



**ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE**

---

**Fakulta elektrotechnická  
Katedra elektrotechnologie**

**Technologie a užití vysokoteplotních supravodičů**

**Technology and Applications of High Temperature Superconductors**

**Bakalářská práce**

Studijní program: Elektrotechnika, energetika a management  
Studijní obor: Aplikovaná elektrotechnika

Vedoucí práce: doc. Ing. Jan Kuba, CSc.

**Jan Šilhánek**

---

**Praha 2015**

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta elektrotechnická  
katedra elektrotechnologie

## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: **Jan Šilhánek**

Studijní program: Elektrotechnika, energetika a management  
Obor: Aplikovaná elektrotechnika

Název tématu: **Technologie a užití vysokoteplotních supravodičů**

### Pokyny pro vypracování:


1. Supravodivost a základní rozdělení supravodičů
2. Vysokoteplotní supravodiče a jejich technologie
3. Nejdůležitější aplikace vysokoteplotních supravodičů
4. Realizace vybraného experimentu na modelu magnetického ložiska s vysokoteplotním supravodičem

### Seznam odborné literatury:

- [1] Odehnal, M.: Supravodivost a jiné kvantové jevy, Academia, 1992
- [2] Kulhánek, P.: Vysokoteplotní supravodivost, Aldebaran Bulletin /on line/, dostupné z [http://www.aldebaran.cz/bulletin/2004\\_36\\_hts.html](http://www.aldebaran.cz/bulletin/2004_36_hts.html)
- [3] Kuba, J., Šidlo, L.: Model pasivního magnetického ložiska s HTS, sborník mezinárodní konference &#8222;Diagnostika 09&#8220;, ZČU Plzeň, str. 155-158, 2009

Vedoucí: doc. Ing. Jan Kuba, CSc.

Platnost zadání: do konce letního semestru 2015/2016

  
Ing. Karel Dušek, Ph.D.  
vedoucí katedry

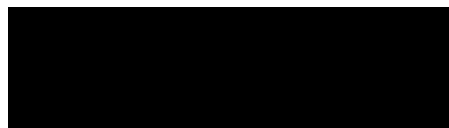


  
prof. Ing. Pavel Ripka, CSc.  
děkan

V Praze dne 25. 3. 2015

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze dne 15. 5. 2015

A solid black rectangular box used to redact the signature of the author.

.....  
Jan Šilhánek

Rád bych na tomto místě poděkoval vedoucímu bakalářské práce doc. Ing. Janu Kubovi, CSc. za svědomité vedení, odborné rady a čas věnovaný mé práci. Díky patří také mé rodině a kolegům ze společnosti Ekotechnika spol. s r.o. za podporu a trpělivost během celého studia.

**Abstrakt:**

Tato práce pojednává o vlastnostech a technologii přípravy vysokoteplotních supravodičů. Uvedeno je zde základní rozdělení supravodivých materiálů, přehled technologií a typických aplikací vysokoteplotních supravodičů. Blíže je popsáno využití vysokoteplotních supravodičů v konstrukci magnetických ložisek. Některé vlastnosti vysokoteplotních supravodičů jsou ověřeny měřením na modelu magnetického ložiska.

**Klíčová slova:**

Supravodivost, supravodiče, vysokoteplotní supravodiče, technologie přípravy, aplikace supravodičů, supravodivé magnetické ložisko.

**Abstract:**

This bachelor thesis deals with properties and technology for preparation of high temperature superconductors. Basic division of superconductive materials, summary of technology and common applications are described. Also, application of high temperature superconductors in construction of magnetic bearings is closely described. Further, part of this thesis contains measurement of selected properties of magnetic bearings with high temperature superconductors.

**Keywords:**

Superconductivity, superconductor, high temperature superconductor, technology of preparation, application of superconductors, magnetic bearing with superconductor.

# Obsah

1	Úvod.....	8
2	Nízkoteplotní supravodiče .....	10
2.1	Meissner-Ochsenfeldův jev .....	11
2.2	Teorie BCS.....	11
2.3	Supravodiče I. a II. typu .....	12
2.3.1	Supravodiče I. typu .....	13
2.3.2	Supravodiče II. typu .....	14
3	Vysokoteplotní supravodiče .....	16
3.1	Struktura VTS.....	16
3.1.1	Struktura La-Ba-Cu-O.....	17
3.1.2	Struktura Y-Ba-Cu-O .....	18
3.1.3	Struktura Bi-Sr-Ca-Cu-O.....	18
3.1.4	Struktura Tl-Ba-Ca-Cu-O .....	18
3.1.5	Struktura Hg-Ba-Ca-Cu-O.....	19
3.2	Vlastnosti VTS .....	19
3.3	Teorie popisující VTS.....	20
3.3.1	Bisolitony .....	20
3.3.2	Elektron – spinová interakce .....	21
3.3.3	Excitony.....	21
3.3.4	Plazmony.....	21
4	Technologie přípravy VTS .....	22
4.1	Příprava supravodivé keramiky v pevné fázi .....	22
4.2	Příprava tenkých vrstev .....	22
4.2.1	Fyzikální depozice .....	23
4.2.2	Chemická depozice .....	25
4.2.3	Sol-gel .....	25
5	Aplikace supravodičů.....	26
5.1	Ložiska.....	26
5.2	Zařízení založena na principu Josephsonova jevu .....	26

5.2.1	Josephsonův jev.....	26
5.2.2	Magnetometry.....	28
5.2.3	Etalony napětí.....	28
5.3	Přenos elektrické energie .....	28
5.4	Maglev .....	29
5.5	Supravodivé magnety .....	30
6	Experimentální část .....	32
6.1	Teplotní závislost odporu a stanovení kritické teploty VTS .....	32
6.1.1	Seznam použitých přístrojů .....	34
6.1.2	Naměřené hodnoty .....	34
6.1.3	Grafické znázornění naměřených hodnot .....	35
6.1.4	Zhodnocení výsledků měření.....	35
6.2	Měření na modelu magnetického ložiska s VTS .....	36
6.2.1	Popis modelu magnetického ložiska s VTS.....	36
6.2.2	Maximální zatížitelnost ložiska .....	38
6.2.3	Závislost otáček na čase .....	39
6.2.4	Zhodnocení výsledků měření.....	42
7	Závěr .....	44
8	Seznam použitých zkratk .....	46
9	Seznam obrázků.....	47
10	Seznam tabulek.....	48
11	Seznam příloh .....	49
12	Použitá literatura .....	50

# 1 Úvod

Supravodivost patří mezi nejpozoruhodnější fyzikální jevy, snad proto, že její objevení bylo překvapivé a nepředvídatelné. Před objevem supravodivosti převládala představa o jisté zbytkové hodnotě odporu, ke které odpor látek klesá při teplotách blížících se absolutní nule. Skokové vymizení odporu některých látek při poklesu teploty pod určitou hodnotu jistě nikdo nepředpovídal. Prvním, kdo se se supravodivostí setkal, byl nizozemský fyzik Heike Kamerling-Onnes. Heike Kamerling-Onnes se počátkem 19. století zabýval zkapalněním helia. Toho docílil 10. července 1908 ve fyzikální laboratoři v Leidenu v Holandsku. Teplota bodu varu izotopu helia  $^4\text{He}$  odpovídá při normálním tlaku 4,2 K. Posléze, použil metodu odčerpávání par nad hladinou kapaliny a dosáhl teploty okolo 1 K. Onnes využil výhody, kterou získal před zbytkem světa a pustil se do experimentálního měření odporu některých látek. Nejdříve se zaměřil na zlato a platinu. Odpor těchto kovů sice klesal úměrně s teplotou, vždy se ale ustálil na malé hodnotě zbytkového odporu. Průlom dosáhl až při pokusech se rtuť v roce 1911, kdy pozoroval skokové vymizení odporu při teplotě 4,2 K. Teplota, při které dojde k vymizení odporu, nazýváme teplotou kritickou. Následné pokusy realizované jak v jeho laboratoři, tak i v dalších laboratořích prokázaly přítomnost tohoto jevu i u jiných čistých kovů ale i sloučenin a slitin. Například u olova a sloučeniny  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  s kritickou teplotou 7,2 K, respektive 23,2 K.

Velkého průlomů v oblasti výzkumu supravodivosti bylo dosaženo v druhé polovině 80. let 20. století, kdy švýcarští vědci Johannes Georg Bednorz a Karl Alexander Müller objevili v roce 1986 v laboratořích IBM supravodivý stav u oxidu mědi, lantanu a baria. To vyvolalo zvýšený zájem o tuto skupinu materiálů, výsledkem čehož se stalo, že byly následně objeveny desítky supravodivých oxidů mědi. Maximální dosud naměřená kritická teplota dosáhla hodnoty 136 K. Jedná se o tzv. vysokoteplotní supravodiče (VTS). Objev vysokoteplotních supravodičů je považován za zásadní počín z hlediska praktických aplikací, neboť bylo dosaženo supravodivosti bez nutnosti použití kapalného helia. Lze pracovat v oblasti teplot dosažitelných kapalným dusíkem. Supravodiče, které operují při heliových teplotách, označujeme jako nízkoteplotní.



Úvodní kapitola této práce je zaměřena na základní popis nízkoteplotních supravodičů a jejich vlastností. Následuje popis vysokoteplotních supravodivých materiálů a vlastností, které je odlišují od supravodičů nízkoteplotních. Dále jsou v práci uvedena možná teoretická vysvětlení vysokoteplotní supravodivosti, technologické procesy využívané při výrobě vysokoteplotních supravodičů a typické aplikace supravodivých materiálů, především vysokoteplotních.

Šestá kapitola obsahuje experimentální část této práce se zaměřením na praktické seznámení s technikou nízkých teplot v oblasti teplot kapalného dusíku a vyšších. Tato kapitola je také zaměřena na laboratorní ověření vybraných vlastností vysokoteplotních supravodičů, které byly v laboratoři katedry k dispozici. Laboratorní ověření vlastností spočívá v měření teplotní závislosti odporu vzorku supravodiče a experimentu přibližujícím aplikaci vysokoteplotních supravodivých materiálů v konstrukci magnetických ložisek. Pro tento účel byl použit výukový model magnetického ložiska s VTS v podobě válcového vzorku, tzv. pelety (bulk).

## 2 Nízkoteplotní supravodiče

Přestože od objevu supravodivosti nebyla po řadu let její podstata uspokojivě teoreticky objasněna, od jejího pozorování u rtuti byla experimentálně objevena u celé řady dalších kovů, slitin kovů a sloučenin. Některé z těchto látek a jejich kritické teploty jsou uvedeny jako příklad v tabulce 2.1.

Materiál	$T_c$ [K]	Materiál	$T_c$ [K]
Al	1,175	Tl	2,38
Ga	1,08	V	5,4
Hg	4,154	PbBi	8,6
In	3,408	NbZr	10
La	4,88	NbTi	10,6
Nb	9,25	PbMo <sub>4</sub> S <sub>6</sub>	14,4
Pb	7,196	Nb <sub>3</sub> Sn	18
Sn	3,72	Nb <sub>3</sub> Al	20,3
Ta	4,47	Nb <sub>3</sub> Al <sub>0,8</sub> Ge <sub>0,2</sub>	20,7
Tc	7,8	Nb <sub>3</sub> Ga	22,5
Th	1,38	Nb <sub>3</sub> Ge	23,2

Tabulka 2.1. Příklad prvků, slitin a sloučenin vykazujících supravodivost,  $T_c$  [1]

Již při svých prvních pozorováních Onnes objevil, že u zkoumaných čistých prvků vedle kritické teploty existuje další omezení supravodivého stavu při vložení supravodiče do magnetického pole. Bylo-li aplikováno vnější magnetické pole, došlo při jeho zvýšení nad tzv. kritickou hodnotu magnetické indukce  $B_c$  k přechodu ze supravodivého do odporového stavu, přestože  $T < T_c$ . Hodnota  $B_c$  prvních supravodičů byla velice nízká, například u rtuti se pohybuje kolem 41 mT. Takto nízká hodnota značně omezovala praktické využití supravodičů, například při vytváření silných magnetických polí. Řešení přišlo až po druhé světové válce a to v souvislosti s objevem supravodičů II. typu, jejichž představiteli jsou například slitina NdTi s  $T_c = 10,6$  K,  $B_c = 12$  T a sloučenina

$\text{Nb}_3\text{Sn}$  s  $T_C = 18 \text{ K}$ ,  $B_C = 22 \text{ T}$ . Dalším omezujícím kritériem supravodivého stavu je tzv. kritický proud. Obdobně jako v případě kritické teploty a kritické magnetické indukce dojde při překročení kritického proudu k přechodu ze supravodivého do normálního stavu.

## 2.1 Meissner-Ochsenfeldův jev

Z důvodu vymizení elektrického odporu byly vlastnosti supravodičů připisovány tomu, že se jedná o ideální vodiče. Walther Meissner a Robert Ochsenfeld pozorovali v roce 1933 u supravodičů kromě vymizení odporu další typickou vlastnost, kterou nazvali ideální diamagnetismus. V daném případě je magnetická susceptibilita supravodičů  $\chi_m = -1$ . Po překročení  $T_C$  tedy dojde k vytlačování magnetické indukce z vnitřku supravodiče. Nezáleží přitom na pořadí aplikace vnějšího magnetického pole a překročení  $T_C$ . Za tuto vlastnost jsou zodpovědné tzv. stínící proudy. Stínící proudy tekoucí na povrchu, respektive v nepatrné hloubce pod povrchem, vytvářejí magnetické pole kompenzující vnější magnetické pole, které je vyvolalo. Hloubku vniku vnějšího magnetického pole do supravodiče popisuje veličina nazvaná Londonova hloubka vniku  $\lambda_L$ . Definovat ji můžeme jako vzdálenost od povrchu, ve které klesne magnetická indukce na  $1/e$  oproti hodnotě na povrchu supravodiče. Hodnota  $\lambda_L$  u supravodičů I. typu dosahuje řádově  $10^{-8} \text{ m}$  [2]. U supravodičů II. typu může být daleko větší.

## 2.2 Teorie BCS

Klasická fyzika nedokázala jev supravodivosti spolehlivě vysvětlit. Již sám Onnes předpověděl, že k vysvětlení supravodivosti může poskytnout řešení v té době rodící se kvantová mechanika. Přesto bylo potřeba počkat až do roku 1957, kdy američtí fyzici John Bardeen, Leon Cooper a John Schrieffer představili svou teorii. Zkráceně se označuje jako teorie BCS. Základní ideu teorie tvoří párování elektronů za velmi nízkých teplot. Elektrony patří mezi fermiony, mají spin  $-1/2$  nebo  $+1/2$ , platí pro ně Pauliho vylučovací princip a Fermi-Diracovo rozdělení. Pokud dojde k vytvoření páru elektronů s opačným spinem, výsledný spin páru je nulový a na tento pár je možno hledět jako na boson. Takový pár se označuje jako Cooperův pár. Pro bosony platí Bose-Einsteinovo

rozdělení a nepodléhají Pauliho rozdělovacímu principu. Proto se mohou na jedné energetické hladině nacházet všechny elektronové páry zodpovědné za supravodivost.

Na Coulombovu odpudivou sílu působící mezi dvěma elektrony lze nahlížet podle kvantové teorie jako na výměnu fotonu mezi těmito elektrony. Podobně je možno interpretovat přitažlivou sílu mezi elektrony potřebnou pro spárování elektronů do Cooperova páru. V tomto případě dochází mezi elektrony k výměně tzv. virtuálních fononů. Fonony si lze představit jako kvazičástice vibrační krystalové mřížky. Vazebná energie Cooperova páru dosahuje hodnot řádově  $10^{-3}$  eV. Z čehož vyplývá, že vnější vlivy jako je teplota, magnetické pole a proud mohou tuto vazbu rozrušit. Na druhou stranu tzv. délka koherence Cooperova páru  $\xi$ , kterou si lze představit jako střední hodnotu velikosti Cooperova páru, dosahuje až 1  $\mu\text{m}$ . Pokud by bylo nahlíženo na Cooperův pár jako na jedinou částici, měla by tato částice náboj  $2e$  a hmotnost  $2m$ . Protože délka koherence Cooperova páru nabývá hodnoty daleko větší, než představuje střední vzdálenost elektronů, které mohou tvořit další Cooperovy páry, takto vzniklé páry jsou tak v objemu supravodiče značně překryty.

Cooperovy páry nemohou interagovat s ionty tvořícími krystalickou mřížku kovu. A to z důvodu jednotné energetické hladiny všech párů takže nemohou jednotlivě měnit svoji energii. Výskyt Cooperových párů ve struktuře stojí za bezodporným stavem supravodičů.

Vlivem vytvoření Cooperova páru dojde k částečnému vyprázdnění energetické hladiny, kterou by jinak za nesupravodivého stavu zaujímaly vodivostní elektrony. Pás neobsazených energetických stavů zasahuje symetricky nad i pod Fermiho energii v intervalu  $(E_F - \Delta; E_F + \Delta)$ . Šířku tohoto pásu se označuje  $2\Delta$  a závisí na teplotě. Maximální hodnoty dosahuje při  $T = 0$  K a blíží-li se teplota supravodiče k  $T_C$ , pak  $2\Delta$  klesá k nule.  $2\Delta = 0$  eV při  $T \geq T_C$ .

### **2.3 Supravodiče I. a II. typu**

V závislosti na chování supravodivých materiálů v přítomnosti vnějšího magnetického pole lze supravodiče rozdělit do dvou skupin. Kvantitativně se dělení stanovuje podle porovnání velikosti hloubky vniku  $\lambda_L$  a délky koherence Cooperova páru  $\xi$ . Délka

koherence  $\xi$  představuje mimo jiné minimální vzdálenost, na které může docházet ke změně supravodivých vlastností.

O supravodiči I. typu mluvíme, pokud platí:

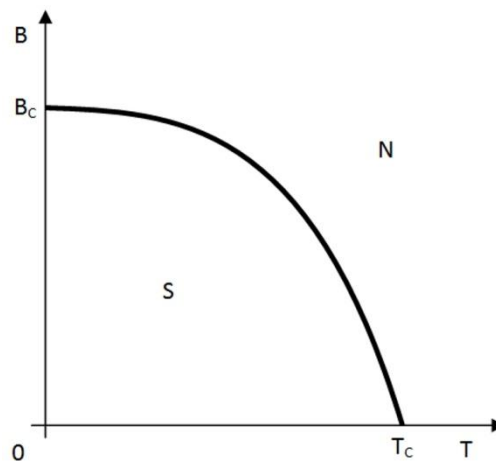
$$\xi > \lambda_L \sqrt{2}. \quad (2.1)$$

Supravodič II. typu na druhé straně splňuje podmínku:

$$\xi < \lambda_L \sqrt{2}. \quad (2.2)$$

### 2.3.1 Supravodiče I. typu

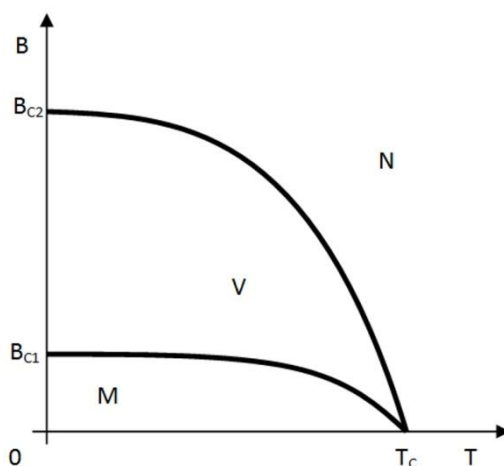
Jedná se o materiály, u kterých byla supravodivost pozorována nejdříve. Kritická teplota  $T_c$  se pohybuje v řádech desetin až jednotek K. Kritická hodnota magnetické indukce také dosahuje jen velmi nízkých hodnot, řádově jednotek až desítek mT. Kritická teplota a magnetická indukce jsou vzájemně svázány. Jejich parabolickou závislost představuje fázový diagram supravodiče I. typu na obrázku 2.1. Přechod mezi supravodivým a normálním stavem je velice ostrý. Jsou to ideální diamagnetika, tudíž vykazují Meissner-Ochsenfeldův jev. Mezi tento typ supravodičů patří například olovo s kritickou teplotou 7,196 K a kritickou magnetickou indukcí 80 mT.



Obr. 2.1 Supravodič typ I. Fázový diagram. S – oblast supravodivého stavu, N – oblast normálního stavu [3]

### 2.3.2 Supravodiče II. typu

Supravodiče II. typu se vyznačují, ve srovnání s I. typem, jiným chováním v magnetickém poli. Přechod ze supravodivého do normálního stavu neprobíhá skokově při dosažení  $B_c$  ale po překročení hodnoty  $B_{c1}$  přejde supravodič do tzv. smíšeného stavu. Ve struktuře je zachován bezodporový stav ale vnější magnetické pole proniká do objemu supravodiče. A to formou tzv. Abrikosovových vírů (označovaných též jako vírová vlákna nebo fluxoidy). Jeden Abrikosovův vír nese jedno kvantum magnetického toku, fluxon  $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15}$  Wb. Velikost magnetického pole pronikajícího do struktury supravodiče je dána celočíselným násobkem kvant magnetického toku. Počet Abrikosovových vírů závisí na intenzitě vnějšího magnetického pole. Při zvyšování magnetické indukce vnějšího magnetického pole tedy začne narůstat počet Abrikosovových vírů a to až do chvíle, kdy zaplní celý objem supravodiče. V tomto okamžiku dojde k zániku supravodivého stavu. Mezní velikost indukce vnějšího magnetického, při které dojde k zániku supravodivého stavu, se označuje jako  $B_{c2}$ . Ve srovnání se supravodiči I. typu dosahuje kritická indukce o několik řádů větších hodnot. To představuje velký význam pro praktické aplikace. Fázový diagram supravodiče II. typu je znázorněn na obr. 2.2.



Obr. 2.2 Supravodič typ II. Fázový diagram.  $M$  – Meissnerova fáze,  $V$  – fáze smíšeného stavu,  $N$  – oblast normálního stavu [3]

Abrikosovovy víry se mohou uchytit na záchytných centrech ve struktuře krystalické mřížky supravodiče (tzv. pinning effect). Tato záchytná centra jsou tvořena defekty, dislokacemi a příměsmi. Uchycení Abrikosovových vírů v záchytných centrech výrazně zvyšuje kritický proud supravodiče. Při překročení kritické hodnoty proudu dochází k utržení Abrikosovových vírů od záchytných center a supravodič přejde do odporového stavu. Přítomnost záchytných center proto představuje důležitý důsledek pro praktické aplikace. Podle míry koncentrace záchytných center ve struktuře krystalické mřížky dělíme supravodiče II. typu na homogenní a nehomogenní.

Homogenní (ideální) supravodiče II. typu vykazují nízkou koncentraci záchytných center, následkem čehož ztrácejí tyto látky supravodivé vlastnosti již při nízkých proudech tekoucích jejich objemem. To představuje, podobně jako v případě supravodičů I. typu, omezení praktického uplatnění těchto látek.

Nehomogenní supravodiče II. typu, v porovnání s homogenními, obsahují velké množství záchytných center. Z toho vyplývá vysoký kritický proud a široké uplatnění v praktických aplikacích.

### 3 Vysokoteplotní supravodiče

Nejvyšší prokazatelná kritická teplota supravodičů byla po dlouhou dobu 23,2 K a byla zjištěna u sloučeniny  $\text{Nb}_3\text{Ge}$ . Předpoklady založené na teorii BCS neslibovaly, s předpokládanou maximální dosažitelnou kritickou teplotou nepřesahující 30 K, překotný progres směrem k vyšším kritickým teplotám [1]. Nicméně, jak již bylo zmíněno, u materiálu skupiny La-Ba-Cu-O (oxidický keramický materiál, u kterého se supravodivost neočekávala) se podařila zjistit kritická teplota kolem 30 K, to znamenalo neobvykle razantní posun v kritické teplotě. Zatímco až do té doby docházelo k pravidelným posunům v kritické teplotě pouze v řádu desetin, maximálně kolem jednoho K, najednou se teplota posunula o několik K. Objevitelé supravodivosti u materiálu se strukturou La-Ba-Cu-O, Müller a Bednorz, obdrželi Nobelovu cenu za fyziku v roce 1987. Tento objev odstartoval zájem badatelů o novou skupinu oxidických keramických materiálů, ve kterých jsou přítomny oxidy mědi. Intenzivní výzkum těchto nových materiálů vyústil v supravodiče s kritickými teplotami přesahujícími 100 K. Již na začátku roku 1987 se u struktury Y-Ba-Cu-O podařilo zjistit kritickou teplotu kolem 90 K dosažitelnou při použití kapalného dusíku. Právě z důvodu relativně vysoké kritické teploty oproti konvenčním supravodivým materiálům, jsou označovány jako vysokoteplotní supravodiče.

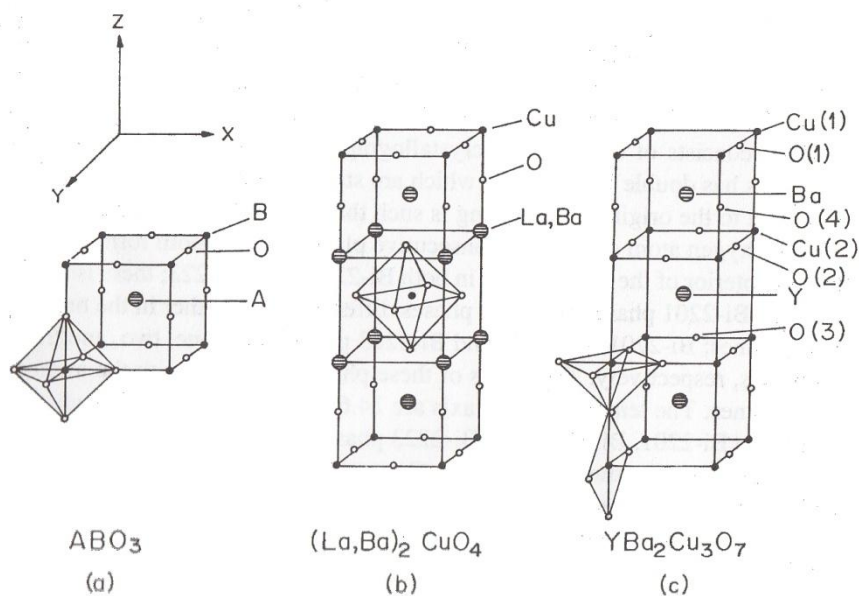
#### 3.1 Struktura VTS

Uspořádáním se VTS typu La-Ba-Cu-O a některé další podobají krystalickému uspořádání perovskitu (například  $\text{CaTiO}_3$ ). Základní tvar krystalické mřížky perovskitu představuje obr. 3.1a, kde jsou obsaženy atomy kovů A, B a tři atomy kyslíku. Tabulka 3.1 uvádí některé VTS s příslušnými kritickými teplotami společně s počtem rovin Cu-O přítomných v krystalu.



Chemický vzorec	$T_c$ [K]	Počet Cu-O vrstev	Krystalografická soustava
$\text{La}_{1,6}\text{Ba}_{0,4}\text{CuO}_4$		30	1 čtverečná
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$		92	2 kosočtverečná
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$		110	3 čtverečná
$\text{TlBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{11}$		122	4 čtverečná
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$		134	3 čtverečná

Tabulka 3.1 Vybrané VTS a jejich  $T_c$ , počet Cu-O rovin a krystalografická soustava [4]



Obr. 3.1 Struktura krystalu (a) perovskitu, (b)  $(\text{La, Ba})_2\text{CuO}_4$  a (c)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  [4]

### 3.1.1 Struktura La-Ba-Cu-O

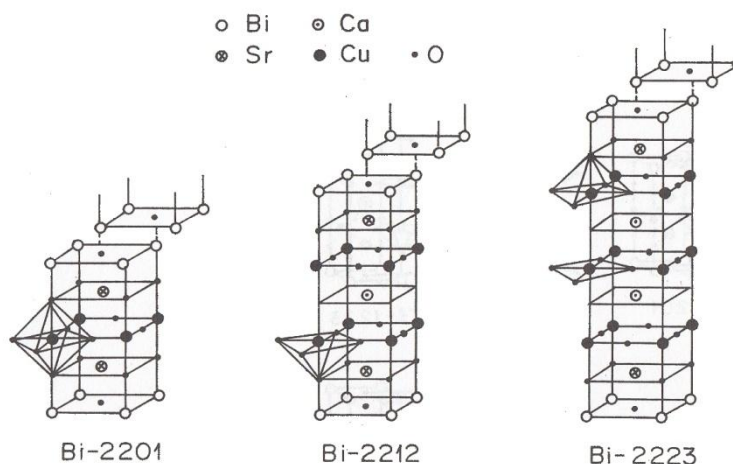
Struktura La-Ba-Cu-O obsahuje jednu vrstvu  $\text{CuO}_2$ . Vrstva  $\text{CuO}_2$  se označuje jako vodivostní vrstva, protože její přítomnost je určující pro vznik supravodivosti. Vodivostní vrstvu shora a zdola ohraničuje vrstva LaO. Vysokoteplotní supravodivost byla poprvé pozorována právě na této struktuře. Na obrázku 3.1b je zobrazen krystal  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$  [4].

### 3.1.2 Struktura Y-Ba-Cu-O

Zástupce této struktury  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  popisuje obrázek 3.1c. Kosočtverečnou krystalografickou soustavu tvoří tři perovskitové buňky. Obsahuje dvě vrstvy  $\text{CuO}_2$  oddělené vrstvou Y. Maximální dosažená kritická teplota  $T_c = 92$  K.

### 3.1.3 Struktura Bi-Sr-Ca-Cu-O

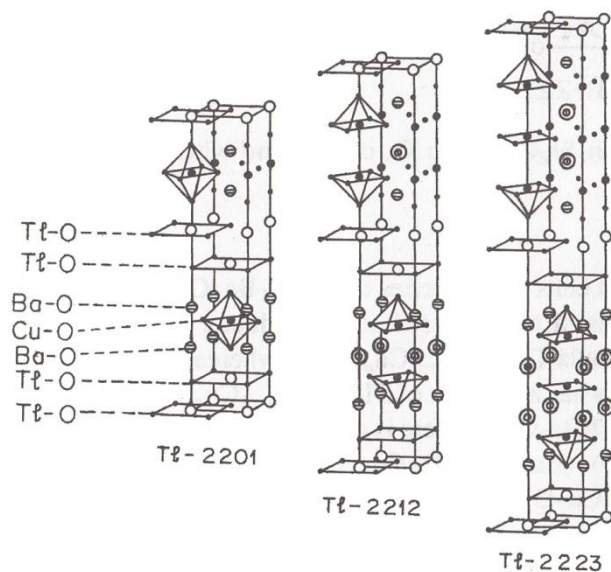
Čtverečná krystalografická soustava. Supravodivost vykazují tři fáze označované jako Bi-2201, Bi-2212 a Bi-2223 ( $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{4+2n+y}$ , kde  $n = 1, 2$  nebo  $3$ ). Kritické teploty těchto fází jsou 20, 85 a 110 K. Jednotlivé fáze se od sebe liší počtem vrstev  $\text{CuO}_2$ . Bi-2201 obsahuje jednu, Bi-2212 dvě a Bi-2223 tři vrstvy  $\text{CuO}_2$  viz obrázek 3.2.



3.2 Struktura krystalu Bi-Sr-Ca-Cu-O [4]

### 3.1.4 Struktura Tl-Ba-Ca-Cu-O

Supravodivost byla pozorována u krystalů odpovídajících vzorci  $\text{TlBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+3}$  a  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ , kde  $n = 1, 2$  nebo  $3$ . Tyto supravodiče se vyznačují vzrůstající  $T_c$  s rostoucím počtem  $\text{CuO}_2$  vrstev. Avšak  $T_c$  začne klesat po překročení počtu čtyř  $\text{CuO}_2$  vrstev u  $\text{TlBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+3}$  a po překročení tří  $\text{CuO}_2$  vrstev u  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$ .



Obr. 3.3 Struktura krystalu Tl-Ba-Ca-Cu-O [4]

### 3.1.5 Struktura Hg-Ba-Ca-Cu-O

Strukturou jsou supravodiče  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$  (Hg-1201),  $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$  (Hg-1212) a  $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$  (Hg-1223) podobné supravodičům  $\text{TlBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+3}$  z kapitoly 3.1.4. Stejně jako u supravodičů obsahujících thallium roste  $T_C$  společně s nárůstem počtu  $\text{CuO}_2$  vrstev.  $T_C$  dosahuje u Hg-1201, Hg-1212 a Hg-1223 hodnoty 94, 128 respektive 134 K.

## 3.2 Vlastnosti VTS

Společným znakem VTS je vysoký stupeň anizotropie. Krystalická struktura VTS vykazuje vysoký stupeň anizotropie, elektrický proud v supravodivém stavu prostupuje takřka výhradně ve směru rovnoběžném s rovinou  $\text{CuO}_2$  v porovnání se směrem kolmým na rovinu  $\text{CuO}_2$ . Obdobně i ostatní vlastnosti VTS vykazují anizotropii. Mechanické vlastnosti jsou také anizotropní, například u struktury Y-Ba-Cu-O dojde po ochlazení k výraznější kontrakci rozměrů ve směru os a, b než ve směru osy c.

Vysokoteplotní supravodiče patří do skupiny supravodičů II. typu. Na rozdíl od nízkoteplotních supravodičů II. typu se díky vrstvení rovin stojících za supravodivostí, ve smíšeném stavu po překročení  $B_{C1}$ , formují dvourozměrné víry jednotlivých rovin do

prostorového víru. Dvourozměrné víry tvořící vír prostorový jsou k sobě vázány meziovinnými silami [5]. Rozdíl oproti konvenčním supravodičům vykazuje také rozměr Abrikosovova víru. U klasických nízkoteplotních supravodičů dosahuje jádro víru rozměru několika  $\mu\text{m}$ , kdežto u VTS se jedná o rozměry několika nm.

Přítomnost nečistot a poruch krystalové mřížky ve struktuře VTS zvyšuje, podobně jako u nízkoteplotních supravodičů, kritický proud tekoucí strukturou v supravodivém stavu. K nečistotám a poruchám se totiž mohou přichytit Abrikosovovy víry. Na schopnosti poruch udržet víry v přítomnosti magnetického pole závisí velikost kritického proudu, tudíž s jejich rostoucí koncentrací se zvyšuje i hodnota kritického proudu.

Délka koherence Cooperova páru  $\xi$  vykazuje ve VTS značnou anizotropii. Zatímco ve směru osy  $c$  se pohybuje v rozmezí 0,2 až 0,5 nm, v rovině  $a$ - $b$  dosahuje hodnot mezi 1 a 3 nm. V porovnání s nízkoteplotními supravodiči je délka koherence Cooperova páru VTS o několik řádů nižší.

### **3.3 Teorie popisující VTS**

Jak již bylo zmíněno, teorie BCS neobstojí při popisu vzniku supravodivosti u vysokoteplotních supravodičů. Od roku 1987 vznikla více jak stovka různých teorií pokoušejících se objasnit mechanismus párování nosičů náboje stojící za vysokoteplotní supravodivostí. Jedná se například o mechanismy zahrnující kvazičástice polarony, plazmony, excitony a solitony. Dosud ale nebyla žádná dostatečně prokázána za správnou.

#### **3.3.1 Bisolitony**

V roce 1988 A. S. Davydov naznačil možnost existence mechanismu vysokoteplotní supravodivosti založený na vzniku bisolitonu (spojení dvou kvazičástic - solitonů). Davydov představil v roce 1990 teorii založenou na středně silném elektronovém párování. Teorie zahrnovala koncept spojení bisolitonů a párování elektronů nebo děr v důsledku deformací  $-\text{O}-\text{Cu}-\text{O}-\text{Cu}-$  řetězců v  $\text{CuO}_2$  rovině [6].

### 3.3.2 Elektron – spinová interakce

S. Hayden se svými spolupracovníky na Univerzitě v Bristolu v roce 2004 pozorovali na struktuře YBCO magnetické spinové excitace. Tyto excitace mají charakter kvazičástice se silnou anizotropií. Mohou se nacházet v rovinách CuO a stojí pravděpodobně za mechanismem vzniku Cooperových párů. Identickou excitaci objevil J. Tranquada na struktuře LBCO [7].

### 3.3.3 Excitony

Párování elektronů do Cooperova páru lze také docílit interakcí mezi dvěma skupinami elektronů, vodivostních a vázaných. Cooperovy páry elektronů z vodivostní skupiny jsou svázány výměnou excitonů. Excitony představují excitace vázaných elektronů. Mechanismus pro skupinu organických supravodičů navrhl W. A. Little. Pro skupinu vrstvených supravodičů byl poté navržen dvojicí V. L. Ginzburg, D. A. Kirzhnitz [8].

### 3.3.4 Plazmony

Dalším uvažovaným mechanismem párování elektronů do Cooperových párů je založen na výměně plazmonů. Plazmony představují kvazičástice podélných oscilací elektronového plynu v objemu pevných látek. Frekvenci tohoto podélného vlnění lze určit podle vzorce:

$$\tilde{\omega}_p = \frac{4\pi e^2 N}{m}, \quad (3.1)$$

kde  $N$  je koncentrace elektronů,  $e$  elementární náboj a  $m$  hmotnost elektronu. Plazmony mohou přispět k nárůstu kritické teploty supravodiče [8].

Existuje celá řada dalších teorií, které se pokouší vysvětlit mechanismus supravodivosti u VTS. Jako například teorie polaronů, bipolaronů a rezonujících valenčních vazebných stavů [9].

## 4 Technologie přípravy VTS

Při přípravě supravodivých oxidů mědi se uplatňují především technologie tenkých vrstev pro elektronické aplikace a výrobu supravodivých drátů nebo pásek pro aplikace vyžadující vysokou proudovou hustotu.

### 4.1 Příprava supravodivé keramiky v pevné fázi

Nejsnadněji lze připravit supravodivou keramiku skupiny YBaCuO. Velice čisté oxidy  $Y_2O_3$ , CuO a  $BaCO_3$  (případně  $BaO_2$ ) se ve stanoveném poměru smíchají například pomocí kulového mlýna. Vzniklá směs se poté vypaluje v peci při teplotě v rozmezí 900 až 950 °C po dobu přibližně dvou hodin. Po pozvolném vychladnutí na pokojovou teplotu je směs znovu rozemleta a vypalována. Proces mletí a vypalování se může vícekrát opakovat. Výsledná směs se lisuje do požadovaného tvaru a následně sintruje za teploty 950 °C minimálně čtyři hodiny. Sintrování může probíhat v atmosféře tvořené vzduchem nebo  $O_2$ .

Obdobně lze postupovat při přípravě keramiky skupiny LaBaCuO. Směs oxidů  $La_2O_3$ ,  $BaCO_3$  a CuO je vypékána při teplotě 900 °C v atmosféře se sníženou koncentrací  $O_2$ . Následuje sintrování při teplotě 925 °C po 24 hodin.

V případě keramiky TlBaCaCuO a HgBaCaCuO komplikuje přípravu toxicita Tl a Hg. Keramika obsahující thallium se připravuje z oxidů  $Tl_2O_3$ , BaO, CaO a CuO. Po smíchání se směs lisuje do pelet, které jsou poté obaleny zlatou fólií a umístěny do utěsněných křemenných trubic. Křemenné trubice obsahují atmosféru  $O_2$  s tlakem přibližně 1 bar. Následuje vypálení při teplotě 880 °C v délce trvání 3 hodiny.

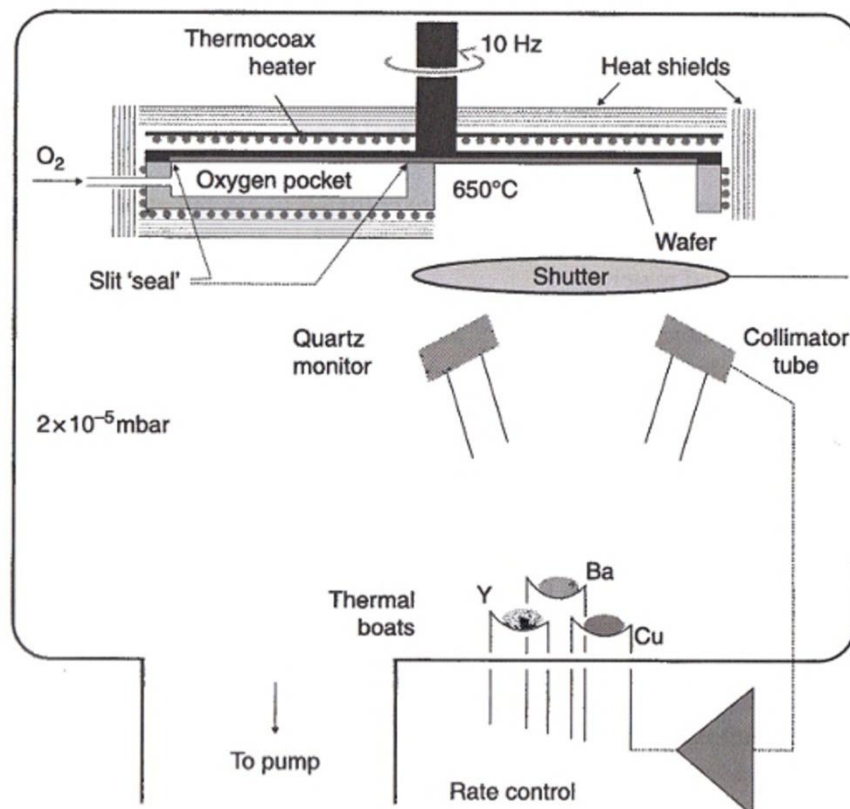
### 4.2 Příprava tenkých vrstev

Mezi metody přípravy tenkých vrstev patří především fyzikální depozice, chemická depozice a zhotovení keramiky sol-gel procesem. Potenciál pro aplikaci tenkovrstvých supravodivých součástek je rozsáhlý. Jde především o vysokofrekvenční elektroniku, citlivé magnetometry a supravodivé dráty pro energetiku.

### 4.2.1 Fyzikální depozice

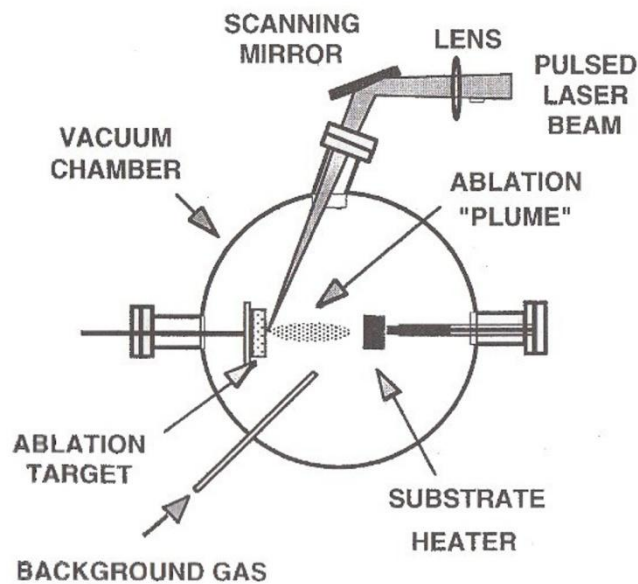
Nejpoužívanějšími technikami fyzikální depozice tenké vrstvy jsou napařování, epitaxe molekulárních svazků, napařování a laserová depozice. Ve všech zmíněných případech se jedná o technologie vyžadující vakuum. Vysoká čistota, přesnost tloušťky vrstev a možnost kombinovat různé vrstvy patří mezi výhody fyzikální depozice.

Při napařování musí být každý prvek umístěn na vlastní topné loďce z důvodu různých teplot přechodu z kapalně do plynné fáze. Tok od každého komponentu musí být přesně řízen pro dosažení požadovaného poměru koncentrace jednotlivých prvků ve výsledné struktuře VTS. Protože je pro vznik supravodivé fáze nutná oxidace tenké vrstvy ale princip PVD vyžaduje vysoký stupeň vakuu, je třeba oxidaci zajistit lokálně. To může být realizováno pomocí kapsy s plynem  $\text{NO}_2$ ,  $\text{O}_3$  nebo  $\text{O}_2$ . Použití kapsy s plynem znázorňuje obrázek 4.1. Další možnost představuje oxidace rostoucí tenké vrstvy UV zářením.



Obr. 4.1 Napařování supravodivých tenkých vrstev [10]

Princip laserové depozice PLD popisuje obrázek 4.2. Laser pracující v pulzním režimu je zaostřen na terčik z materiálu, který má být nanášen na substrát. Použit může být například laser Nd:YAG ( $\lambda = 355 \text{ nm}$ ) nebo excimer ( $\lambda = 248 \text{ nm}$ ). Plošná hustota energie pulsu se pohybuje v rozmezí 1 až 3  $\text{J}/\text{cm}^2$ . Soustředěním laserového paprsku na dostatečně malou oblast dochází k ablaci materiálu terčiku. Materiál oddělený ablací postupuje směrem kolmým na rovinu terčiku k substrátu, kde vytváří požadovanou tenkou vrstvu.



Obr. 4.2 Laserová depozice PLD [4]

Naprašovací technologie PVD použitelné pro VST zahrnuje především magnetronové naprašování se substrátem v ose a mimo osu pohybu naprašovaných atomů a naprašování iontovým svazkem. Metoda naprašování spočívá v bombardování povrchu terčiku z kovu nebo oxidu ionty vzniklými v plazmatu. Atomy materiálu jsou vytrženy z povrchu terčiku a směřují k substrátu, kde na jeho povrchu deponují na tenkou vrstvu. Umístění substrátu a terčiku v jedné ose poskytuje maximální rychlost růstu deponované vrstvy, zhoršuje však vlastnosti této vrstvy v důsledku poškození vrstvy dopadajícími vysokoenergetickými ionty vznikajícími v plazmatu. Tomu lze zabránit geometrií s umístěním substrátu kolmo na směr pohybu iontů



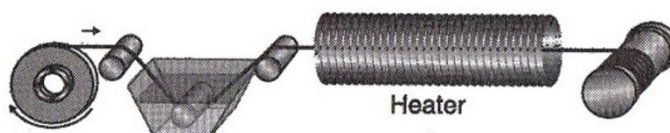
a atomů. Změna umístění ale významně snižuje dosažitelnou rychlost růstu deponované vrstvy.

### 4.2.2 Chemická depozice

Metodu CVD použitelnou pro potřeby depozice VTS představuje technologie MOCVD (depozice epitaxních vrstev z plynné fáze s využitím organokovových prekurzorů). Kationty potřebné pro růst tenké vrstvy jsou součástí organokovových prekurzorů. Prekurzory mohou být přeneseny na povrch vyhřívaného substrátu nosným plynem, pokud disponují dostatečnou těkavostí. V případě netěkavých prekurzorů se přenos realizuje kondenzací na povrchu substrátu. Na vyhřátém substrátu se díky tepelnému rozkladu molekul vytvoří supravodivá vrstva. Pro vznik oxidu musí být součástí nosného plynu kyslík.

### 4.2.3 Sol-gel

Sol-gel technologie přípravy nevyžaduje vakuum, mezi její výhody proto patří nízké náklady a malá energetická náročnost. Tato technologie disponuje značným potenciálem ve výrobě supravodivých vodičů. Z výchozích sloučenin se připraví suspenze, která je nanášena nástřikem případně máčením na substrát. Následuje vysušení a pyrolýza za teploty 150 – 400 °C. To vede ke vzniku amorfnní vrstvy. Proces výroby ukončuje krystalizace za zvýšené teploty (600 – 1000 °C). Příklad použití sol-gel technologie pro přípravu vodiče se supravodivou povrchovou vrstvou ilustruje obrázek 4.3.



Obr. 4.3 Schéma přípravy tenkých vrstev technologií sol-gel [10]

## 5 Aplikace supravodičů

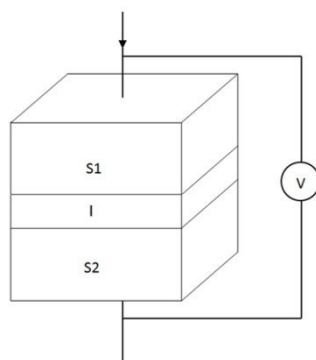
### 5.1 Ložiska

Konstrukce bezfrikčního ložiska za použití VTS snižuje mechanické ztráty na minimum. VTS, například materiál struktury YBaCuO, tvoří statorovou část. Rotorovou část představuje permanentní magnet, například NdFeB. Po ochlazení VTS dochází k levitaci permanentního magnetu nad supravodivým statorem. Ložiska používající VTS zatím nedosahují zatížitelnosti těch mechanických. Například německá společnost ATZ GmbH vyvinula ložisko o průměru 200 mm, s maximální radiální silou 4,7 kN. Na katedře elektrotechnologie FEL ČVUT bylo zhotoveno supravodivé ložisko z VTS pro demonstraci jeho vlastností při výuce studentů. Zajímavou aplikací supravodivých ložisek představuje jejich využití v setrvačnicích pro uchování elektrické energie [11].

### 5.2 Zařízení založena na principu Josephsonova jevu

#### 5.2.1 Josephsonův jev

Přiblíží-li se dva supravodivé materiály na velice krátkou vzdálenost a odděluje-li je vrstva tvořená nesupravodivou látkou, mohou některé Cooperovy páry proniknout skrze izolační vrstvu díky tunelovému jevu. Interakce mezi dvěma supravodiči oddělenými tenkou vrstvou se označuje jako slabá vazba.



Obr. 5.1 Josephsonův přechod. S1, S2: supravodiče, I: izolační vrstva [10]

### 5.2.1.1 Stejnoseměrný Josephsonův jev

Vlnovou funkci supravodivých Cooperových párů popisuje vztah:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = |\psi(\mathbf{r}, t)| \cdot e^{i\Theta(\mathbf{r}, t)}, \quad (5.1)$$

kde  $\Theta(\mathbf{r}, t)$  označuje fázi vlnové funkce supravodiče. Podstata stejnosměrného Josephsonova jevu je taková, že přes izolační přechodovou vrstvu protéká proud, aniž by mezi supravodiči existoval rozdíl napětí. Velikost tohoto Josephsonova proudu  $I_J$  určuje vztah:

$$I_J = I_C \cdot \sin\theta_J, \quad (5.2)$$

kde  $I_C$  je kritický proud Josephsonova přechodu,  $\theta_J = \theta_1 - \theta_2$  rozdíl fáze dvou supravodičů. Ze vztahu (5.2) vyplývá závislost velikosti Josephsonova proudu na rozdílu fáze supravodičů.

### 5.2.1.2 Střídavý Josephsonův jev

V případě přivedení nenulového externího napětí mezi supravodiče tvořící Josephsonův přechod vytvoří toto napětí časovou změnu rozdílu fáze. Nebo pokud klidový proud překročí hodnotu proudu kritického, přejde přechod ze supravodivého do odporového stavu a na přechodu se objeví stejnosměrné napětí, které také vyvolá změnu rozdílu fáze. Podle rovnice:

$$\frac{d\theta_J}{dt} = \frac{2e}{\hbar} U, \quad (5.3)$$

kde  $e$  je elementární náboj,  $U$  stejnosměrné napětí mezi supravodiči a  $\hbar$  redukovaná Planckova konstanta, a rovnice (5.2) dostáváme střídavý proud tekoucí přechodem s frekvencí danou vztahem:

$$\nu = \left(\frac{2e}{\hbar}\right) U. \quad (5.4)$$

Po úpravě rovnice (5.4) dostáváme vztah  $\nu/U = 2e/\hbar = 483,59767 \text{ GHz/mV}$ , podle kterého můžeme nahlížet na Josephsonův přechod také jako na napětím řízený oscilátor pracující v mikrovlnné oblasti spektra.

## 5.2.2 Magnetometry

Pro měření velice slabých magnetických polí se používají supravodivé magnetometry. Využívají Josephsonova přechodu v zapojení s paralelní indukčností. Toto zapojení se označuje jako supravodivé kvantové interferenční zařízení (anglicky SQUID). Vedle zapojení s jedním přechodem se častěji uplatňuje zapojení se dvěma Josephsonovými přechody. VTS vnáší do aplikací SQUID snížení nákladů na provoz při užití kapalného dusíku. Nevýhodou VTS představuje nárůst tepelného šumu daný vyšší pracovní teplotou. SQUID se uplatňují například v lékařství (MEG – měření magnetických polí vyvolaných elektrickými signály mozku) nebo v geologickém průzkumu podloží.

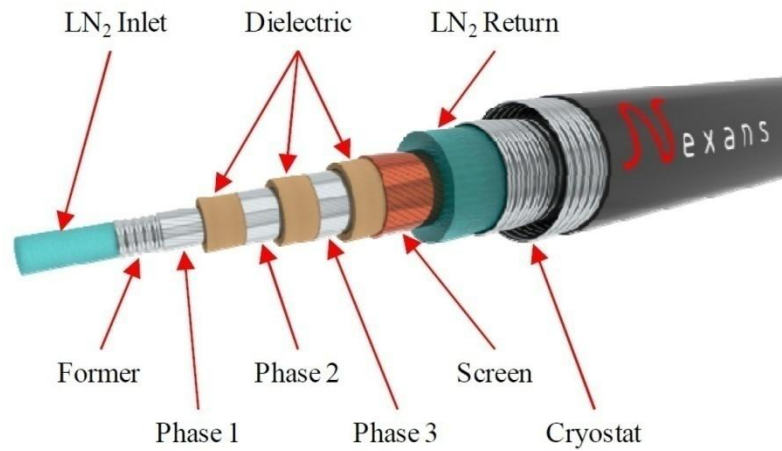
## 5.2.3 Etalony napětí

Nízkoteplotní supravodiče našly uplatnění také na poli metrologie. Etalon napětí pracující na principu inverzního střídavého Josephsonova jevu nahradil méně přesné Westonovy články. Inverzní Josephsonův jev spočívá ve vyvolání stejnosměrného napětí na přechodu po přivedení střídavého proudu. Střídavý proud je obvykle přiveden na přechod prostřednictvím vnějšího elektromagnetického pole. V praxi se používá několika desítek tisíc Josephsonových přechodů zapojených do série pro zvětšení výstupního napětí. Frekvence elektromagnetického vlnění řídicí napětí na přechodech se určí podle Josephsonovy konstanty  $K_{J-90} = 483597,9 \text{ GHz} \cdot \text{V}^{-1}$ . Například ČMI vlastní etalon stejnosměrného napětí v rozsahu -10 až +10 V s krokem 155  $\mu\text{V}$  a standardní nejistotou 11 nV [12].

## 5.3 Přenos elektrické energie

Aplikaci supravodivých kabelů pro přenos elektrické energie se věnuje projekt AmpaCity probíhající v německém Essenu. Jeden kilometr dlouhý supravodivý kabel nahradil stávající konveční kabel spojující dvě transformační stanice umístěné v městské zástavbě. Nový třífázový kabel pracuje na napěťové hladině 10 kV s přenášeným výkonem 40 MVA [13]. Supravodivou část tvoří tenká vrstva struktury ReBCO (Re značí prvky vzácných zemin, jako jsou například Y nebo Gd) nanosená na pásky zhotovené ze substrátu. Chlazení obstarává kapalný dusík přiváděný jádrem

kabelu a vracejí se kanálem blíže pláště. Celý supravodivý systém kabelu je umístěn do kryostatu. Strukturu kabelu popisuje obr. 5.2.



Obr. 5.2 Supravodivý kabel z projektu AmpaCity [13]

## 5.4 Maglev

Magnetické levitace využívá koncept vysokorychlostní železniční dopravy. Největších úspěchů v tomto odvětví vykazují Německo a Japonsko. Oproti německému systému Transrapid, japonský koncept uplatňuje pro vytvoření magnetického polštáře supravodivé magnety. Japonský koncept využívá konvenčních nízkoteplotních supravodivých materiálů, avšak od roku 2006 probíhá testování souprav s vysokoteplotními supravodiči na zkušební 18 km trati [14]. Materiálem pro vysokoteplotní supravodivé magnety byla zvolena keramika struktury BSCCO. Širšímu uplatnění jako rychlého dopravního prostředku na dlouhé vzdálenosti však brání především vysoké pořizovací náklady této technologie.



*Obr. 5.3 Prototyp soupravy vlaku Maglev MLX01 [14]*

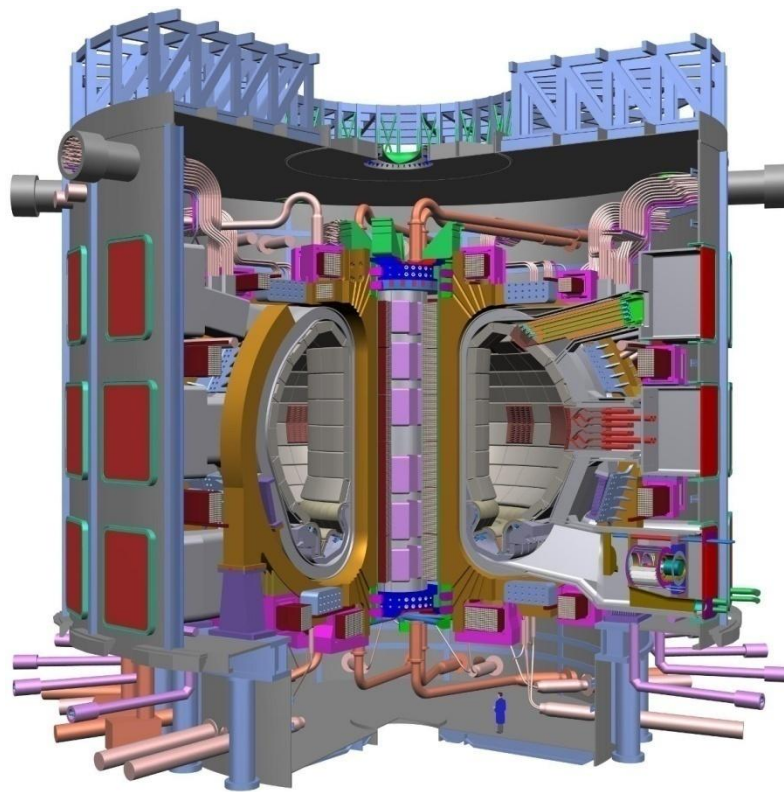
## 5.5 Supravodivé magnety

Široké uplatnění nachází supravodiče v oblasti vytváření a aplikací velmi silných magnetických polí. Oproti konvečním elektromagnetům lze za použití vinutých supravodivých magnetů dosáhnout několikanásobně větší magnetické indukce. Velikost magnetické indukce supravodivých magnetů může přesáhnout 20 T. Vinutý supravodivý magnet tvoří tenký vodič vyrobený především ze slitiny NbTi nebo Nb<sub>3</sub>Sn vinutý do cívky tvaru toroidu nebo solenoidu. Vzhledem k absenci Jouleových ztrát v supravodivém magnetu lze použít vodiče mnohem menšího průřezu a dosáhnout tak většího počtu závitů ve stejném objemu. Při výrobě vinutého supravodivého magnetu lze použít také VTS. Jako příklad lze uvést páskový vodič na bázi BiSrCaCuO.

Supravodivé magnety vlastnostmi podobné permanentním magnetům je možné vytvořit z objemového supravodiče II. typu. Pokud aplikujeme vnější magnetické pole na supravodič při teplotě  $T > T_c$  a následně ochladíme supravodič pod kritickou teplotu  $T_c$ , po odstranění vnějšího magnetického pole si zachová supravodič magnetické vlastnosti. Děje se tomu tak zásluhou „zamrznutí“ magnetického pole v objemu supravodiče při přechodu z normálního do supravodivého stavu.

Příkladem použití vinutých supravodivých magnetů z NbTi a Nb<sub>3</sub>Sn jsou:

- zdravotnické přístroje magnetické rezonance pro neinvazivní vyšetření vnitřních orgánů,
- magnety urychlovačů částic a jejich detektorů jako například detektory CMS a ATLAS urychlovače LHC v CERN,
- „magnetická láhev“ pro uzavření plazmatu v experimentálních zařízeních jaderné fúze, například v probíhajícím mezinárodním programu ITER (obr. 5.4),
- magnetické separátory pro čištění a třídění materiálů.



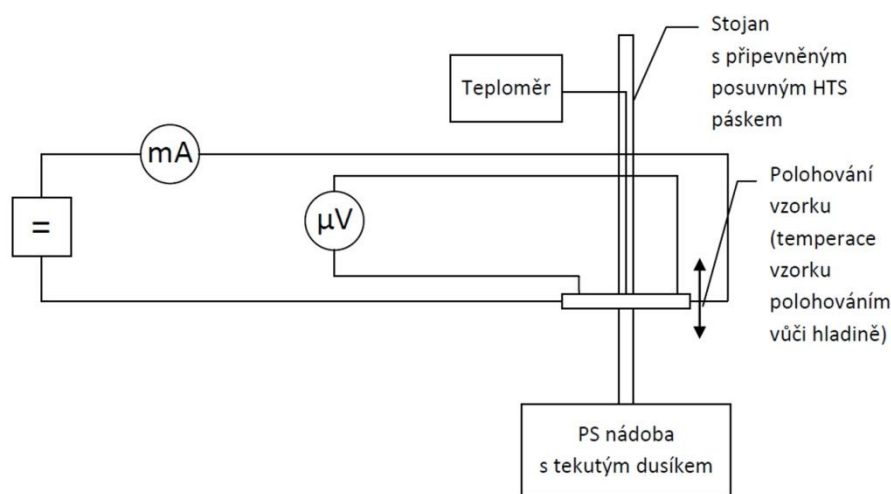
Obr. 5.4 Model reaktoru ITER se supravodivými magnety [15]

## 6 Experimentální část

Experimentální část bakalářské práce je zaměřena na seznámení s praktickou činností v nízkoteplotní laboratoři, některými zařízeními a zejména na praktické ověření vybraných vlastností supravodivých materiálů. Experimentální měření proběhlo v laboratoři katedry elektrotechnologie FEL ČVUT. S ohledem na vybavení laboratoře bylo pro experimentální část práce vybráno měření závislosti odporu VST na teplotě a ověření základních vlastností modelu magnetického ložiska s VTS.

### 6.1 Teplotní závislost odporu a stanovení kritické teploty VTS

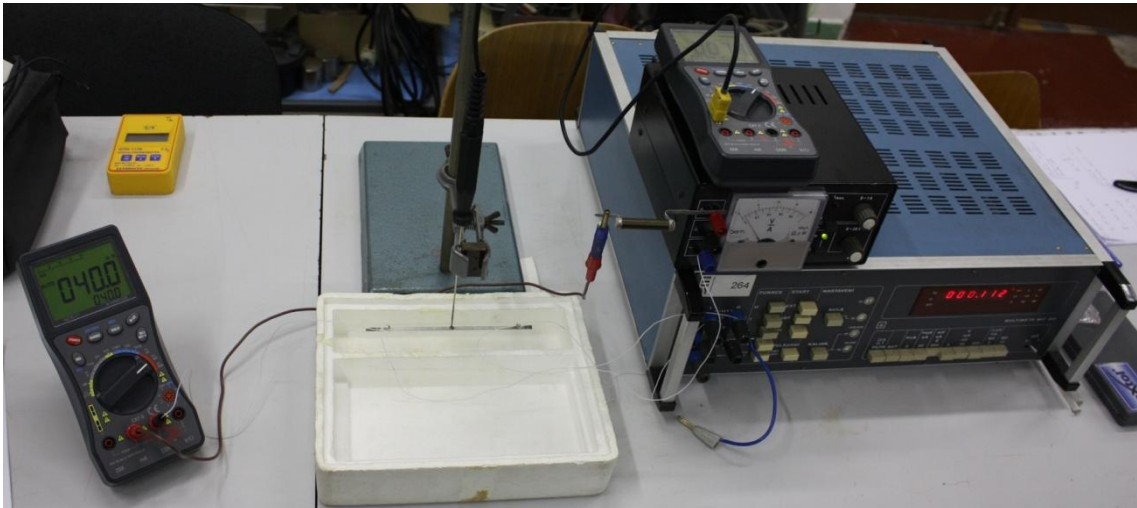
Teplotní závislost odporu byla měřena na vzorku páskového VTS vyrobeného z materiálu  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Páskový VTS o průřezu  $4 \times 0,4$  mm pochází od výrobce American Superconductor. Supravodivý materiál je stabilizovaný v matrici z mědi s povrchovou úpravou z niklu. Schéma zapojení experimentu znázorňuje obr. 6.1, skutečné uspořádání přístrojů potom představuje obr. 6.2. Vzorek supravodivého materiálu (obr. 6.3) zavěšený na stojanu umožňuje plynulé posouvání ve vertikálním směru. Z důvodu odstranění vlivu úbytku napětí na vodičích ovlivňující výsledné měření jsme použili čtyřvodičovou metodu. Aktivní část vzorku protékána proudem mezi měřícími body činila 115 mm. Pod vzorkem byla umístěna nádoba vyrobená z vysokohustotního expandovaného polystyrenu naplněná kapalným dusíkem.



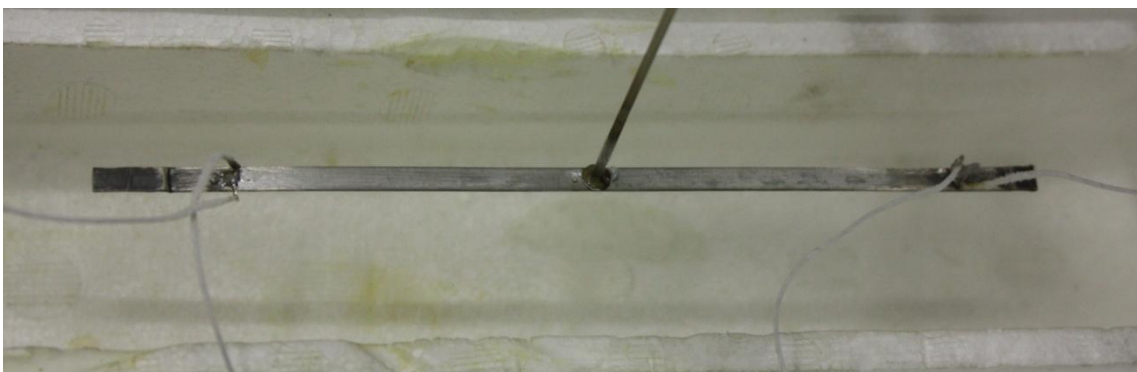
Obr. 6.1 Schéma zapojení pro měření teplotní závislosti odporu VTS



Postupným přibližováním vzorku k hladině kapalného dusíku jsme dosáhli snižování teploty vzorku. Pro dosažení minimální teploty při měření posledního teplotního bodu byl vzorek ponořen pod hladinu kapalného dusíku. Během celého měření jsme udržovali konstantní hodnotu proudu  $I = 40 \text{ mA}$  a odečítali napětí na vzorku. Nízká hodnota udržovaného proudu byla zvolena s ohledem na omezení chyby zapříčiněné vlastním ohřevem vzorku, pokud se nacházel v nesupravodivém stavu. Nevýhodou zvolené metody představuje nutnost použít přesný voltmetr. Výsledný odpor následně určíme výpočtem podle Ohmova zákona. Protože použitý teploměr poskytuje přesné měření v rozsahu  $-50$  až  $199,9 \text{ }^\circ\text{C}$ , bylo nutné odečtenou teplotu z displeje přístroje, v případě hodnoty nižší než  $-50 \text{ }^\circ\text{C}$ , přepočítat podle dostupné cejchované tabulky na odpovídající termodynamickou teplotu.



*Obr. 6.2 Uspořádání měřící aparatury*



*Obr. 6.3 Upevnění a připojení vzorku páskového VTS*

### 6.1.1 Seznam použitých přístrojů

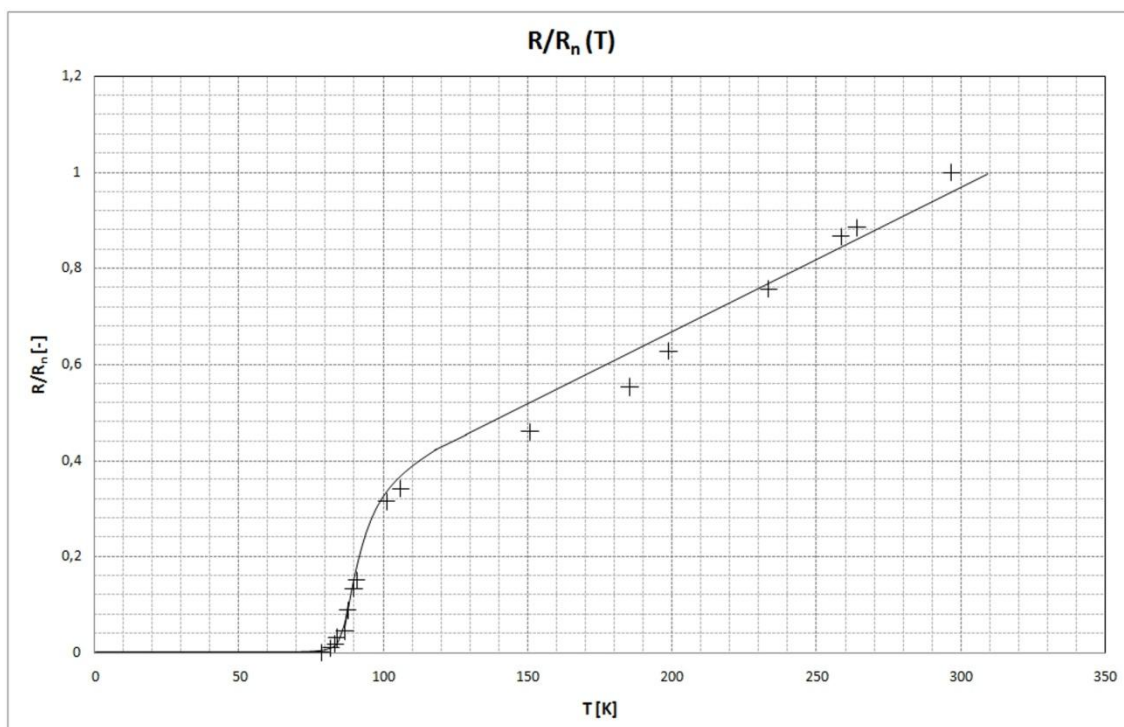
Teploměř      GTH 1160  
Voltmetr      Multimetr M1T 290  
Ampérmetr    Multimetr Metex M-3890D-USB  
Zdroj          Tesla BK 127

### 6.1.2 Naměřené hodnoty

T [K]	U [ $\mu$ V]	R [m $\Omega$ ]	R/R <sub>n</sub> [-]
297	226	5,65	1
264,2	200	5	0,885
258,7	196	4,9	0,867
233,6	171	4,275	0,757
199,0	142	3,55	0,628
185,5	125	3,125	0,553
151,0	104	2,6	0,46
106,2	77	1,925	0,341
101,3	71	1,775	0,314
91,0	34	0,85	0,15
90,0	30	0,75	0,133
88,0	20	0,5	0,088
86,9	10	0,25	0,044
84,1	7	0,175	0,031
83,5	4	0,1	0,018
82,1	2	0,05	0,009
78,7	0	0	0

Tabulka 6.1 Naměřené hodnoty teplotní závislosti odporu VTS

### 6.1.3 Grafické znázornění naměřených hodnot



Obr. 6.4 Graf teplotní závislosti odporu VTS

### 6.1.4 Zhodnocení výsledků měření

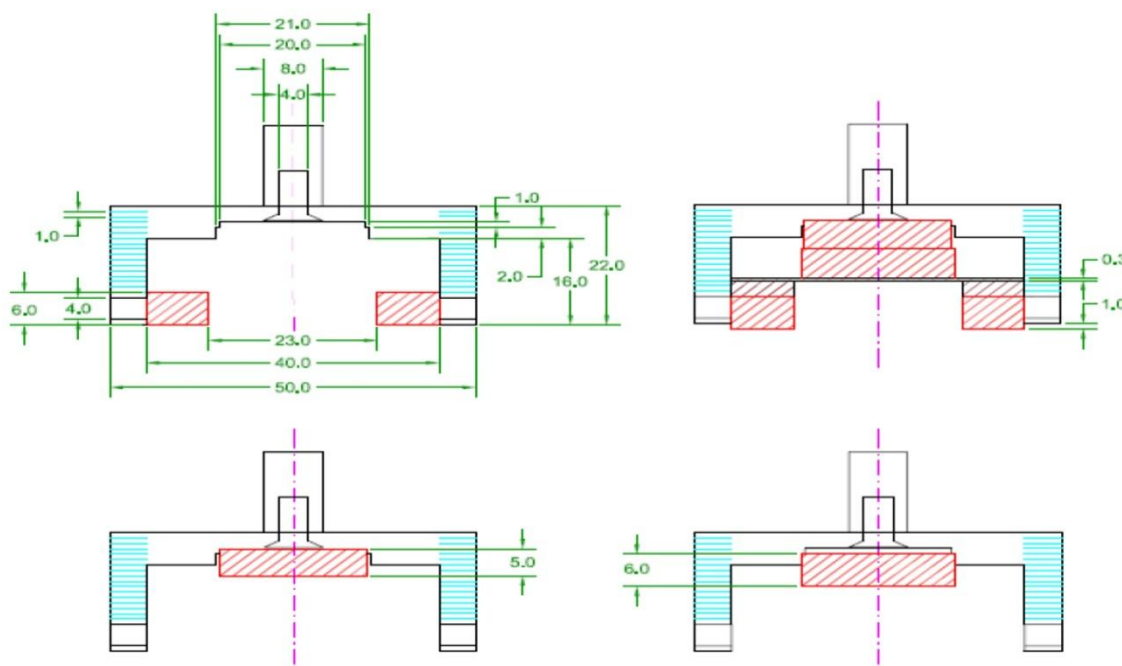
Z naměřených hodnot lze odhadnout kritickou teplotu zkoumaného vzorku páskového supravodiče. Kritickou teplotu určíme z inflexního bodu křivky v místě, kde dochází k prudkému poklesu odporu až na nulovou hodnotu, přesněji řečeno na hodnotu pod rozlišovací schopnost měřících přístrojů. Kritická teplota vzorku tedy odpovídá přibližně  $T_c = 90$  K. Z grafu naměřených hodnot jednoznačně vyplývá vlastnost supravodivých materiálů II. typu. Přechod z normálního do supravodivého stavu neprobíhá skokově ale v rozmezí teplot přibližně 85 až 95 K. Na přesnost měření měl vliv především teplotní drift multimetru M1T 290, který byl použit k měření úbytku napětí na vzorku. Další faktor ovlivňující přesnost měření představuje nedokonalá ale technicky jednoduchá metoda temperování vzorku. Nejistotu měření vzhledem ke zvolené metodě nelze přesně stanovit. Odhadem lze předpokládat, že se její hodnota bude pohybovat v rozmezí  $\pm 2\%$  až  $\pm 3\%$ .

## 6.2 Měření na modelu magnetického ložiska s VTS

Pro účely měření byl použit model magnetického ložiska vytvořený pro účely výuky na katedře elektrotechnologie FEL ČVUT [16]. V souvislosti s ověřováním funkčnosti tohoto modelu magnetického ložiska jsem se seznámil s vlastnostmi supravodivých materiálů včetně různých interakcí mezi VTS a permanentním magnetem.

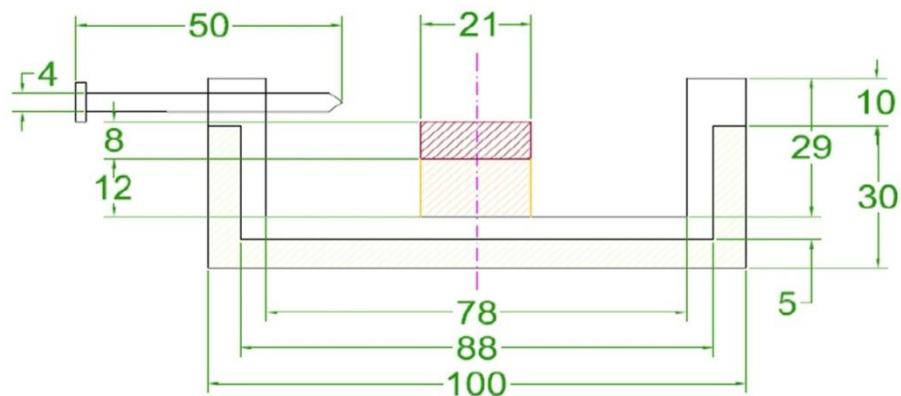
### 6.2.1 Popis modelu magnetického ložiska s VTS

Laboratorní model magnetického ložiska s VTS se skládá z rotoru s permanentním magnetem a statoru, kde je umístěna supravodivá peleta. Pro konstrukci rotorové a statorové části byl zvolen hliník. Konstrukce rotoru je provedena jako univerzální a umožňuje jednoduchou přestavbu na radiální, axiální nebo axiálně-radiální ložisko. Schematické znázornění možné konfigurace rotoru je uvedeno na obrázku 6.5, kde červeně označené části představují permanentní magnety. Dle potřeby lze použít permanentní magnety tvaru disku nebo toroidu. Jedná se o magnety vyrobené z NdFeB.

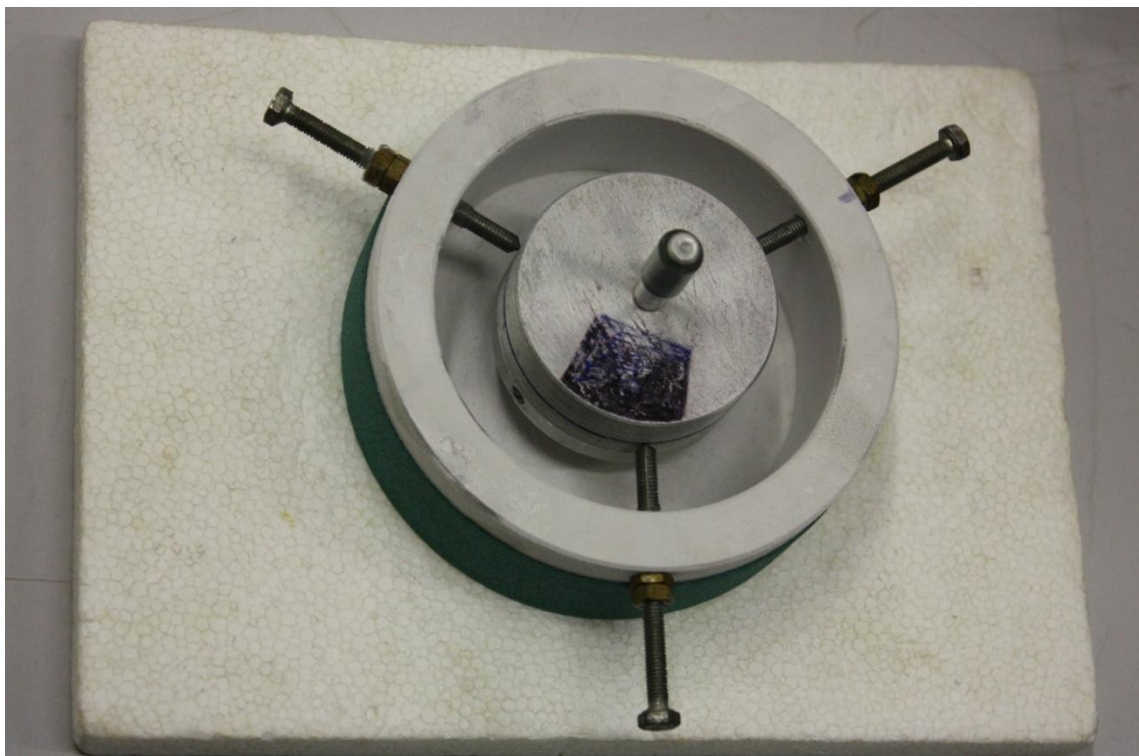


Obr. 6.5 Schematické znázornění univerzálního rotoru ložiska [16]

Statorová část (obr. 6.6) slouží zároveň jako nádoba pro nalití chladicí kapaliny, kapalného dusíku. Nastavení a udržení stálé polohy během chladicí fáze zajišťuje trojice šroubů ve statoru ložiska, viz obr. 6.7. Pod  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  supravodivou peletou se nachází měděný váleček, který byl zvolen pro dobrou tepelnou vodivost mědi. Mechanický spoj mezi peletou a válečkem zajišťuje tenká ale velmi pevná hliníková fólie, kterou jsou supravodivá peleta a měděný váleček ovinuty.



Obr. 6.6 Schéma statorové části ložiska [16]



Obr. 6.7 Model magnetického ložiska připravený k měření

## 6.2.2 Maximální zatížitelnost ložiska

Měření zatížení modelu magnetického ložiska s VTS nebylo přímo prováděno. Pro posouzení maximální zatížitelnosti byly převzaty naměřené hodnoty z práce [17]. V této souvislosti jsem provedl některá orientační měření a přitom se seznámil s metodikou měření. Porovnány budou maximální dosažitelné hodnoty zatížení v axiálním a radiálním směru pro konfiguraci axiálního, radiálního a axiálně-radiálního ložiska. Sestavu měřící aparatury se siloměrem pro oba směry zatížení zobrazuje obrázek 6.8. Indikaci dotyku rotoru a statoru, při postupném zatěžování ložiska, obstarává ohmmetr.



Obr. 6.8 Měřící pracoviště pro měření zatížení v axiální (vlevo) a radiálním (vpravo) směru [17]

V případě axiálního ložiska byla maximální zatížitelnost v axiálním směru naměřena v případě, kdy vzdálenost permanentního magnetu a supravodivé pelety odpovídala hodnotě  $v = 3$  mm. V radiálním směru pak při  $v = 1$  mm.

Maximální zatížitelnost v axiálním i radiálním směru při měření na radiálním ložisku se projevila v případě vzájemné polohy supravodivé pelety a permanentního magnetu ve tvaru toroidu centricky ve vertikálním i horizontálním směru, tj.  $v = 0$ .

Stejně jako v případě radiálního ložiska byly i při měření na axiálně-radiálním ložisku pozorovány největší hodnoty zatížení při centrické poloze supravodivé pelety a permanentního magnetu toroidního tvaru.

Všechny výše zmíněné maximální naměřené hodnoty zatížení ložiska v obou zkoumaných směrech uvádí tabulka 6.2.

Ložisko	Maximální zatížitelnost v axiálním směru $F_{am}$ [N]	Maximální zatížitelnost v radiálním směru $F_{rm}$ [N]
Axiální	6,2	6,2
Radiální	8,2	2,1
Axiálně-radiální	5,8	2,5

Tabulka 6.2 Maximální hodnoty zatížitelnosti magnetického ložiska s VTS [17]

### 6.2.3 Závislost otáček na čase

Stejně jako v předchozím případě bylo provedeno pouze orientační měření doby doběhu radiálního ložiska pro případ, kdy se rotor pohyboval v kapalném dusíku a mimo něj. Při realizaci tohoto orientačního měření jsem se detailně seznámil s použitou měřicí aparaturou. Hodnoty použité pro vyhodnocení závislosti otáček na čase byly převzaty z měření, která jsou součástí práce [17]. Pro demonstrativní účely budou použity výsledky měření na radiálním ložisku. Podstata experimentu spočívá v měření závislosti otáček na čase od roztočení ložiska až po jeho úplné zastavení. Podle potřeby se odečítají otáčky v časových intervalech 5, 10, 20 případně 30 s.

Obdobně jako v případě měření zatížení radiálního ložiska, vzdálenost  $v$  definuje velikost vychýlení od vzájemně centrické polohy mezi supravodivou peletou a permanentním magnetem ve tvaru toroidu. Měření bylo realizováno pro tři hodnoty vychýlení  $v = 0$  mm (centrická poloha),  $v = 1$  mm dolů a  $v = 5$  mm nahoru. V případě vychýlení  $v = 1$  mm směrem dolů proběhlo měření pro stav, kdy se rotor brodí v kapalném dusíku. Při  $v = 5$  mm směrem nahoru se rotor pohyboval mimo kapalným dusíkem a rotor pohybující se mimo dusíkovou lázeň.

Samotné měření otáček obstarával otáčkoměr DT 2236 s rozsahem měření 5 až 99 999 ot/min. a přesností  $\pm 0,05\%$ , který byl upevněn v laboratorním stojanu. Využití tohoto bezkontaktního otáčkoměru vyžadovalo umístění reflexního proužku na rotor ložiska. Měření započalo ručním roztočením rotoru ložiska. Roztočení rukou nedovolovalo přesné nastavení stejných počátečních otáček, proto jsou naměřené otáčky  $n$  vyhodnoceny v poměru k počátečním otáčkám  $n_0$ . Sestava měřícího pracoviště otáčkoměru a supravodivého ložiska představuje obr. 6.9.



Obr. 6.9 Měřící pracoviště pro stanovení závislosti otáček na čase [17]

Hodnoty naměřené při obou velikostech vzduchové mezery  $v$  a obou stavech, brodění rotoru v kapalném dusíku a mimo něj, uvádí následující tabulky 6.3 až 6.6. Graf naměřených hodnot potom zobrazuje obr. 6.10.

<b>n [ot/min]</b>	149	75	48	32	21	14	8,5	0
<b>t [s]</b>	0	15	30	45	60	75	90	105
<b>n/n<sub>0</sub> [-]</b>	1,00	0,50	0,32	0,21	0,14	0,09	0,06	0,00

Tabulka 6.3 Naměřené hodnoty pro  $v = 1$  mm dolů při brodění rotoru v kapalném dusíku [17]



n [ot/min]	120	110	95	84	77	70	63	57	51	47
t [s]	0	5	10	15	20	25	35	40	45	50
n/n <sub>0</sub> [-]	1,00	0,92	0,79	0,70	0,64	0,58	0,53	0,48	0,43	0,39
n [ot/min]	42	39	33	30	26	23	21	18	16	0
t [s]	55	60	70	75	80	90	95	105	110	180
n/n <sub>0</sub> [-]	0,35	0,33	0,28	0,25	0,22	0,19	0,18	0,15	0,13	0,00

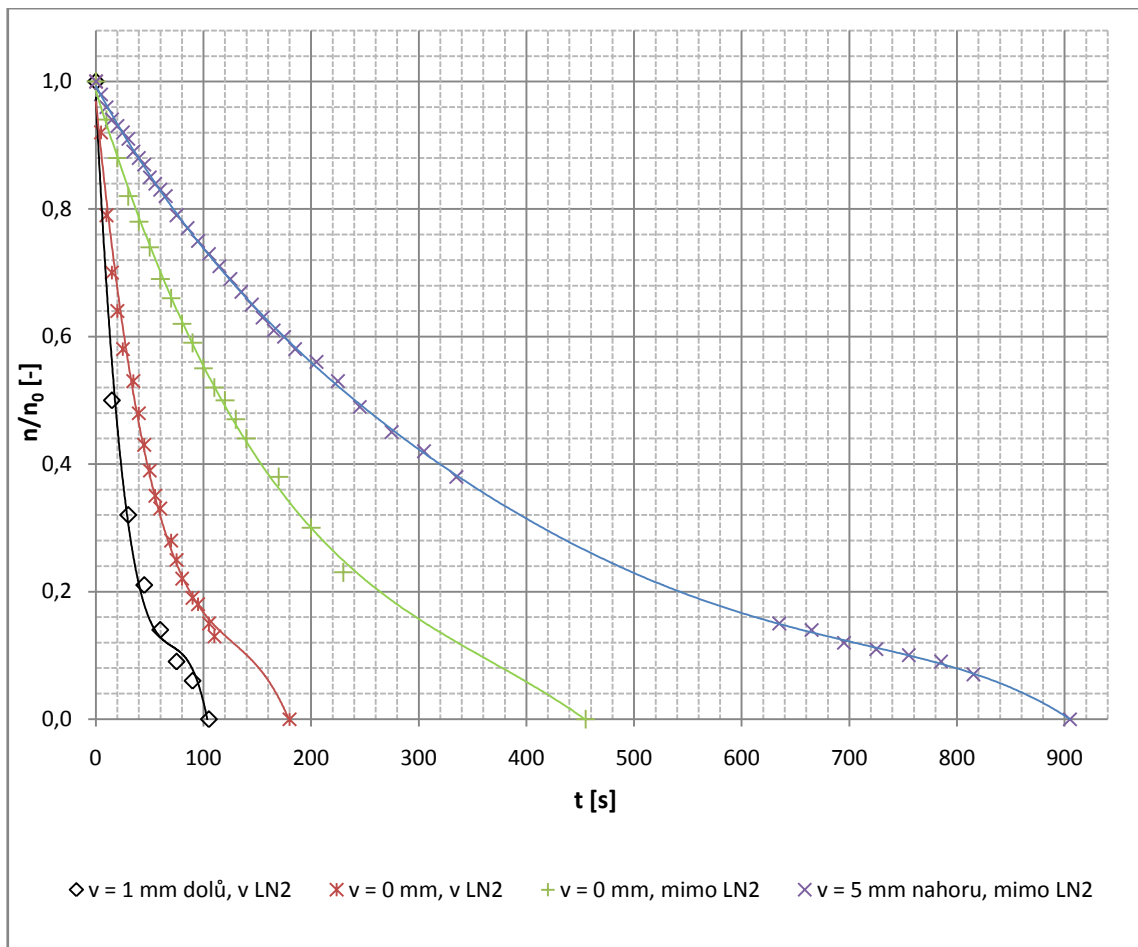
Tabulka 6.4 Naměřené hodnoty pro  $v = 0$  mm při brodění rotoru v kapalném dusíku [17]

n [ot/min]	341	320	301	280	266	251	236	224	211	200
t [s]	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
n/n <sub>0</sub> [-]	1,00	0,94	0,88	0,82	0,78	0,74	0,69	0,66	0,62	0,59
n [ot/min]	189	179	169	161	151	130	104	79	0	
t [s]	100	110	120	130	140	170	200	230	455	
n/n <sub>0</sub> [-]	0,55	0,52	0,50	0,47	0,44	0,38	0,30	0,23	0,00	

Tabulka 6.5 Naměřené hodnoty pro  $v = 0$  mm, rotor mimo kapalný dusík [17]

n [ot/min]	194	191	186	183	180	178	176	173	170	168
t [s]	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45
n/n <sub>0</sub> [-]	1,00	0,98	0,96	0,94	0,93	0,92	0,91	0,89	0,88	0,87
n [ot/min]	165	163	161	159	154	149	145	141	138	134
t [s]	50	55	60	65	75	85	95	105	115	125
n/n <sub>0</sub> [-]	0,85	0,84	0,83	0,82	0,79	0,77	0,75	0,73	0,71	0,69
n [ot/min]	130	127	123	119	117	113	108	102	96	88
t [s]	135	145	155	165	175	185	205	225	245	275
n/n <sub>0</sub> [-]	0,67	0,65	0,63	0,61	0,60	0,58	0,56	0,53	0,49	0,45
n [ot/min]	81	73	29	26,7	24,1	21,3	18,9	16,8	14,4	0
t [s]	305	335	635	665	695	725	755	785	815	905
n/n <sub>0</sub> [-]	0,42	0,38	0,15	0,14	0,12	0,11	0,10	0,09	0,07	0,00

Tabulka 6.6 Naměřené hodnoty pro  $v = 5$  mm nahoru, rotor mimo kapalný dusík [17]



Obr. 6.10 Graf naměřených hodnot závislosti otáček na čase

## 6.2.4 Zhodnocení výsledků měření

Ačkoliv jsou hodnoty použité pro analýzu vlastností modelu magnetického ložiska s VTS převzaty z práce [17], při osobně provedených laboratorních experimentech, které měly sloužit pro získání základní orientace ve vlastnostech a chování supravodivých materiálů, se podařilo převzaté předpoklady potvrdit. Provedené měření potvrdilo několikanásobně delší dobu běhu ložiska s rotorem mimo dusíkovou lázeň než pro případ, kdy se rotor pohyboval v kapalném dusíku. Příloha 1 obsahuje kromě elektronické verze této práce také krátký videozáznam z tohoto experimentu.

Z hodnot naměřených při posuzování zatížení magnetického ložiska vyplynula skutečnost, že z hlediska zatížitelnosti vyšlo nejlépe radiální uspořádání v případě

měření v axiálním směru. Maximální hodnota při tomto uspořádání nedosahuje v radiálním směru příliš vysoké hodnoty. To lze vysvětlit malou vzduchovou mezerou, která činí pouze 1 mm. Nicméně, záchytné pole bylo v tomto případě velice dobré a celý systém se choval symetricky a pružně.

Výsledky měření závislosti otáček na čase jasně potvrdily předpoklad, že celkový čas běhu ložiska výrazně ovlivňuje brodění rotoru v kapalném dusíku. V důsledku většího tření jsou tyto hodnoty několikanásobně menší než v případě rotoru pohybujícího se mimo kapalný dusík. Maximální doby běhu se dosáhlo v případě  $v = 3$  mm, kdy celková doba běhu přesáhla 15 minut. Nutno zmínit fakt, že vytvořené záchytné pole nebylo dokonalé a tudíž otáčení nebylo zcela symetrické. Kromě toho by přispělo k prodloužení doby doběhu ložiska jeho umístění do vakua. V případě ideálních podmínek by se tak mohlo ložisko točit teoreticky neomezeně dlouhou dobu.

## 7 Závěr

V úvodních kapitolách této bakalářské práce byly popsány základní vlastnosti supravodičů. Ačkoliv hlavním tématem práce jsou supravodiče vysokoteplotní, nízkoteplotní supravodiče představují nedílnou část historického vývoje technologie supravodivých materiálů. Většina vlastností jako například Meissner-Ochsenfeldův nebo Josephsonův jev jsou společné oběma skupinám supravodičů.

Následující kapitoly se již zcela soustředí na VTS. Uvedeny byly vlastnosti VTS odlišné od supravodičů nízkoteplotních, popis krystalických struktur typických představitelů VTS a příklady možných teorií popisujících mechanismus vzniku supravodivého stavu. Na tomto místě nutno znovu poznamenat fakt, že žádná z velkého množství publikovaných teorií nebyla doposud uspokojivě experimentálně prokázána a přijata odbornou veřejností.

Čtvrtá kapitola popisuje technologické postupy přípravy VTS. Představeny byly technologie od přípravy keramických supravodivých materiálů v pevné fázi, která byla použita objeviteli supravodivosti u těchto materiálů, přes tenkovrstvé technologie fyzikální a chemické depozice až po sol-gel technologii představující perspektivní přístup k výrobě supravodivých vodičů.

Přehled typických aplikací VTS je obsažen v páté kapitole. Supravodivé materiály včetně VTS nacházejí uplatnění v širokém spektru aplikací. Jejich vlastností se využívá například v metrologii při konstrukci etalonů napětí, konstrukci magnetických ložisek, oblasti vytváření velmi silných magnetických polí, atd. Aplikace supravodičů v dopravním systému maglev přispěla mimo jiné k rekordní rychlosti 603 km/h, kterou dosáhla zkušební souprava SCMaglev japonské společnosti JR Central 21. dubna 2015.

V experimentální části byly popsány experimenty, které sloužily k seznámení s činnostmi v nízkoteplotní laboratoři a měření vybraných vlastností supravodivého vodiče a modelu magnetického ložiska s VTS. První část obsahuje stanovení teplotní závislosti odporu a stanovení kritické teploty vzorku supravodivého páskového vodiče, druhá pak experiment s modelem magnetického ložiska s VTS  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  ve formě válcové pelety.

Od objevu supravodivosti vyvolávají materiály s touto vlastností nesmírnou pozornost. S příchodem vysokoteplotních supravodičů se naděje vkládané do nových technologií uplatnitelných v běžném životě v 80. letech 20. století ještě více prohlubují [18]. I přes značný pokrok v technologii VTS zbývá vyřešit některé problémy spojené s jejich širším uplatněním. Honba za VTS s kritickou teplotou v okolí pokojové teploty přináší pravidelně zprávy o supravodivých materiálech i s vyšší kritickou teplotou. Zatím ale žádné materiály takovou  $T_c$  nebyly spolehlivě prokázány. VTS s kritickou teplotou nad 300 K by znamenal opravdový průlom se širokým praktickým uplatněním v elektrotechnice i jiných technických oborech. Objev supravodivosti u keramických materiálů obrátil pozornost na materiály odlišné od známých nízkoteplotních supravodičů (čistých kovů, sloučenin a slitin). Efekt supravodivosti se u keramických materiálů do té doby nepředpokládal. Stejně jako byl překvapivý objev keramických materiálů s  $T_c$  nad 23 K, může budoucí výzkum dalších dosud neprobádaných materiálů přinést další posun v kritické teplotě.

## 8 Seznam použitých zkratek

ATLAS	– A Toroidal LHC Apparatus
ATZ	– Adelwitz Technologiezentrum GmbH
$B_c$	– kritická magnetická indukce
BCS	– Bardeen, Cooper, Schrieffer
BSCCO	– Bismuth Strontium Calcium Copper Oxide
CERN	– Conseil Européen pour la recherche nucléaire
CMS	– Compact Muon Solenoid
CVD	– Chemical Vapour Deposition (chemická depozice)
ČMI	– Český metrologický institut
ITER	– International Thermonuclear Experimental Reactor
LBCO	– Lanthan Barium Copper Oxide
LHC	– Large Hadron Collider
$LN_2$	– kapalný dusík
MEG	– Magnetoencefalografie
MOCVD	– Metalorganic Chemical Vapour Deposition
PLD	– Pulsed-Laser Deposition (laserová depozice)
PVD	– Physical Vapour Deposition (fyzikální depozice)
SQUID	– Superconducting Quantum Interference Device
$T_c$	– kritická teplota
VTS	– vysokoteplotní supravodič
YBCO	– Yttrium Barium Copper Oxide

## 9 Seznam obrázků

Obr. 2.1 Supravodič typ I. Fázový diagram .....	13
Obr. 2.2 Supravodič typ II. Fázový diagram. ....	14
Obr. 3.1 Struktura krystalu (a) perovskitu, (b) $(La, Ba)_2CuO_4$ a (c) $YBa_2Cu_3O_7$ .....	17
Obr. 3.2 Struktura krystalu Bi-Sr-Ca-Cu-O .....	18
Obr. 3.3 Struktura krystalu Tl-Ba-Ca-Cu-O .....	19
Obr. 4.1 Napařování supravodivých tenkých vrstev.....	23
Obr. 4.2 Laserová depozice PLD.....	24
Obr. 4.3 Schéma přípravy tenkých vrstev technologií sol-gel .....	25
Obr. 5.1 Josephsonův přechod. ....	26
Obr. 5.2 Supravodivý kabel z projektu AmpaCity .....	29
Obr. 5.3 Prototyp soupravy vlaku Maglev MLX01 .....	30
Obr. 5.4 Model reaktoru ITER se supravodivými magnety.....	31
Obr. 6.1 Schéma zapojení pro měření teplotní závislosti odporu VTS .....	32
Obr. 6.2 Uspořádání měřící aparatury .....	33
Obr. 6.3 Upevnění a připojení vzorku páskového VTS .....	33
Obr. 6.4 Graf teplotní závislosti odporu VTS .....	35
Obr. 6.5 Schematické znázornění univerzálního rotoru ložiska .....	36
Obr. 6.6 Schéma statorové části ložiska .....	37
Obr. 6.7 Model magnetického ložiska připravený k měření .....	37
Obr. 6.8 Měřící pracoviště pro měření zatížení v axiální a radiálním směru.....	38
Obr. 6.9 Měřící pracoviště pro stanovení závislosti otáček na čase .....	40
Obr. 6.10 Graf naměřených hodnot závislosti otáček na čase .....	42

## 10 Seznam tabulek

Tabulka 2.1. Příklad prvků, slitin a sloučenin vykazujících supravodivost, $T_c$ .....	10
Tabulka 3.1 Vybrané VTS a jejich $T_c$ , počet Cu-O rovin a krystalografická soustava.....	17
Tabulka 6.1 Naměřené hodnoty teplotní závislosti odporu VTS .....	34
Tabulka 6.2 Maximální hodnoty zatížitelnosti magnetického ložiska s VTS.....	39
Tabulka 6.3 Naměřené hodnoty pro $v = 1$ mm dolů při brodění rotoru v $LN_2$ .....	40
Tabulka 6.4 Naměřené hodnoty pro $v = 0$ mm při brodění rotoru v $LN_2$ .....	41
Tabulka 6.5 Naměřené hodnoty pro $v = 0$ mm, rotor mimo kapalný dusík .....	41
Tabulka 6.6 Naměřené hodnoty pro $v = 5$ mm nahoru, rotor mimo kapalný dusík.....	41



# 11 Seznam příloh

Příloha 1 CD obsahující:

- elektronickou verzi této práce
- video s ukázkou funkce magnetického ložiska s VTS

## 12 Použitá literatura

- [1] Odehnal, Milan. *Supravodivost a Jiné Kvantové Jevy* Vyd. 1. Praha: Academia, 1992.
- [2] Hrbek, Jiří, and Jan Kuba. *Kryotechnika* 1. vyd. Praha: Ediční středisko Českého vysokého učení technického, 1982.
- [3] Lynn, Jeffrey W. *High Temperature Superconductivity* 1st ed. New York: Springer-Verlag, 1990.
- [4] Khare, Neeraj. *Handbook of High-temperature Superconductor Electronics* New York: Dekker, 2003.
- [5] Jirsa, Miloš. *Supravodiče – Hit blízké budoucnosti*. Dostupné na: <http://archiv.otevrena-veda.cz/users/Image/default/C2Seminare/MultiObSem/005.pdf>.
- [6] Parinov, Ivan A. *Microstructure and Properties of High-Temperature Superconductors* New York: Springer Science & Business Media, 2013.
- [7] Hayden, S. M., Mook, H. A., Dai, P., Perring, T. G., & Dogan, F. (2004). *The structure of the high-energy spin excitations in a high-transition-temperature superconductor*. *Nature*, 429(6991), 531-4.
- [8] Kruchinin, Sergei, Hidemi Nagao, and Shigeyuki Aono. *Modern Aspects of Superconductivity: Theory of Superconductivity* Singapore: World Scientific, 2011.
- [9] Gregor, Kuzník, Odehnal, Šebek. *Vysokoteplotní supravodivost - revoluce ve fyzice pevné fáze*. *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, vol. 33 (1988), issue 2, pp. 65-80.
- [10] Qiu, Xianggang. *High-temperature Superconductors* 1st pub. Cambridge: Woodhead, 2011.

- [11] Werfel, F. N, Floegel-Delor, U, Rothfeld, R, Riedel, T, Goebel, B, Wippich, D, Schirrmeister, P. (2012). Superconductor bearings, flywheels and transportation. *Superconductor Science and Technology*, 25(1) DOI: 10.1088/0953-2048/25/1/014007.
- [12] Šíra, M. a Jiří Streit. Nový státní etalon stejnosměrného napětí ČR. *Metrologie*. 2013, roč. 22, č. 2, s. 2-7. ISSN 1210-3543.
- [13] Stemmler, M.; Merschel, F.; Noe, M.; Hobl, A., "AmpaCity — Installation of advanced superconducting 10 kV system in city center replaces conventional 110 kV cables," *Applied Superconductivity and Electromagnetic Devices (ASEMD), 2013 IEEE International Conference on*, vol., no., pp. 323, 326, 25-27 Oct. 2013.
- [14] Sawada, K. 2009, *Outlook of the Superconducting Maglev*, Proceedings of the IEEE, vol. 97, no. 11, pp. 1881-1885.
- [15] Védérine P. *Large superconducting magnet systems*. 2015. DOI: 10.5170/CERN-2014-005.559.
- [16] Kuba, J., Šidlo, L.: *Model pasivního magnetického ložiska s HTS*, sborník mezinárodní konference „Diagnostika“, ZČU Plzeň, str. 155-158, 2009
- [17] Šidlo, L., *Návrh a realizace supravodivého ložiska*, FEL ČVUT. Dostupné na: <http://www.cez.cz/edee/content/file/vzdelavani/soutez/sidlo.pdf>
- [18] Mayo, Jonathan L. *Superconductivity: The Threshold of a New Technology* 1. ed. Blue Ridge Summit: TAB Books, 1988.