₂ sa od modelu značne líšili.

Dospela som k záveru, že zhoda s teoretickým modelom veľmi závisí na vlastnostiach (kvalite) použitej vzorky.

Závislosť experimentálnej aj modelovej striedavej susceptibility a jej tretej harmonickéj na teplote pre všetky použité vzorky je graficky spracovaná v grafoch 1-6.

Fitovaním získané parametre c , m , n a T sú v tabuľkách 1-3.

4. Použité zdroje a referencie

- [1] Ch. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 36, p. 31 (1964)
- [2] R. B. Goldfarb, *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems*, edited by R. A. Hein, p. 49 (Plenum Press 1991)
- [3] J. R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev. B.*, vol. 50, p. 9355 (1994)
- [4] T. May, Diploma Thesis, Institute for Physical High Technology, Jena, Germany (1999)
- [5] D. W. Hazelton *et al.*, *Recent Developments in 2G HTS Coil Technology*, ASC 2008, bude publikované v *IEEE Trans. Appl. Supercond.*
- [6] G. Tsoy, Z. Janu, M. Novák, F. Soukup, R. Tichý, *Physica B*, vol. 284-288, p. 2122 (2000)
- [7] Z. Janu, F. Soukup, and R. Tichý, *Int. J of Materials and Product Technology*, vol. 26, p. 388 (2006)
- [8] J. Zhu, J. Mester, J. Lockhart, and J. Turneaure, *Physica C*, vol. 212, p. 216 (1993)
- [9] A. Youssef, *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 18, p. 1589 (2008)
- [10] privátna informácia Andrej Plecenik, Katedra experimentálnej fyziky FMFI Bratislava, Slovensko
- [11] www.astra.sav.sk/kulich.pdf
- [12] <http://www.lbl.gov/Science-Articles/Archive/MSD-superconductor-Cohen-Louie.html>

- [13] <http://www.tkk.fi/Units/AES/projects/prlaser/supercond.htm>
- [14] Th. Herzog, H. A. Radovan, P. Ziemann, and E. H. Brandt, Phys. Rev. B, vol. 56, p. 2871 (1997)
- [15] A. Youssef, Z. Švindrych, and Z. Janu, *zaslané do Supercond. Sci. and Technology*
- [16] <http://en.wikipedia.org/wiki/Superconductivity>