



ALMA MATER STUDIORUM
UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

DIPARTIMENTO di
INGEGNERIA DELL'ENERGIA ELETTRICA E DELL'INFORMAZIONE
"Guglielmo Marconi"
DEI

**CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN
INGEGNERIA DELL'ENERGIA ELETTRICA**

TESI DI LAUREA
in Ingegneria dei Magneti e Superconduttività Applicata

ANALISI DI METODI INNOVATIVI PER LA MAGNETIZZAZIONE DI BULKS SUPERCONDUTTORI AD ALTA TEMPERATURA CRITICA (HTS)

Presentata da

Luca Murari

Relatore

Chiar.mo Prof. Antonio Morandi

Correlatore

Giacomo Russo

Sessione marzo 2024

Anno Accademico 2022/2023

Contenuti

Introduzione	3
1. ENERGIZZAZIONE DI AVVOLGIMENTI DC SUPERCONDUTTIVI E TECNOLOGIE FLUX PUMP	5
1.1 Sistemi convenzionali di energizzazione e mantenimento della corrente	6
1.2 Tecnologie flux pump	9
1.2.1 Flux pump di tipo a raddrizzatore	9
1.2.2 Flux pump a campo traslante	14
2. BULKS HTS SUPERCONDUTTIVI.....	16
2.1 Superconduttori HTS	16
2.2 Bulks HTS.....	22
2.2.1 Processi di fabbricazione di bulks in YBCO	23
2.3 Applicazioni dei bulks	26
2.3.1 Convertitori elettromeccanici	26
2.3.2 Separatori magnetici.....	28
2.3.3 Magnetron sputtering.....	30
2.3.4 Cuscinetti superconduttivi (SMBs)	31
3. METODI DI MAGNETIZZAZIONE DI BULK HTS.....	33
3.1 Cracking	34
3.2 Curva di magnetizzazione	37
3.3 Field Cooling (FC) e Zero-Field Cooling (ZFC).....	39
3.4 Pulsed Field (PFM)	42
4. MAGNETIZZAZIONE DI BULKS MEDIANTE TECNOLOGIA FLUX PUMP	44
4.1 Caso di studio e obiettivi	44
4.2 Modello numerico.....	45
4.2.1 modello matematico	45
4.2.2 Modello agli elementi finiti.....	48
4.2.3 Codice di calcolo	51
4.2.4 Problema di convergenza	53
4.3 Simulazioni	54
4.3.1 Prima campagna di simulazioni	54
4.3.2 Seconda campagna di simulazioni	57
Conclusioni.....	62
Riferimenti.....	63

Introduzione

I magneti permanenti sono largamente utilizzati in molte applicazioni industriali e di consumo. L'applicazione forse più importante riguarda il loro impiego all'interno di generatori e motori elettrici. I magneti permanenti tradizionali sono realizzati principalmente in ferrite, samario-cobalto ($SmCo$) o neodimio-ferro-boro ($NdFeB$). Questi possono raggiungere valori di induzione magnetica residua nell'ordine di $1 \div 2 T$. La possibilità di avere dei magneti permanenti con un'induzione residua di un ordine di grandezza maggiore rispetto a questi valori porterebbe ad avere un notevole aumento dell'efficienza e della densità di potenza dei convertitori elettromeccanici. Campi così elevati possono essere raggiunti mediante magneti permanenti superconduttivi. Questi magneti sono costituiti da un superconduttore sotto forma massiccia, noto come bulk, magnetizzato da un campo magnetico esterno. Il punto cruciale per ottenere questi supermagnet, dopo la fabbricazione del bulk superconduttivo, risiede nella loro magnetizzazione. Attualmente esistono tre tecniche principali per la magnetizzazione di un superconduttore, le quali però hanno bisogno di un campo magnetico molto elevato che richiede l'utilizzo di magneti superconduttivi. La possibilità di avere un processo di magnetizzazione che richiede campi piccoli fornirebbe un grande contributo nella produzione di questi magneti permanenti superconduttivi. In questa tesi è stato proposto ed analizzato dal punto di vista numerico un nuovo metodo di magnetizzazione di bulks superconduttivi, il quale richiede campi magnetici molto bassi nell'ordine di quelli generati da un magnete permanente tradizionale. Questa nuova tecnica è nata dall'idea di utilizzare per la magnetizzazione dei bulks, un principio simile a quello di flux pump utilizzato per l'energizzazione di magneti formati da avvolgimenti superconduttivi. L'idea cioè è quella di verificare se ogni volta che viene fatto passare un campo magnetico in prossimità di un bulk superconduttivo, questo è in grado di immagazzinare una certa quantità di campo magnetico, anche piccola, che si vada a sommare a quella già presente fino a raggiungere un livello di magnetizzazione rilevante.

Nel primo capitolo vengono illustrate le principali tecnologie di flux pump utilizzate per l'energizzazione di magneti superconduttivi, i quali sono costituiti da avvolgimenti di nastri superconduttivi. Nel secondo capitolo sono presentate le principali caratteristiche dei

bulks superconduttivi ad alta temperatura critica e la loro produzione, in particolare per l'*YBCO* (*Yttrium Barium Copper Oxide*). Sono affrontate anche le principali applicazioni di questi bulks superconduttivi magnetizzati, ovvero utilizzati sotto forma di magneti permanenti. Nel terzo capitolo vengono illustrate le problematiche e le tre tecniche principali attualmente utilizzate di magnetizzazione di un bulk superconduttivo. Infine, nell'ultimo capitolo viene presentato lo studio numerico di una nuova tecnica di magnetizzazione di un bulk superconduttivo. In particolare, viene illustrato il modello numerico utilizzato e le varie simulazioni che sono state effettuate per studiare la fattibilità di questa nuova tecnica.

1. ENERGIZZAZIONE DI AVVOLGIMENTI DC SUPERCONDUTTIVI E TECNOLOGIE FLUX PUMP

Gli avvolgimenti costituiti da nastri superconduttivi sono utilizzati per la realizzazione di magneti superconduttivi utilizzati principalmente nella risonanza magnetica, negli acceleratori di particelle e nel confinamento magnetico per reattori a fusione nucleare controllata. Infatti, questi magneti possono generare elevati campi magnetici fino a svariate decine di Tesla, non raggiungibili con elettromagneti convenzionali in rame, e con un enorme risparmio di energia.

In Figura 1a è mostrato, a titolo di esempio, il sistema di risonanza magnetica del progetto ISEULT che utilizza un magnete da 11.75 T , realizzato con avvolgimenti in Niobio-Titanio raffreddati mediante elio superfluido alla temperatura di 1.8 K [1]. Mentre in Figura 1b è mostrato un quadrupolo presente nell'acceleratore di particelle LHC, in cui sono visibili i nastri con i quali è realizzato l'avvolgimento e i collari in acciaio per resistere alle enormi sollecitazioni elettromeccaniche che si sviluppano all'interno del magnete.

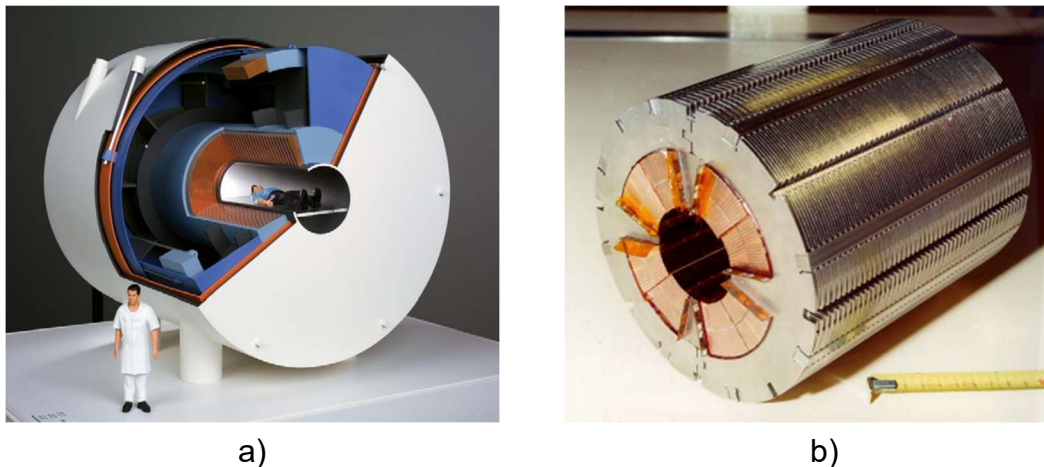


Figura 1. a) Progetto ISEULT per imaging a risonanza magnetica, b) quadrupolo dell'acceleratore LHC del CERN

Ci sono due modi per fornire corrente a un avvolgimento superconduttivo: direttamente mediante discendenti di corrente (sbarre conduttive in rame o ottone), oppure mediante sistemi contactless generalmente noti col nome di flux pumps.

1.1 Sistemi convenzionali di energizzazione e mantenimento della corrente

I sistemi attuali di energizzazione di un magnete formato da avvolgimenti superconduttivi si basano su alimentatori di potenza convenzionali combinati con l'utilizzo di discendenti di corrente, al fine di fornire un'elevata corrente DC agli avvolgimenti inseriti all'interno del criostato. Questi alimentatori di potenza sono estremamente costosi, ingombranti ed energivori. Questo causa inevitabili problemi come un'elevata immissione di calore all'interno del criostato a causa dei discendenti di corrente, richiedendo un sistema di raffreddamento complesso e causando un indebolimento della stabilità termica del magnete. All'interno degli avvolgimenti superconduttivi, se questi sono del tipo ad alta temperatura critica (HTS), sono presenti anche dei giunti che comportano delle resistenze non trascurabili, le quali costituiscono un'altra fonte di dissipazione interna al sistema criogenico, la quale richiede che il magnete sia costantemente collegato ad un alimentatore affinché sia mantenuta la sua corrente nominale. In altri termini, per questi magneti non è possibile l'esercizio in persistent current mode.

I discendenti di corrente sono dispositivi che trasportano la corrente passando dalla temperatura ambiente a quella criogenica alla quale opera il materiale superconduttore. Lavorando in un significativo gradiente di temperatura, costituiscono una delle principali fonti di ingresso di calore nel sistema criogenico mediante conduzione termica. Inoltre, forniscono un ulteriore apporto di calore a causa delle inevitabili perdite per effetto Joule. Tutto questo calore generato deve essere smaltito in modo efficace per mantenere la temperatura al livello desiderato ed evitare la transizione del materiale superconduttore allo stato normale. I discendenti di corrente tradizionali sono realizzati mediante metalli o leghe metalliche. La quasi totalità dei metalli sono dei buoni conduttori elettrici ma anche dei buoni conduttori termici, come stabilito dalla legge di Wiedemann-Franz-Lorenz che mostra una proporzionalità inversa tra conduttività termica e resistività elettrica a una data temperatura:

$$k(T)\rho(T) = L_0 T \quad (1)$$

dove L_0 è una costante, chiamata numero di Lorenz, pari a $2.45 \cdot 10^{-8} \text{ W}\Omega/\text{K}^2$.

A seconda della modalità di raffreddamento i discendenti di corrente possono essere divisi in due categorie: raffreddati per conduzione o per convezione. Nel primo caso possono essere presenti dei contatti intermedi per rimuovere il calore per conduzione, mentre nel secondo caso si ha un trasferimento di calore per convezione dato dall'ebollizione del bagno criogenico a causa del calore prodotto dal discendente stesso. In Figura 2 è mostrato uno schema di un discendente di corrente raffreddato a conduzione senza prese di calore intermedie (in alto) e con una presa di calore intermedia (in basso).

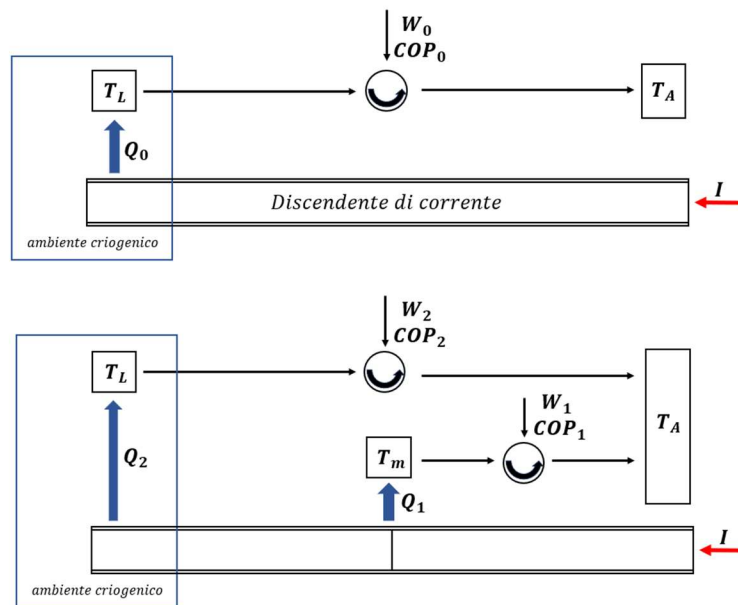


Figura 2. Schema di raffreddamento per un discendente di corrente: raffreddato a conduzione (in alto) e raffreddato a conduzione con un contatto intermedio per la rimozione del calore (in basso)

Per discendenti che operano tra la temperatura ambiente e quella dell'azoto liquido (77 K), la dispersione minima di calore per unità di corrente è di circa 50 W/kA . [2]

I discendenti di corrente HTS, solitamente utilizzati nei magneti superconduttivi che operano a bassissime temperature, sono invece composti da una parte resistiva, realizzata con un conduttore normale, e da una parte superconduttiva realizzata utilizzando un superconduttore ad alta temperatura critica, come mostrato in Figura 3. La parte resistiva opera tra la temperatura ambiente e la temperatura massima di funzionamento del materiale HTS (77 K), mentre la parte superconduttiva opera tra quest'ultima temperatura e la temperatura dell'ambiente criogenico.

La prima applicazione su larga scala è stata nel Large Hadron Collider (LHC), dove più di mille discendenti HTS sono utilizzati per alimentare gli avvolgimenti dei magneti superconduttivi dell'acceleratore. [2]

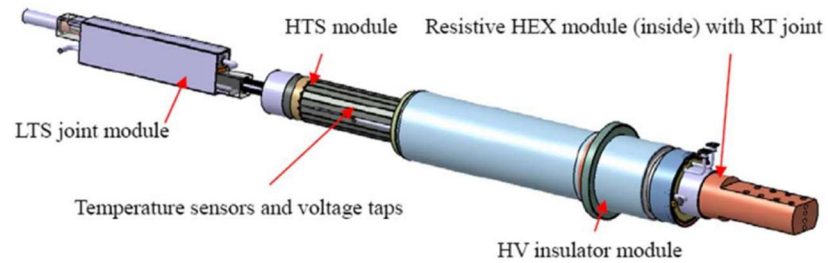


Figura 3. Discendente di corrente ibrido utilizzato per alimentare i magneti toroidali di ITER [3]

1.2 Tecnologie flux pump

Negli ultimi decenni, sono stati sviluppati sistemi contactless per energizzare gli avvolgimenti superconduttivi, che eliminano la presenza dei discendenti di corrente e permettono al magnete superconduttivo di funzionare in modalità a corrente quasi persistente. Questi sistemi, noti col nome di flux pumps, hanno diversi vantaggi rispetto ai sistemi di alimentazione convenzionali. Infatti, essi evitano il contatto diretto tra alimentatore di potenza e sistema criogenico, evitando quindi l'apporto di potenza termica dispersa dai discendenti di corrente. Inoltre, la corrente in uscita da una flux pump non necessita di componenti elettronici di potenza della stessa taglia dei sistemi tradizionali, e quindi è più economica e meno ingombrante. Le flux pumps sono molto meno energivore, dal momento che esse immettono direttamente la corrente all'interno dell'avvolgimento chiuso, lavorando in modo intermittente per compensare qualunque piccolo decadimento di corrente dovuto alle resistenze dei giunti degli avvolgimenti. Infine, la potenza in uscita da una flux pump è tale che può difficilmente causare il quench di un magnete, proteggendolo e permettendo di operare ad una corrente maggiore, più vicina a quella critica. [4]

Di seguito verranno illustrate le flux pumps di tipo HTS, che utilizzano cioè superconduttori ad alta temperatura critica. Queste si dividono in due categorie principali: flux pump a campo traslante e flux pump di tipo a raddrizzatore.

1.2.1 Flux pump di tipo a raddrizzatore

Questa tipologia di flux pump viene chiamata così perché ricorda proprio un raddrizzatore e possono infatti essere suddivise in flux pump a raddrizzatore a semionda oppure a raddrizzatore a doppia semionda. In Figura 4 e Figura 5 sono mostrati i circuiti equivalenti di queste due configurazioni. [5]

Per una flux pump del tipo a raddrizzatore a semionda, inizialmente la corrente nel primario del trasformatore cresce, con l'interruttore S1 chiuso e S2 aperto, facendo sì che una corrente DC sia indotta nel carico superconduttivo. Successivamente, la corrente nel

primario scende, S1 si apre impedendo la circolazione di una corrente in verso opposto, mentre S2 è chiuso per sostenere la corrente indotta nel semi-ciclo precedente nell'avvolgimento superconduttivo. Durante ogni ciclo, quindi, viene indotta una corrente DC netta al carico superconduttivo, fino al raggiungimento della saturazione.

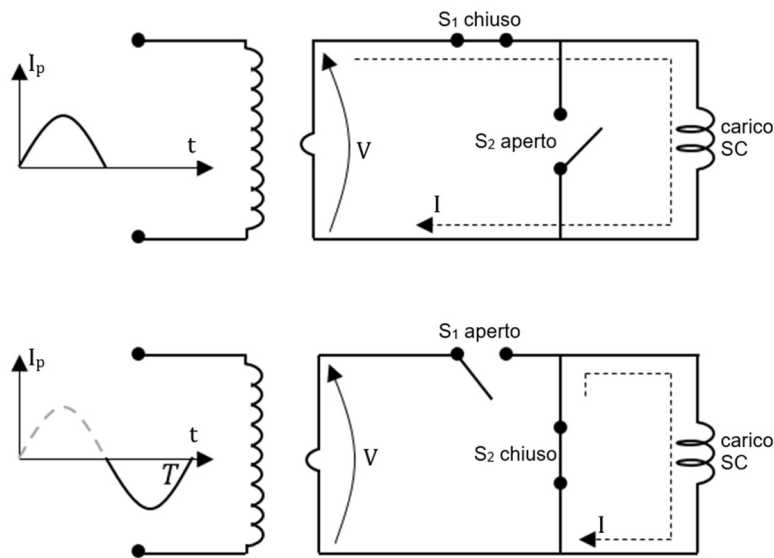


Figura 4. Schema di una flux pump di tipo a raddrizzatore a semionda

Per la flux pump a raddrizzatore a doppia semionda, nel primo semi-ciclo S1 è chiuso e S2 è aperto, e quindi viene indotta una corrente in senso orario. Mentre nel secondo semi-ciclo, S1 è aperto ed S2 è chiuso, e viene quindi indotta una corrente in senso antiorario. In entrambi i casi la corrente che viene indotta sull'avvolgimento superconduttivo ha la stessa direzione; perciò, una corrente netta DC viene accumulata all'interno del carico. Quest'ultimo tipo di flux pump permette un più rapido pompaggio della corrente nell'avvolgimento e quindi una maggiore efficienza.

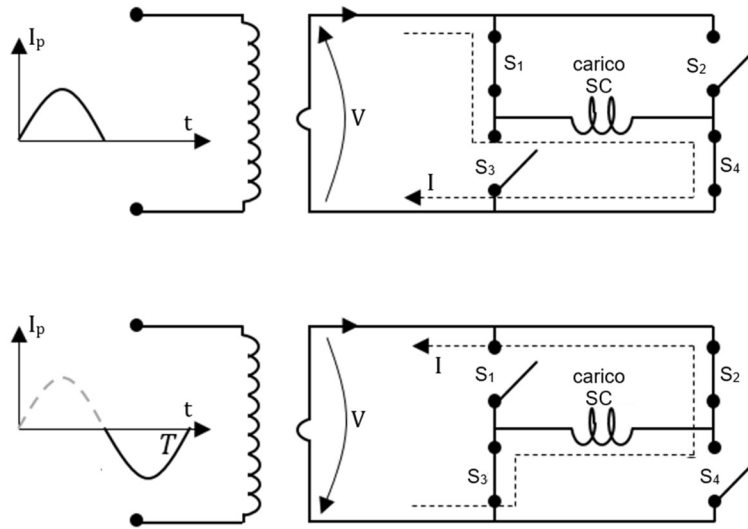


Figura 5. Schema di una flux pump di tipo a raddrizzatore a doppia semionda

Ci sono diverse modalità per interrompere la superconduttività e quindi aprire gli interruttori S_1 e S_2 . Alcuni studi hanno conformato l'utilizzo di interruttori di tipo termico e dei MOSFET. [6] Gli interruttori che interrompono la superconduttività per effetto termico hanno una frequenza di commutazione di solo 0.1 Hz , a causa del lungo tempo che impiega il superconduttore per tornare dallo stato normale a quello superconduttivo, chiamato recovery time. I MOSFET invece possono essere adoperati ad una frequenza di commutazione di 500 Hz , comportando quindi un più rapido tempo di carica dell'avvolgimento. Però, è necessario connettere più di dieci MOSFET in parallelo per avere una resistenza inferiore a $0.1\text{ m}\Omega$, un valore comunque troppo grande per consentire all'avvolgimento superconduttivo di operare in modalità di corrente persistente. [4]

Come interruttore è possibile utilizzare anche la resistenza dinamica. Questa resistenza appare quando un nastro HTS in cui fluisce una corrente di trasporto viene esposto ad un campo magnetico variabile nel tempo che penetra completamente al suo interno, cioè non viene schermato dalle correnti che si creano sulla superficie del superconduttore, chiamate correnti di schermo. In questo caso viene indotto un campo elettrico che,

combinato con la corrente di trasporto presente, innesca ingenti perdite che vengono associate ad una resistenza fittizia, appunto, la cosiddetta resistenza dinamica. [7]

Un esempio di sistema che utilizza la resistenza dinamica per interrompere la superconduttività è mostrato in Figura 6 [8]. Una corrente di trasporto variabile nel tempo a bassa frequenza viene indotta nel secondario del trasformatore, che si richiude attraverso il ponte HTS se questo è nello stato superconduttivo (interruttore chiuso), dal momento che l'impedenza del carico è molto maggiore di quella del ponte. Durante il primo semi-ciclo, quando la corrente di trasporto raggiunge il picco, l'interruttore viene aperto da un campo variabile ad alta frequenza e il ponte entra in regime dissipativo secondo il meccanismo della resistenza dinamica, diventando resistivo. Quindi, una parte della corrente di trasporto si richiude attraverso l'avvolgimento superconduttivo. Nel secondo semi-ciclo, il ponte viene chiuso (interrompendo l'applicazione del campo magnetico variabile sul ponte) così che la corrente sull'avvolgimento può circolare con un decadimento molto lento, dovuto alle sole resistenze dei giunti. Quindi ad ogni ciclo una corrente viene "pompata" nell'avvolgimento superconduttivo fino a raggiungere la corrente di saturazione.

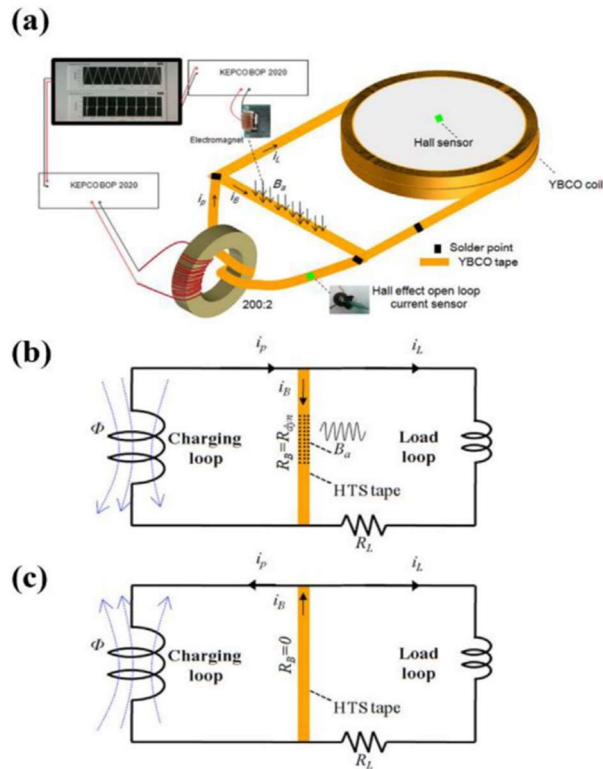


Figura 6. Flux pump che utilizza la resistenza dinamica: a) sistema generale, b) circuito durante il primo semi-ciclo, c) circuito durante il secondo semi-ciclo [4]

Un ultimo tipo di interruttore che viene analizzato è quello nel quale la superconduttività viene interrotta mediante l'utilizzo di una sovracorrente. Infatti, se la corrente che circola nel ponte supera il valore critico, questo diventa resistivo e una parte della corrente si richiude sull'avvolgimento superconduttivo. Affinché si abbia una corrente netta DC sul carico, la corrente di trasporto indotta dal trasformatore deve essere asimmetrica. Durante il primo semi-ciclo, la corrente del ponte cresce molto velocemente superando la corrente critica del nastro, che causa la transizione del ponte e la deviazione di una parte della corrente attraverso il carico. Nel secondo semi-ciclo la corrente scende molto lentamente al di sotto della corrente critica, mantenendo quindi il ponte nello stato superconduttivo. Così facendo ad ogni ciclo una corrente netta DC viene pompata nell'avvolgimento. Inoltre, questo tipo di interruttori non richiedono la presenza di un campo magnetico esterno variabile nel tempo come nel caso degli interruttori basati sulla resistenza dinamica, realizzando un effetto di auto-commutazione. [4]

1.2.2 Flux pump a campo traslante

Il meccanismo di funzionamento per le flux pump a campo traslante è più complicato ed esistono tre teorie principali, tra loro equivalenti, che spiegano questo fenomeno: resistenza dinamica, correnti parassite sovra-critiche ed effetto di accoppiamento magnetico macroscopico. [9] [10]

Un vantaggio offerto da questo tipo di flux pump è che utilizzano un singolo nastro superconduttivo, cioè non è presente il ponte raddrizzatore al contrario della tipologia illustrata precedentemente, risultando perciò in un design più compatto e semplice.

Esistono tre tipi principali di flux pump a campo traslante: dinamo, a campo lineare pulsato e a motore lineare.

Il primo tipo è mostrato in Figura 7, e contiene dei dischi sui quali sono montati dei magneti permanenti aventi la stessa polarità, mossi da un motore elettrico. Sotto i dischi è posto un nastro superconduttivo direttamente collegato all'avvolgimento. Sia il campo magnetico che la velocità di rotazione sono perpendicolari alla lunghezza del nastro. In questo modo si ha un'onda magnetica unipolare traslante sulla superficie del nastro.

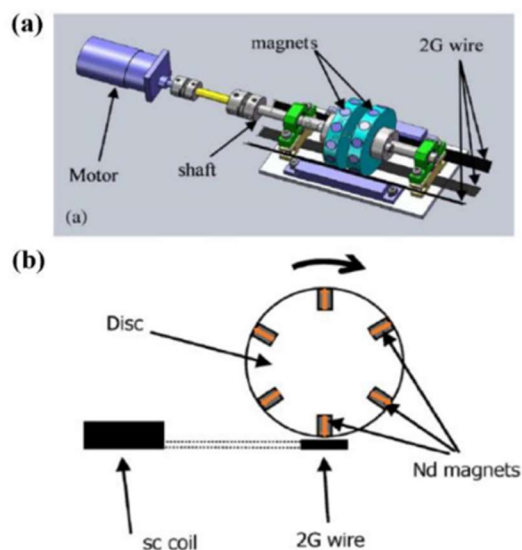


Figura 7. Flux pump di tipo a dinamo [4]

Il secondo tipo utilizza degli elettromagneti disposti in modo lineare eccitanti in sequenza in modo pulsato al fine di produrre un'onda magnetica unipolare. In

Figura 8a è mostrata una configurazione di flux pump a campo lineare pulsato, che comprende sei elettromagneti in rame e tre nastri superconduttivi connessi in parallelo.

L'ultima tipologia di flux pump a campo traslante contiene degli avvolgimenti trifase alimentati da una corrente sinusoidale, la quale genera un campo magnetico AC. Sono presenti anche degli avvolgimenti DC alimentati con una corrente continua, che in combinazione con gli avvolgimenti trifase generano un'onda traslante unipolare. Un esempio di questa tipologia è mostrato in

Figura 8b. [4]

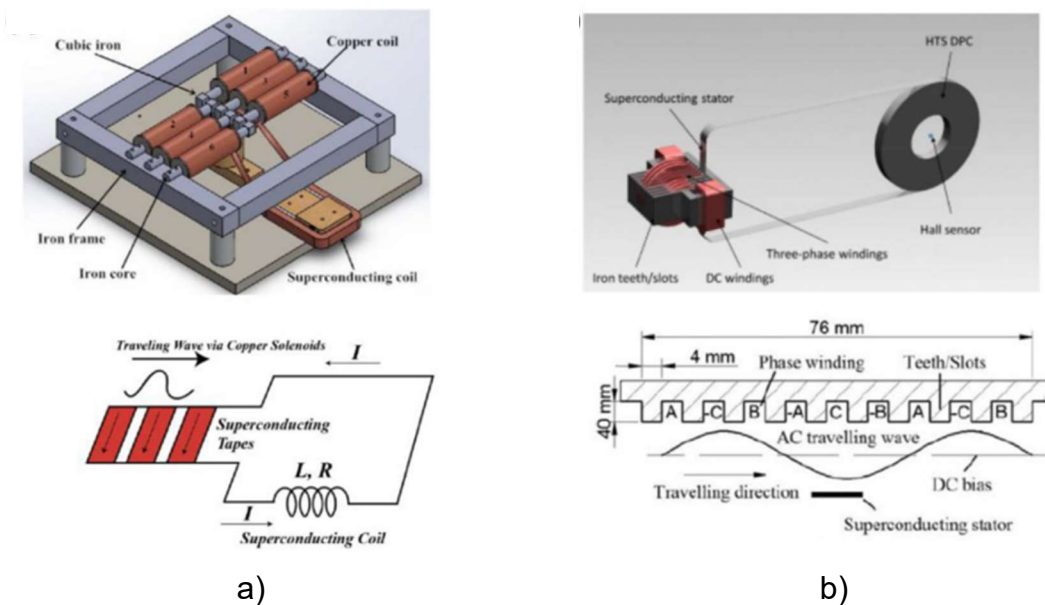


Figura 8. Flux pump di tipo a campo lineare pulsato (a), flux pump di tipo a motore lineare (b) [4]

2. BULKS HTS SUPERCONDUTTIVI

Come detto, i magneti superconduttivi sono creati mediante avvolgimenti di nastri superconduttori. Attualmente questi magneti sono alimentati da discendenti di corrente, i quali comportano diverse problematiche legate al raffreddamento, all'ingombro e ai costi. È possibile però creare anche dei magneti permanenti, cioè senza l'impiego di avvolgimenti, utilizzando un materiale superconduttore in forma massiccia, noto come bulk. Infatti, poiché i superconduttori sono in grado di portare elevate correnti continue senza dissipazione, è possibile intrappolare al loro interno un elevato campo magnetico sostenuto dalla libera circolazione di queste supercorrenti. Questo comporta una notevole riduzione delle dimensioni e dei costi, introducendo la trasportabilità di questo tipo di magneti. Tuttavia, la magnetizzazione dei bulks superconduttivi non è semplice e necessita di campi elevati, come verrà illustrato in seguito. Inoltre, durante la magnetizzazione le forze elettromagnetiche che si creano all'interno del magnete possono portare alla rottura (cracking) del magnete stesso.

2.1 Superconduttori HTS

A differenza dei superconduttori di tipo I che sono caratterizzati da un passaggio netto tra la fase superconduttiva e la fase normale, i superconduttori di tipo II, ai quali appartengono i superconduttori ad alta temperatura critica (HTS), sono caratterizzati da un passaggio non netto tra la fase superconduttiva e quella normale. Infatti, per campi magnetici applicati inferiore ad un certo valore, chiamato campo critico inferiore H_{c1} , il superconduttore si comporta come un materiale perfettamente diamagnetico. Ciò è dovuto alla circolazione di supercorrenti di schermo sulla superficie del materiale, che prevengono la penetrazione del campo all'interno del superconduttore. Questo fenomeno è noto come effetto Meissner ed è presente anche nei superconduttori del primo tipo. Quando il campo applicato supera il campo critico inferiore, questo comincia a penetrare all'interno del materiale in modo quantizzato sotto forma di quanti di flusso, chiamati flussoni. In questa condizione il superconduttore si trova nel cosiddetto stato misto.

Quando il campo applicato supera il campo critico superiore H_{c2} , il materiale transisce allo stato normale. Il campo critico inferiore è solitamente modesto, limitato a pochi milliTesla, mentre il campo critico superiore può essere molto elevato, diverse decine di Tesla. In Figura 9 è mostrato il diagramma di fase per i superconduttori di tipo I e di tipo II.

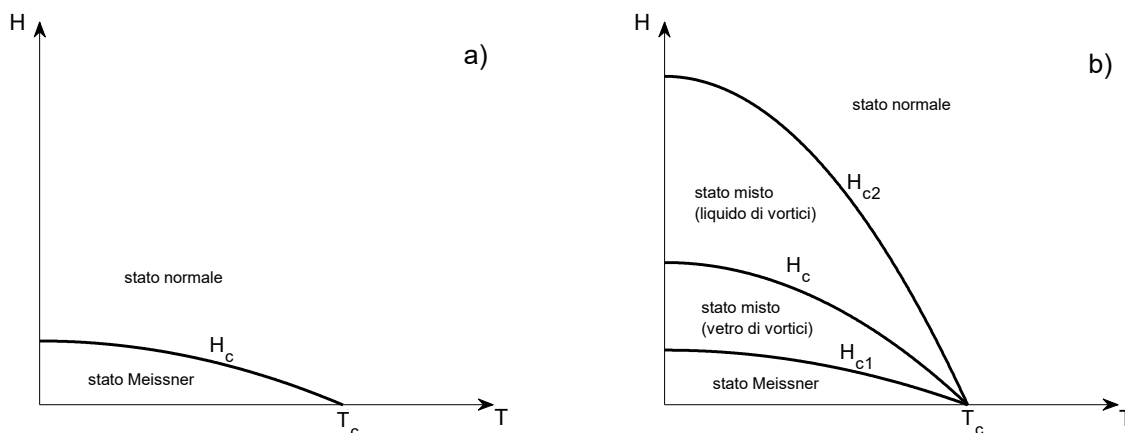


Figura 9. Diagramma di fase per superconduttori: a) di tipo I, b) di tipo II

Un flussone è costituito da una regione allo stato normale di diametro pari a 2ξ , cioè pari a due volte la lunghezza di coerenza di Ginzburg-Landau (ξ), all'interno del quale il campo magnetico è uniforme. Intorno a questa zona normale, entro una distanza caratteristica pari alla lunghezza di penetrazione λ , circolano delle supercorrenti che sostengono il campo all'interno del flussone, come mostrato in

Figura 10a. Un flussone ha un valore pari a $\Phi_0 = h/2e$, dove h è la costante di Planck ed e è la carica elementare dell'elettrone.

Questi si creano inizialmente in modo isolato in prossimità della superficie del superconduttore dove penetra il campo magnetico. All'aumentare di quest'ultimo si formano altri flussoni ed inizia la loro interazione a causa della forza di Lorentz, che ne determina la diffusione all'interno del materiale. All'equilibrio i flussoni si dispongono in una struttura triangolare, nota come rete di Abrikosov, in modo da minimizzare la forza repulsiva tra di loro come visibile in Figura 10b.

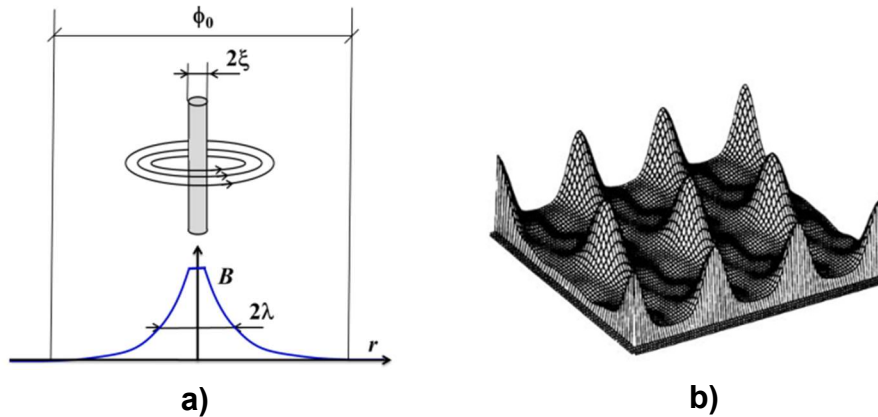


Figura 10. Rappresentazione schematica di un flussone (a), distribuzione locale di campo magnetico all'interno del Nb ottenuta mediante diffrazione di neutroni (b) [11]

In presenza di una corrente di trasporto che fluisce all'interno del superconduttore perpendicolarmente al campo magnetico applicato, nasce una forza di Lorentz che agisce sui flussoni e che tende a muoverli nella direzione $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, con velocità costante. Questo movimento porta all'insorgere di un campo elettrico perpendicolare alla velocità dei flussoni e all'induzione magnetica, avente la stessa direzione della corrente di trasporto. Si ha quindi l'insorgere di perdite ohmiche non trascurabili e una conseguente dissipazione per effetto Joule, data da:

$$p = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad (2)$$

La corrente di trasporto può essere anche dovuta ad un gradiente del campo magnetico esterno, al quale corrisponde un gradiente di concentrazione dei flussoni. Questo provoca una circolazione di corrente nella direzione della variazione del campo, poiché le supercorrenti che sostengono i flussoni non sono più bilanciate.

Per evitare il movimento dei flussoni, e quindi la dissipazione, questi devono essere ancorati a dei centri di pinning, che possono essere ad esempio disomogeneità o particelle non superconduttive presenti nel materiale. In questo modo si ha una forza, chiamata forza di pinning, che contrasta il movimento dei flussoni fintanto che questa risulta maggiore della forza di Lorentz di repulsione tra di essi. In Figura 11 si può vedere

come in assenza di centri di pinning l'insorgere del campo elettrico, e quindi l'effetto dissipativo, si manifesti per correnti molto basse, che renderebbe inutilizzabili i superconduttori di tipo II dal punto di vista pratico. I flussoni sono quindi intrappolati in una buca di potenziale (centro di pinning), dalla quale possono uscire attraverso tre meccanismi principali: flux-flow, flux-creep e flux-jump.

Il flux-flow è un movimento collettivo dei flussoni dovuto ad esempio ad una certa corrente di trasporto, la quale fa sì che la forza di Lorentz superi la forza di pinning che mantiene ancorati i flussoni. Questo regime è tipico della fase liquida dei vortici, alla quale è associata un'elevata dissipazione. Il flux-creep è un movimento locale dei flussoni attivato termicamente. Infatti, a causa dell'agitazione termica, un flussone può staccarsi dal centro di pinning al quale è ancorato e in presenza di una corrente di trasporto, può effettuare un breve movimento indotto dalla forza di Lorentz, fino ad un nuovo centro di pinning. Questo comportamento è tipico della fase vetrosa dei vortici, a cui è associata una dissipazione continua di lieve entità. Il flux-jump è un movimento collettivo ma non continuo dei flussoni, generato da disturbi di natura termica, meccanica o elettrica. La linea di separazione tra i regimi di flux-creep e flux-flow è detta linea di irreversibilità, alla quale è associato un campo di irreversibilità H_c che rappresenta il reale limite pratico di impiego dei superconduttori di tipo II. La linea di irreversibilità e le fasi del superconduttore sono visibili in Figura 9b.

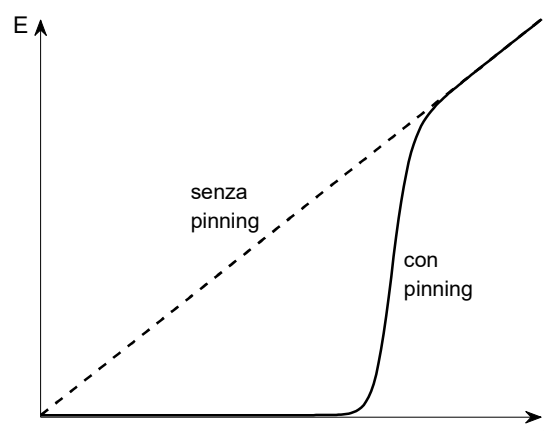


Figura 11. Confronto fra la caratteristica $E - J$ di un superconduttore senza centri di pinning (curva tratteggiata) e con centri di pinning (curva continua)

Un superconduttore è caratterizzato mediante la curva $E - J$. Questa curva è determinata sperimentalmente attraverso una misura a quattro terminali, due per la tensione e due per la corrente. In Figura 12 è mostrato un esempio dell'apparato di misura. È presente un criostato in cui è immerso il campione superconduttivo mantenuto alla temperatura desiderata mediante un sistema di controllo, un elettromagnete per l'applicazione del valore di campo magnetico desiderato, un voltmetro per misurare la caduta di tensione e un generatore di corrente. Per evitare il disturbo dei dati misurati, è importante che le prese di tensione siano poste sufficientemente lontane da quelle di corrente, poiché i contatti resistivi di quest'ultime possono causare un incremento della temperatura e quindi una variazione delle proprietà superconduttive del campione.

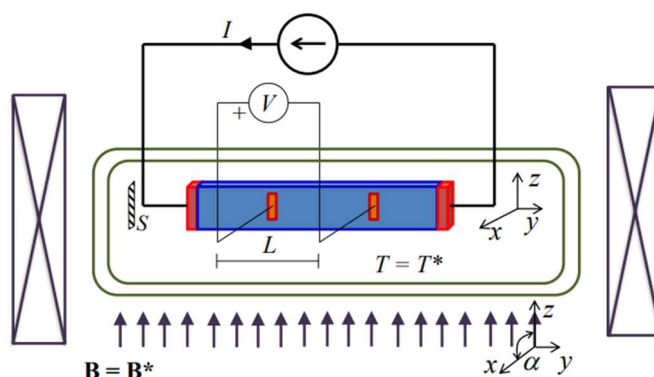


Figura 12. Illustrazione schematica dell'apparato sperimentale per la caratterizzazione di un superconduttore mediante misura a quattro terminali

Per eseguire la prova vengono fissati i valori di temperatura e di campo magnetico. Inoltre, viene fissata anche l'orientazione del campo rispetto al campione, poiché questa influenza la densità di corrente critica. Si imposta quindi la corrente di trasporto, a cui corrisponde una densità di corrente pari a $J = I/S$, dove S è la superficie del campione superconduttivo, e si misura la caduta di tensione a cui corrisponde un campo elettrico pari a $E = V/L$.

Facendo variare in modo quasi-statico la corrente, si ottiene la curva sperimentale $E - J$ mostrata in Figura 13. Al di sopra di una certa densità di corrente, si osserva l'insorgere di un campo elettrico dovuto al movimento dei flussoni che aumenta molto rapidamente.

Al di sotto di questo valore, i flussoni sono saldamente ancorati ai centri di pinning e il campo elettrico non è rilevabile. Si definisce densità di corrente critica il valore in corrispondenza del quale il campo elettrico raggiunge il valore critico E_c , posto convenzionalmente pari a $1 \mu V/cm$ per i superconduttori ad alta temperatura critica. La prova viene interrotta quando il campo raggiunge valori nell'ordine di alcuni E_c per evitare il danneggiamento del campione e l'incertezza sui dati a causa del riscaldamento di quest'ultimo.

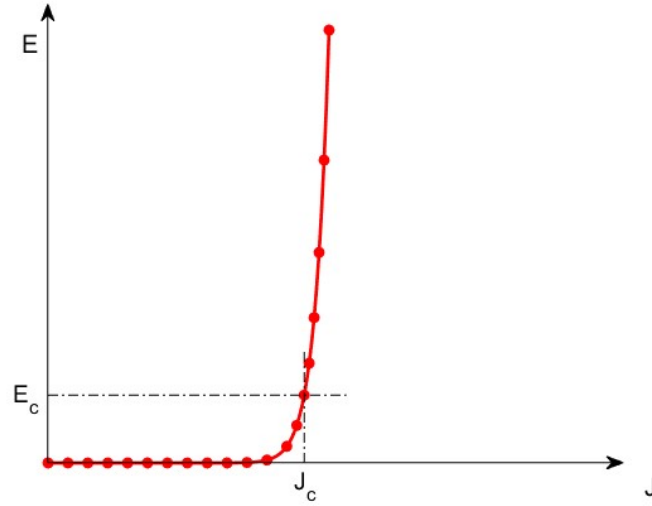


Figura 13. Caratteristica E-J ottenuta mediante misura a quattro terminali

La caratteristica sperimentale ottenuta è interpolabile secondo una legge della potenza del tipo:

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (3)$$

I parametri J_c e n si deducono dal fitting dei dati sperimentali. In particolare, J_c come già detto è il valore in corrispondenza del quale il campo elettrico assume il valore critico convenzionale, mentre l'esponente n rappresenta la pendenza dei punti sperimentali in una scala doppio logaritmica. All'aumentare della temperatura e del campo applicato, si osserva una diminuzione della densità di corrente critica ed una minore pendenza della caratteristica con la rilevazione di un campo elettrico anche al di sotto di J_c .

2.2 Bulks HTS

I bulks sono superconduttori massicci, di forma solitamente cilindrica o rettangolare, con dimensioni che possono arrivare a diversi centimetri. A seconda del tipo di superconduttore ci sono varie tecniche per la loro produzione. I principali materiali superconduttori HTS sono i cosiddetti ossidi cuprati, ovvero materiali a base di ossigeno e rame ai quali appartengono l'YBCO e il BSCCO. L'YBCO, noto anche come YBCO-123 o semplicemente Y-123, è un composto formato da ittrio, bario, rame e ossigeno con la seguente composizione chimica $YBa_2Cu_3O_x$, dove il contenuto di ossigeno può essere regolato per variare le proprietà superconduttive. Più in generale si parla di REBCO (Rare Earth Barium Copper Oxide), ovvero composti dove al posto dell'ittrio è presente una terra rara. Il BSCCO invece è un composto a base di bismuto, stronzio, calcio, rame e ossigeno ed ha due forme principali $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ chiamato BSCCO-2212 oppure $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ noto come BSCCO-2223. Questi ossidi sono costituiti da piani conduttivi di rame e ossigeno lungo i quali si manifesta la superconduttività, noti come piani ab . Questi sono alternati da strati isolanti e impilati lungo l'asse perpendicolare ai piani, denominata asse c . Per avere delle buone proprietà superconduttive, e quindi un'elevata densità di corrente critica, durante la fabbricazione bisogna fare in modo che questi piani siano il più possibile allineati fra loro, come mostrato in Figura 14.

Di seguito vengono illustrate le principali tecniche di fabbricazione per l'YBCO, che è il materiale con cui era realizzato il bulk sul quale sono stati compiuti gli studi di magnetizzazione riportati in questo lavoro.

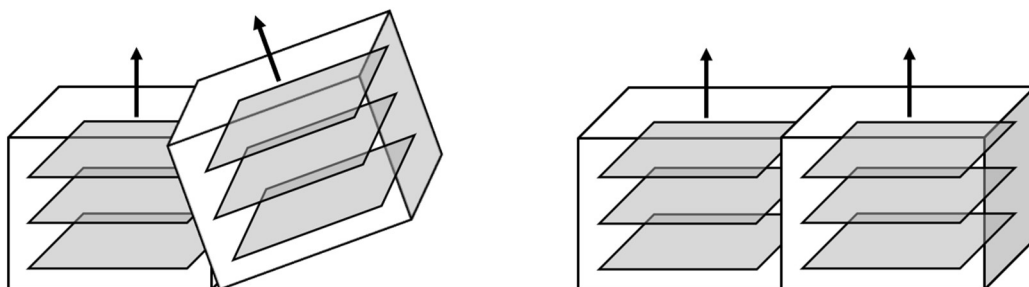
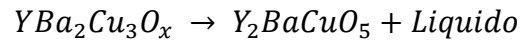


Figura 14. A sinistra due grani con orientazione casuale, a destra due grani aventi la medesima orientazione lungo l'asse c . I piani ab sono evidenziati in grigio.

2.2.1 Processi di fabbricazione di bulks in YBCO

In generale, la produzione mediante sinterizzazione porta ad avere grani orientati casualmente e poco connessi. Questo si traduce in una densità di corrente critica molto piccola, a causa della difficoltà che ha quest'ultima di fluire tra i bordi di grano che si comportano come giunzioni deboli. La tecnica principale di produzione dell'YBCO è la melt texturing, alla quale si sono aggiunte negli anni diverse varianti. In generale questa tecnica prevede il riscaldamento dell'YBCO al di sopra della sua temperatura perietetica, che in aria è di circa 1010°C , che ne comporta una fusione parziale risultando in una miscela di fase solida e liquida secondo la reazione:



dove il composto Y_2BaCuO_5 è non superconduttivo e viene solitamente indicato con Y-211, mentre la fase liquida è ricca di rame e bario. Quando questa reazione è completa, il composto viene raffreddato molto lentamente al fine di minimizzare il numero di nuclei di Y-123. Quando si forma un nucleo di Y-123, questo cresce rapidamente lungo il piano ab con l'orientazione desiderata (ovvero lungo l'asse c). Questa crescita necessita di un continuo rifornimento di ittrio, il quale proviene dalla dissoluzione delle particelle di Y-211 all'interfaccia del fronte di crescita dell'Y-123. Al termine di questo processo si ottiene quindi un composto avente grandi domini di Y-123 orientati lungo l'asse c separati da piccoli angoli di grano, con inclusione di una fase non superconduttiva composta da Y-211.

Il primo metodo introdotto è stato il Melt-Texture Growth (MTG). Questa tecnica consiste nella sinterizzazione di Y-123 all'interno di barre, che vengono poi scaldate a $1050 - 1200^{\circ}\text{C}$ per avere la fusione e la decomposizione dell'YBCO secondo la reazione vista sopra. Dopodiché i campioni vengono raffreddati fino a circa 900°C con un rateo di $12^{\circ}\text{C}/h$ in presenza di un gradiente di temperatura pari a $50^{\circ}\text{C}/cm$. Con questa tecnica si ottengono domini lunghi e stretti di Y-123 orientati lungo l'asse c e separati in alcuni punti da una fase non superconduttiva. Per diminuire la dimensione delle particelle di Y-211 incluse nel materiale e avere una distribuzione più omogenea, sono stati sviluppati due processi chiamati Termed Quench and Melt Growth (QMG) e Melt Powder Melt Growth

(MPMG). In questo caso la formazione di Y-211 e della fase liquida non viene prodotta per decomposizione dell'Y-123, ma tramite la reazione di Y_2O_3 con una fase liquida. Un confronto tra la tecnica MTG e MPMG è mostrato in Figura 15. È possibile usare anche una miscela di $Y_2O_3/BaCuO_2/CuO$ come reagenti procedendo in modo analogo, cioè riscaldando il composto sopra la sua temperatura perietetica e poi raffreddandolo molto lentamente. La tecnica che utilizza questi reagenti viene denominata Powder Melt Process (PMP). Al fine di ridurre in modo ancora più efficace la dimensione delle particelle di Y-211 è possibile aggiungere una piccola quantità di platino all'interno del composto. Questa tecnica è nota col nome di Platinum Doped Melt Growth (PDMG).

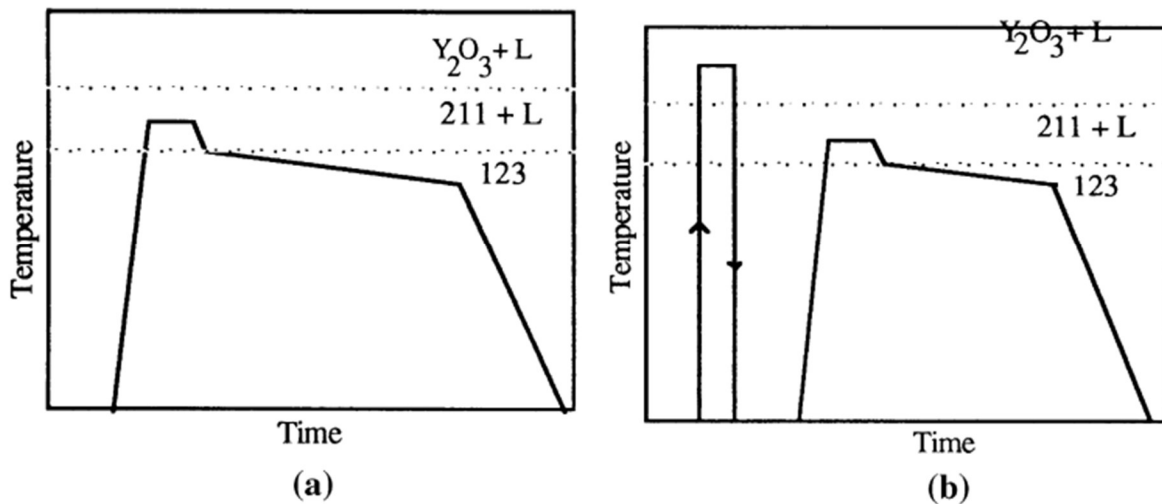


Figura 15. Grafico temperatura vs. tempo per processi di formazioni di YBCO: (a) Melt-Texture Growth, (b) Melt Powder Melt Growth [12]

Una tecnica che permette di controllare la nucleazione dell'Y-123 e la velocità di crescita, e quindi che permette di aumentare la dimensione dei domini di Y-123, è la directional solidification. Con questa tecnica è infatti possibile ottenere un ottimo allineamento dei piani superconduttivi lungo l'asse del campione, incrementando quindi la densità di corrente critica. Per ottenere ciò è necessario che vi sia un movimento relativo tra il materiale e la fornace all'interno della quale viene riscaldato. Inoltre, il gradiente di

temperatura presente all'interno della fornace consente la direzionalità della solidificazione.

Una più recente tecnica di fabbricazione divenuta predominante poiché consente di ottenere grandi domini di Y-123 aventi un'orientazione prestabilita, è la Seeded Growth. Questa tecnica consiste nell'utilizzo di un seme (una fase solida) avente l'orientazione che si vuole dare a tutto il materiale. Avendo una temperatura perietetica maggiore di quella dell'YBCO, questi semi rimangono in fase solida quando l'Y-123 viene parzialmente fuso. La crescita dell'Y-123 avviene all'interfaccia della fase solida composta dal seme e dall'Y-211, comportando che l'orientazione dell'Y-123 combaci con quella del seme. In Figura 16 sono mostrati alcuni campioni prodotti mediante l'utilizzo di questa tecnica, in cui è possibile vedere la presenza di uno o più semi. [12]

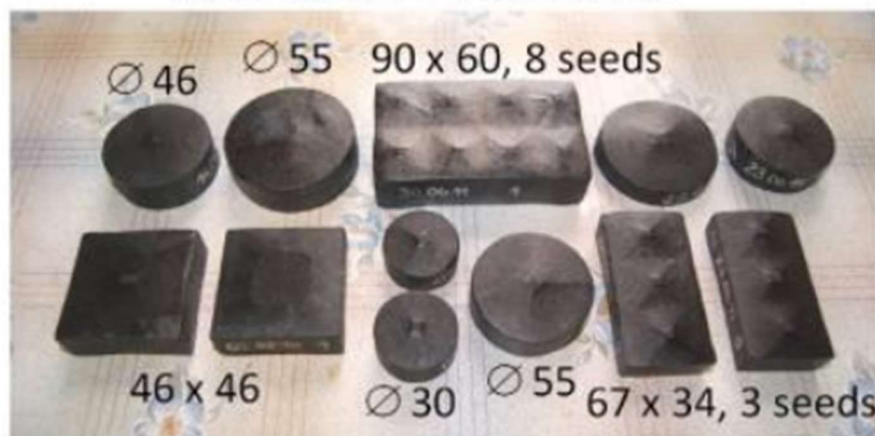


Figura 16. Campioni di bulks superconduttivi prodotti mediante Seeded Growth

2.3 Applicazioni dei bulks

I materiali superconduttori ad alta temperatura critica sotto forma di bulks possono essere utilizzati in svariate applicazioni pratiche, grazie anche alla loro compattezza. Di seguito ne vengono riportate alcune, riguardanti l'applicazione sotto forma di magneti permanenti.

2.3.1 Convertitori elettromeccanici

Le macchine rotanti che utilizzano materiali superconduttori ad alta temperatura critica stanno ricevendo un grande interesse. Infatti, grazie alla possibilità di avere un flusso magnetico più elevato rispetto ai materiali convenzionali, queste macchine hanno un più elevato rapporto coppia/potenza, risultando in macchine più compatte e leggere rispetto a quelle tradizionali. Inoltre, poiché l'impiego dei superconduttori porta a rimuovere tutte o alcune delle principali fonti di perdita, come le perdite per effetto Joule degli avvolgimenti o le perdite per isteresi o per correnti indotte nei materiali ferromagnetici, si ha un aumento dell'efficienza della macchina, tenendo in considerazione anche il sistema di raffreddamento. Ulteriori vantaggi dell'impiego dei superconduttori sono ad esempio un aumento della capacità di operare in sovraccarico, una maggiore stabilità ai transitori, un minore contenuto armonico. Questo ha portato allo sviluppo di numerosi progetti di macchine rotanti che utilizzano avvolgimenti superconduttivi, con potenze dell'ordine delle decine di MW. Rispetto agli avvolgimenti, i bulks possono intrappolare campi magnetici ancora più elevati in dimensioni ridotte, introducendo la possibilità di aumentare ulteriormente la densità di potenza. Questo è mostrato più chiaramente in Figura 17, dove sono messi a confronto un avvolgimento superconduttivo, in grado di produrre un campo magnetico di 1.5 T alla temperatura di 30 K , e un bulk avente lo stesso campo intrappolato alla temperatura dell'azoto liquido. Perciò utilizzando i bulks, la dimensione e il peso della macchina può essere ulteriormente ridotto. Inoltre, questi sono più stabili dal punto di vista della superconduttività rispetto dei nastri HTS. [13]

I materiali sotto forma di bulks possono essere utilizzati sia come magneti permanenti, grazie alla loro capacità di immagazzinare un campo magnetico elevato, sia come schermi.

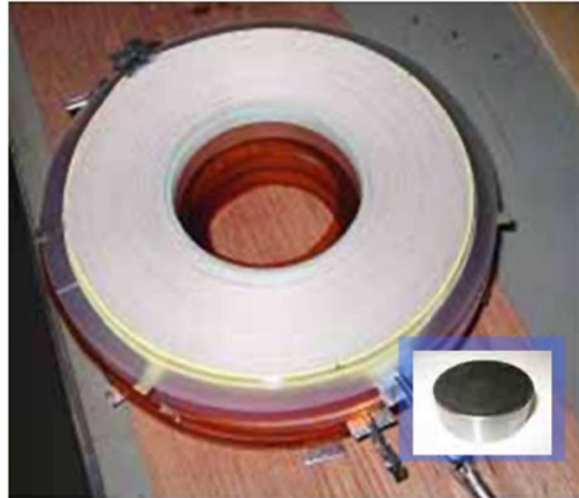


Figura 17. Un avvolgimento a doppio pancake in Bi – 2223 di diametro 160 mm, capace di generare un campo di 1.5 T a 30 K confrontato con un disco di GdBaCuO di diametro pari a 30 mm, con un campo intrappolato di 1.5 T alla temperatura dell'azoto liquido [13]

Nelle macchine a isteresi il bulk è utilizzato per formare il rotore e il principio di funzionamento si basa sulla penetrazione del flusso e la capacità di pinning, tipici dei superconduttori di tipo II. Nei motori a riluttanza il superconduttore viene utilizzato come materiale altamente diamagnetico all'interno del rotore, generando quindi un'anisotropia molto elevata rispetto a quella ottenibile mediante materiali tradizionali. [11]

I bulks magnetizzati possono invece essere utilizzati in tutte quelle macchine che utilizzano dei magneti permanenti, al posto di questi ultimi. Infatti, un bulk con un campo intrappolato al suo interno si può considerare approssimativamente equivalente ad un magnete permanente, avente però un'induzione di un ordine di grandezza maggiore e una distribuzione di campo differente. Uno dei primi motori di questo tipo è stato realizzato con dei bulks in GdBCO montati su un rotore posto tra due statori sui quali erano presenti degli avvolgimenti di rame, che servivano anche per la magnetizzazione dei bulks *in situ*. Questo sistema è mostrato schematicamente in Figura 18. La potenza ottenuta è stata di 10 kW. Successivamente con una configurazione a doppio rotore e triplo statore, è stata raggiunta una potenza di 16 kW. [14]

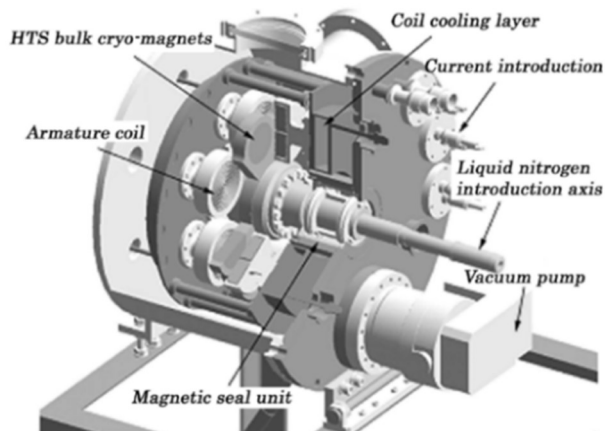


Figura 18. Illustrazione schematica di un motore che utilizza magneti permanenti HTS in $Gd - Ba - Cu - O$ [15]

2.3.2 Separatori magnetici

Solenoidi superconduttivi a bassa temperatura critica vengono già ampiamente utilizzati in separatori magnetici, ad esempio in ambito minerario o in impianti per la purificazione dell'acqua. L'efficacia di questi separatori si basa sia sull'avere un'elevata induzione magnetica sia sull'avere elevati gradienti di campo. Infatti, la forza esercitata sulle particelle che si vuole rimuovere è proporzionale ad entrambi questi fattori:

$$F \propto B \left(\frac{dB}{dr} \right) \quad (4)$$

Dal momento che la distribuzione di campo di grandi solenoidi è abbastanza uniforme, solitamente vengono inseriti dei fili di acciaio al suo interno per ottenere un sufficiente gradiente di campo.

I magneti permanenti HTS hanno naturalmente le caratteristiche necessarie per avere un'elevata forza di separazione avendo la possibilità di intrappolare un campo magnetico elevato con una distribuzione non uniforme; perciò, si prestano bene per poter essere utilizzati direttamente per la separazione magnetica. Anzi date le loro eccezionali proprietà magnetiche, potrebbero essere utilizzati anche per la separazione di particelle

debolmente paramagnetiche o diamagnetiche. Un ulteriore vantaggio nell'utilizzo di magneti permanenti superconduttivi invece di solenoidi, è che i primi sono sufficientemente piccoli per poter essere utilizzati in applicazioni mobili.

Un'applicazione già in commercio utilizza magneti permanenti formati da bulks HTS per la pulizia del filtro di un separatore magnetico del tipo a membrana per la purificazione dell'acqua. In questo separatore l'acqua inquinata viene trattata con coagulanti per aumentare la dimensione delle particelle inquinanti, in modo che vengano bloccate dal filtro. A queste vengono aggiunte anche delle particelle ferromagnetiche in modo che la separazione sia efficace per qualunque tipologia di sostanza inquinante. Questo sistema può rimuovere fino al 98% delle sostanze inquinanti presenti nell'acqua. In Figura 19 è mostrato un dettaglio dei magneti permanenti superconduttivi che rimuovono le particelle bloccate dal filtro. [16]

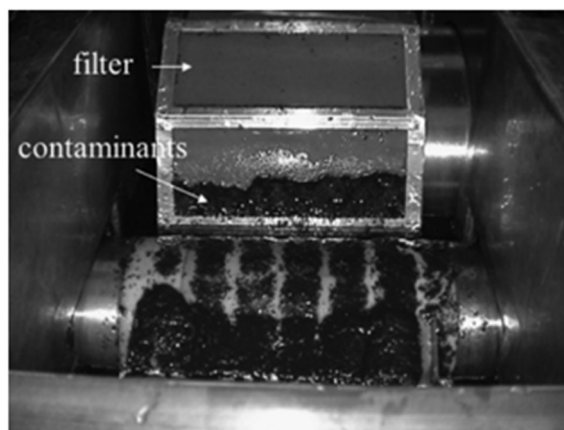


Figura 19. Rimozione dei contaminanti dal filtro grazie alla presenza di un forte campo magnetico in combinazione ad un elevato gradiente [16]

2.3.3 Magnetron sputtering

Il magnetron sputtering è largamente utilizzato per la deposizione di film sottili su un materiale bersaglio, il quale è bombardato mediante ioni generati in una scarica al plasma di tipo glow. Questi ioni sono costituiti da atomi del materiale che si vuole depositare sopra il bersaglio. Nel processo sono emessi dal bersaglio anche elettroni secondari, i quali sostengono la scarica al plasma. I magneti permanenti sono disposti in modo tale che un polo sia posizionato al centro del materiale su cui si vuole fare la deposizione, mentre l'altro è formato da un anello posizionato attorno al bersaglio. In questo modo si creano delle linee chiuse di flusso magnetico dal centro verso i bordi del materiale. In questo modo gli elettroni secondari sono confinati all'interno di queste linee a causa della forza di Lorentz. Usando dei bulks superconduttivi al posto dei magneti permanenti, è possibile ottenere un campo magnetico di un ordine di grandezza maggiore, traducendosi in una maggiore densità del plasma vicino al bersaglio e quindi in un più elevato tasso di deposizione. È inoltre possibile effettuare la deposizione su bersagli ferromagnetici. Infatti, affinché il bersaglio non assorba il campo magnetico prodotto dal magnete permanente posto sotto di esso, il campo prodotto deve essere maggiore del campo di saturazione del bersaglio. Avendo i magneti permanenti HTS un elevato campo magnetico, questo processo è possibile con un'elevata performance. In Figura 20 è mostrata un'illustrazione schematica di come può essere realizzato questo tipo di dispositivi. [16]

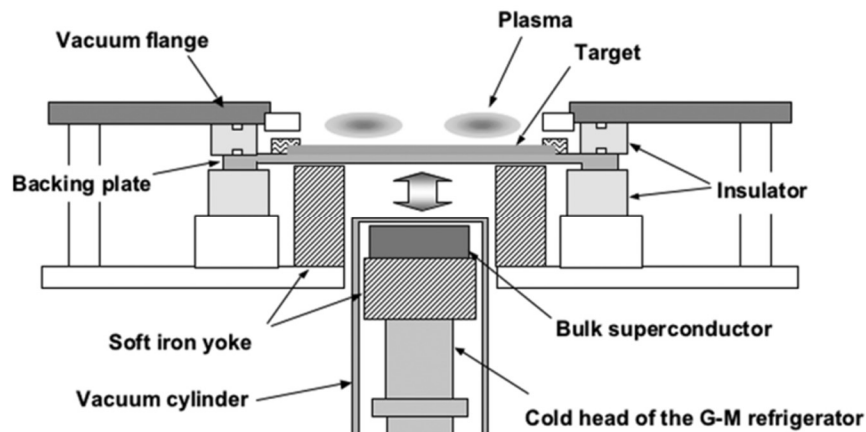


Figura 20. Illustrazione schematica di un dispositivo magnetron sputtering, dove sono presenti magneti permanenti HTS [16]

2.3.4 Cuscinetti superconduttivi (SMBs)

I cuscinetti magnetici superconduttivi realizzati utilizzando bulks HTS offrono diversi vantaggi rispetto ai cuscinetti tradizionali. Il vantaggio principale è che operano in modo intrinsecamente stabile; quindi, non necessitano di sensori e dispositivi elettronici di controllo. Nella configurazione più elementare questi cuscinetti consistono in un magnete permanente che levita al di sopra o è sospeso al di sotto di un bulk superconduttivo, in modo completamente stabile. La massima pressione magnetica che agisce tra due magneti è espressa come:

$$\frac{F_{max}}{A} = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (5)$$

dove A è l'area della faccia del magnete e B è la densità di flusso magnetico.

Utilizzando come magnete permanente un bulk HTS magnetizzato, è possibile ottenere un campo magnetico maggiore rispetto ad un magnete permanente convenzionale. In Figura 21 è mostrato un confronto tra la forza di levitazione che agisce in un sistema composto da un magnete permanente convenzionale e un bulk di YBCO e quella che agisce in un sistema dove il magnete permanente è sostituito da un magnete superconduttivo HTS. Come si può vedere con la seconda configurazione si possono ottenere cuscinetti magnetici aventi una più alta pressione magnetica.

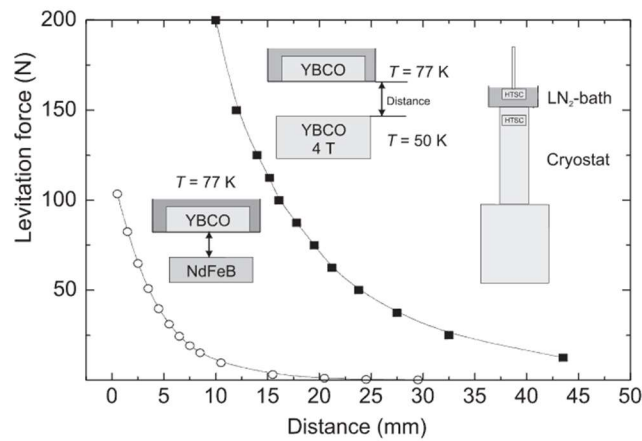


Figura 21. Confronto della forza di levitazione tra sistemi con magneti permanenti tradizionali (pallini bianchi) e sistemi con magneti permanenti HTS (quadrati neri) [11]

I cuscinetti magnetici superconduttivi possono essere utilizzati per sostenere il guscio più interno di un serbatoio criogenico. Infatti, un serbatoio di questo tipo è costituito da un involucro interno isolato termicamente dall'involucro esterno mediante un'intercapedine in cui viene fatto il vuoto e uno schermo multistrato che riflette le radiazioni. Sostituendo la struttura di supporto che sostiene il serbatoio più interno, si elimina la maggiore fonte di ingresso di calore indesiderato all'interno del serbatoio, riducendo drasticamente le perdite per evaporazione.

Cuscinetti SMBs cilindrici possono essere utilizzati in applicazioni dove si hanno assi rotanti ad elevata velocità, come macchine rotanti normali o superconduttive. Questi cuscinetti possono avere una configurazione planare, cilindrica o conica, come mostrato in Figura 22. Dal momento che la rigidità assiale è maggiore di quella radiale, è preferibile utilizzare assi disposti verticalmente. [11]

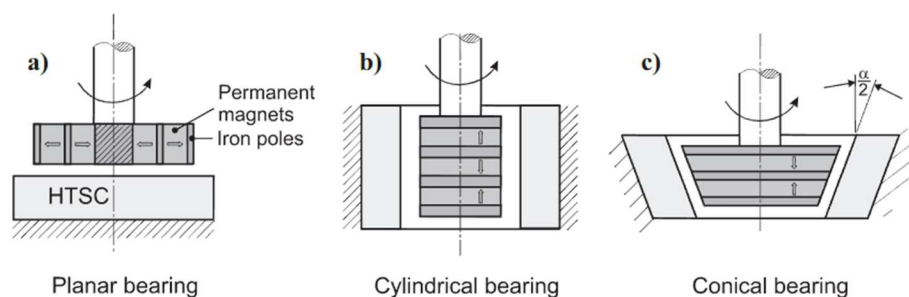


Figura 22. Tipologie principali di cuscinetti magnetici superconduttivi per applicazioni rotanti [11]

Un'altra applicazione riguarda i volani per l'accumulo di energia. Volani con cuscinetti tradizionali hanno delle perdite dell'ordine del 1% all'ora. Utilizzando cuscinetti con bulk HTS si ottengono delle perdite mille volte più basse ogni ora. Considerando anche la parte di energia che viene prelevata dal volano per alimentare il sistema di refrigerazione dei cuscinetti superconduttivi, si ottengono delle perdite pari allo 0.1%. Questi sistemi hanno delle buone potenzialità per essere usati come sistemi di accumulo diurno distribuito con un'efficienza del 90%, accumulando energia nelle ore notturne e fornendola di giorno quando la richiesta è maggiore e fornendo maggiore robustezza alla rete elettrica. [16]

3. METODI DI MAGNETIZZAZIONE DI BULK HTS

Nel 1965 fu dimostrata la capacità di un bulk superconduttivo in Nb_3Sn di intrappolare al suo interno un campo magnetico di 2.7 Tesla alla temperatura di 1.5 Kelvin . Tuttavia, questa capacità di intrappolare un campo magnetico nei superconduttori a bassa temperatura critica è limitata da instabilità di tipo termomagnetico, dovute all'insorgere del regime di flux jumps quando il campo applicato supera un certo valore, che provoca il movimento dei flussoni, e quindi una dissipazione accompagnata dal riscaldamento del materiale. Si è visto che in condizioni adiabatiche, il valore di campo al quale insorge il flux jump decresce insieme al calore specifico. Siccome il calore specifico dei superconduttori è molto basso alla temperatura dell'elio liquido, le instabilità termomagnetiche sono molto pronunciate per magneti a campo intrappolato di tipo LTS. La possibilità di lavorare a temperature più alte con materiali ad alta temperatura critica, porta ad avere un calore specifico più elevato che consente di estrarre più facilmente il calore generato all'interno del superconduttore. Per bulks HTS le instabilità termomagnetiche non hanno alcun effetto, almeno per temperature superiori a 20 K . I limiti della magnetizzazione di un bulk di YBCO sono mostrati in Figura 23. La figura a) mostra il caso di pinning debole in cui il campo intrappolato aumenta col diminuire della temperatura. Al di sotto di 20 K le instabilità termomagnetiche diventano predominanti. La figura b) mostra il caso di pinning forte in cui il campo intrappolato tra 20 e 40 K è limitato dalle proprietà meccaniche del bulk, mentre al di sotto di 20 K sono predominanti le instabilità di tipo termomagnetico. [11]

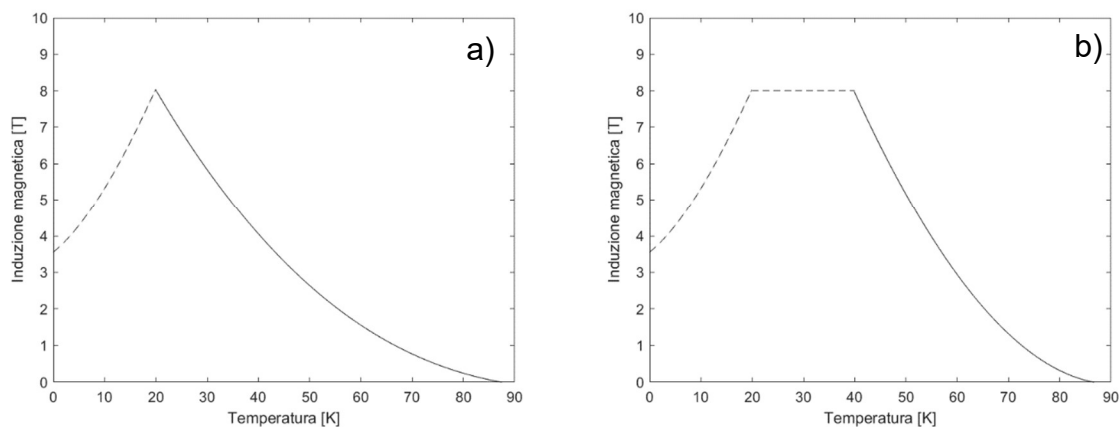


Figura 23. Limitazione del campo intrappolato per materiale con pinning debole (a) e pinning forte (b)

3.1 Cracking

Il campo che può essere intrappolato all'interno del bulk è limitato anche dalle proprietà meccaniche del materiale. Si può infatti verificare la rottura (cracking) del bulk a causa dell'elevata tensione di trazione che si verifica durante e dopo il processo di magnetizzazione. Per un bulk di forma cilindrica con magnetizzazione rivolta lungo l'asse del cilindro, il campo ideale al centro della faccia del cilindro risulta:

$$B_0 = \frac{B_p}{2} \frac{t}{R} \ln \frac{R + \sqrt{R^2 + t^2}}{t} \quad (6)$$

dove R è il raggio del cilindro, t lo spessore e $B_p = \mu_0 J_c R$ è il campo di penetrazione secondo il modello di Bean. La formula mostra che il campo intrappolato non è proporzionale solamente alla densità di corrente critica ma anche al raggio del campione, proprietà che li rende particolarmente interessanti rispetto ai magneti permanenti convenzionali. Siccome il profilo di campo intrappolato all'interno del superconduttore mostra un elevato gradiente dal centro del magnete verso l'esterno, come mostrato in Figura 24a, si genera uno stress di trazione dovuto alla presenza dei centri di pinning. Il modulo di questa tensione per un bulk di forma cilindrica è espresso da:

$$\sigma \approx \frac{B_p^2}{2\mu_0} \approx \frac{(2B_0)^2}{2\mu_0} \quad (7)$$

Dall'equazione segue che per $B_0 = 3 \text{ T}$ la tensione all'interno del superconduttore è circa pari a $20 - 30 \text{ MPa}$, un valore prossimo alla tensione massima ammessa dai bulks superconduttivi prodotti mediante fusione. Infatti, questi non sono molto compatti ma contengono micro-pori, giunzioni e microfratture lungo i piani ab a causa della differenza fra i coefficienti di espansione dei materiali di cui sono composti, come la matrice Y-123 e la fase non superconduttiva Y-211 all'interno dell'YBCO.

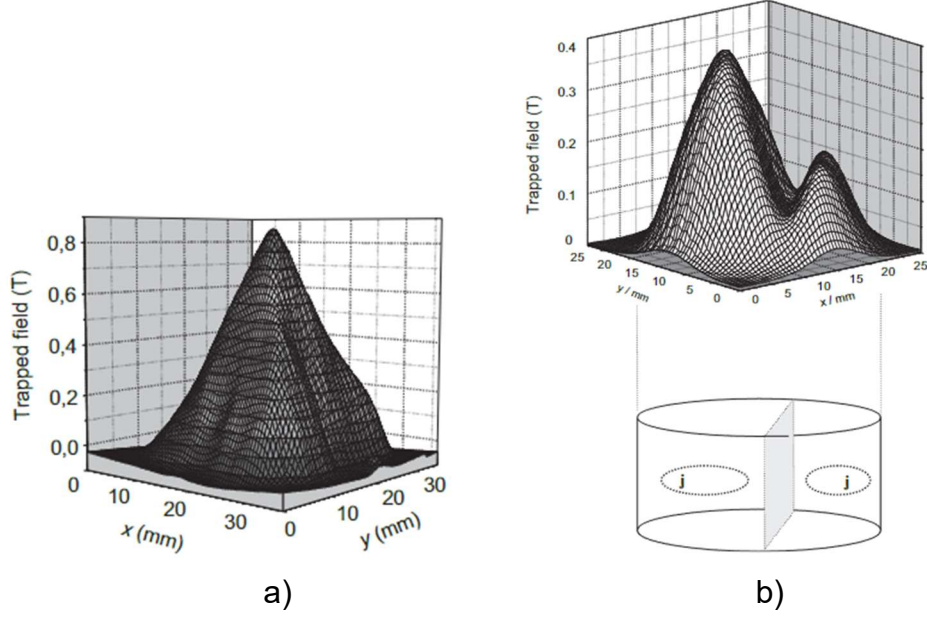


Figura 24. Distribuzione tipica del campo intrappolato a 77 K al di sopra di un campione di YBCO di diametro pari a 25 mm (a), profilo di campo di un campione di YBCO diviso a metà da una crepa (b) [11]

Per comprendere il meccanismo di rottura ci si può basare su una considerazione energetica, comparando l'energia necessaria per generare una nuova superficie libera mediante la propagazione della frattura e il guadagno energetico che si ottiene dal rilassamento dello stress meccanico nella regione dove questa si è aperta. Il criterio di rottura, espresso come valore di soglia della tensione, si ottiene quando l'energia totale viene abbassata dalla propagazione della frattura:

$$\sigma_{th} = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi D}} \quad (8)$$

dove γ è l'energia specifica superficiale, E è il modulo di Young e D è la dimensione della frattura iniziale. Quindi la presenza di fratture iniziali di grande dimensione lungo i piani ab riduce ovviamente la resistenza meccanica del materiale. Un esempio di come varia il profilo di campo a seguito di una rottura del bulk è mostrato in Figura 24b. Come si può vedere il dominio superconduttivo iniziale viene suddiviso dalla frattura in due sottodomini

isolati elettricamente, all'interno dei quali scorrono le supercorrenti. Per aumentare la resistenza è possibile adottare diverse soluzioni come dopare il materiale con delle particelle di Ag , oppure impregnarlo con resina o rivestire il bulk esternamente con un involucro in acciaio come mostrato in Figura 25. [17]

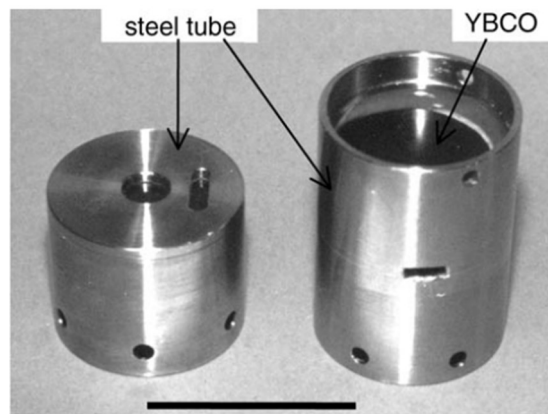


Figura 25. Tubo di acciaio inox contenete un bulk di YBCO (a sinistra), tubo di acciaio inox contenente due dischi separati di YBCO (a destra). [11]

3.2 Curva di magnetizzazione

La magnetizzazione viene definita come:

$$\mathbf{M} = \mu_0 \mathbf{H}_a - \langle \mathbf{B} \rangle \quad (9)$$

dove H_a è il campo esterno applicato e $\langle B \rangle$ è l'induzione media all'interno del bulk. Nello stato Meissner, cioè se il campo esterno è minore del campo critico inferiore, le supercorrenti superficiali schermano completamente il campo esterno, prevenendone la penetrazione. In questo caso quindi all'interno del campione non si ha alcuna induzione magnetica, se non in uno strato superficiale di dimensione pari alla profondità di penetrazione λ . Quando invece il campo applicato supera il campo critico inferiore, ovvero quando il superconduttore si trova nello stato misto, questo penetra all'interno sotto forma di flussoni come illustrato nel capitolo 2. La dipendenza della magnetizzazione dal campo magnetico di un superconduttore di tipo II privo di difetti è reversibile, ovvero rimuovendo il campo esterno non è presente alcun flusso intrappolato all'interno del materiale. La dipendenza $M(H)$ diventa altamente irreversibile se il superconduttore presenta dei difetti come dislocazioni, inclusione di particelle non superconduttive ecc., le quali come già detto agiscono come centri di pinning dove il flusso resta intrappolato. Per un campo esterno prossimo al campo critico inferiore, i flussoni sono disposti sulla superficie e non riescono a penetrare liberamente all'interno del materiale a causa della forza di pinning. Infatti, questa forza bilancia la forza di Lorentz che agisce sui flussoni a causa del loro gradiente di densità:

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \cdot (\nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}) \quad (10)$$

Considerando un caso monodimensionale risulta evidente come questa forza sia dipendente dal gradiente di campo all'interno del superconduttore, il quale può essere espresso come:

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = -j_y \quad (11)$$

Quindi non si ha movimento dei flussoni fintantoché la forza di Lorentz eguaglia la forza di pinning in ogni punto:

$$F_p = j_c B = \frac{dH}{dx} B \quad (12)$$

In accordo col modello dello stato critico di Bean, il gradiente del campo magnetico all'interno del materiale è massimo (e pari a j_c) nelle regioni dove il campo esterno è penetrato, mentre è nullo in tutte le altre regioni. È possibile considerare anche la dipendenza della densità di corrente critica dal campo magnetico, inserendo all'interno delle equazioni tale dipendenza.

La Figura 26 mostra la curva di magnetizzazione tipica di un superconduttore di tipo II. Per un campo esterno applicato $H_a > H_{c1}$, questo comincia a penetrare all'interno del superconduttore. Quando si raggiunge il campo di penetrazione H_p , il campo raggiunge il centro del materiale. Come si può vedere in questo tratto la curva devia molto poco dalla linea rettilinea tipica di un materiale perfettamente diamagnetico, dimostrando la grande efficacia di schermo delle supercorrenti. Per campi $H_a > H_p$, il modello di Bean fornirebbe una magnetizzazione costante $M = -1/2 \mu_0 H_p$, mentre in figura si vede che la magnetizzazione decresce a causa della riduzione della densità di corrente critica all'aumentare del campo magnetico. La magnetizzazione si annulla quando $H_a > H_{irr}$, dove H_{irr} è il campo di irreversibilità, il quale è inferiore al campo critico superiore. In figura il campo esterno comincia a diminuire prima di raggiungere il campo di irreversibilità. La magnetizzazione diventa ora positiva poiché il campo è intrappolato all'interno del superconduttore a causa della forza di pinning e cresce fino a quando il campo applicato viene annullato. Dopodiché il ciclo si ripete specchiato per valori negativi del campo applicato.

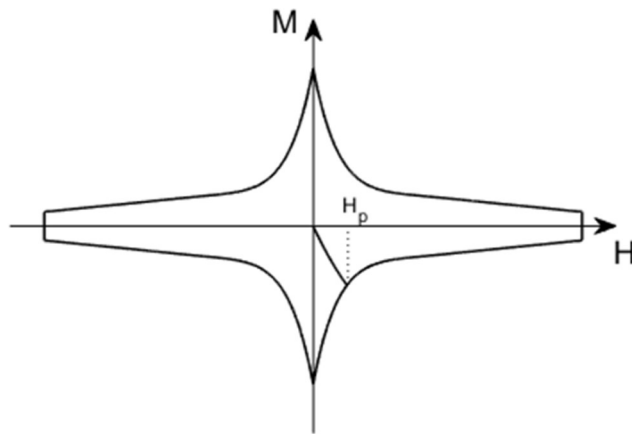


Figura 26. Curva di magnetizzazione tipica di un superconduttore di tipo II

3.3 Field Cooling (FC) e Zero-Field Cooling (ZFC)

Le tecniche principali di magnetizzazione di un bulk superconduttivo attuali sono tre: field cooling, zero-field cooling e pulsed field.

La tecnica field-cooling consiste nel raffreddare il campione in presenza in un campo esterno. Si assuma che il superconduttore sia nello stato critico in accordo col modello di Bean e che la dipendenza del campo dalla densità di corrente possa essere trascurata. Applicando un campo inferiore al campo di penetrazione H_0 , si osserva che il campo nella parte centrale del superconduttore resta costante dopo la rimozione del campo esterno. Si ottiene così una distribuzione di campo di tipo trapezoidale, come mostrato in Figura 27a. Applicando invece un campo maggiore del campo di penetrazione si ottiene un profilo di campo triangolare, dovuto al fatto che ora le supercorrenti di schermo circolano nell'intero volume del superconduttore. Il campo massimo al centro del bulk è pari al campo di penetrazione, come mostrato in Figura 27b, e il gradiente di campo è proporzionale alla densità di corrente critica. I profili di campo misurati nella realtà hanno

una forma più curva, come visibile in Figura 24, a causa della dipendenza della densità di corrente critica dal campo magnetico.

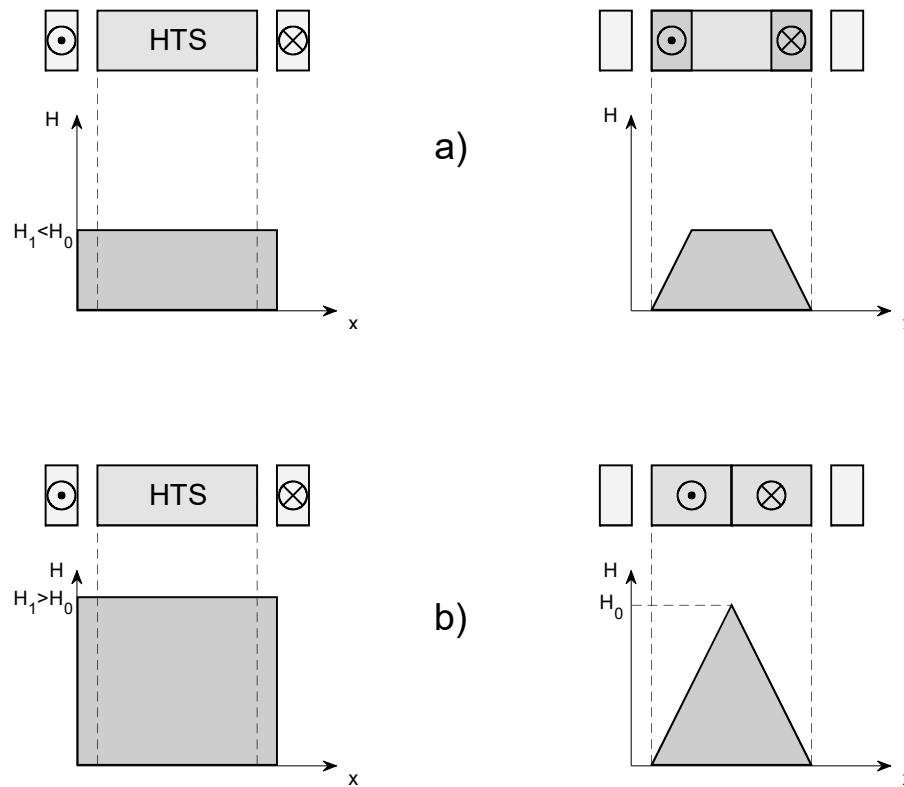


Figura 27. In figura a) un campo inferiore al campo di penetrazione è applicato prima di raffreddare il superconduttore, in b) il campo applicato è maggiore al campo di penetrazione.

Nel caso invece di zero-field cooling viene prima raffreddato il superconduttore e solo successivamente viene applicato il campo magnetizzante. Quando viene applicato, il campo esterno inizia a penetrare all'interno del materiale, decrescendo con un gradiente costante dipendente dalla densità di corrente critica. Togliendo il campo esterno prima che raggiunga un valore tale da penetrare fino al centro del campione, si ottiene la distribuzione mostrata in Figura 28a. Questa mostra il tipico profilo triangolare, situato però nella regione più esterna del bulk. Applicando invece un campo pari al doppio del campo di penetrazione, questo penetra completamente all'interno del materiale. Una volta

rimosso si ottiene la classica distribuzione triangolare di campo intrappolato con il massimo al centro del bulk pari al campo di penetrazione, come mostrato in Figura 28b. Quindi a parità di campo massimo intrappolato, con questo metodo è necessario applicare un campo pari ad almeno il doppio di quello intrappolato. Inoltre, il profilo di campo che si ottiene è sempre di tipo triangolare, a differenza di quello ottenuto mediante field cooling che può essere sia triangolare che trapezoidale. [11]

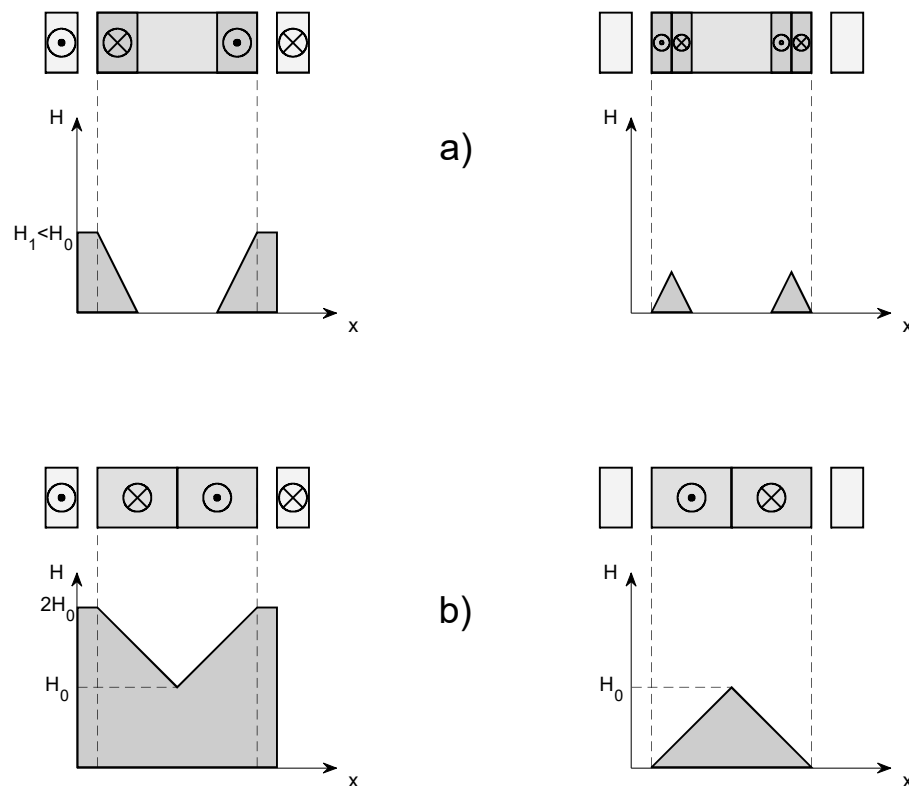


Figura 28. In a) il campo applicato dopo aver raffreddato il superconduttore è inferiore al campo di penetrazione, in b) il campo applicato è pari a due volte il campo di penetrazione

Affinché un bulk HTS possa essere effettivamente utilizzato come magnete permanente all'interno di diverse applicazioni, come ad esempio in una macchina rotante a magneti permanenti, è necessario che questi vengano magnetizzati *in situ*. Ovvero devono essere magnetizzati quando sono già montati all'interno della macchina. Come visto per poter magnetizzare un superconduttore è necessario applicare un campo molto elevato, pari

ad almeno il campo che si vuole intrappolare al suo interno. Questi campi si possono ottenere mediante dei magneti costituiti da avvolgimenti di nastri superconduttivi, i quali sono molto ingombranti e costosi. Inoltre, trasportare un magnete di questo tipo è molto complicato. Quindi per avere una magnetizzazione *in situ* mediante FC o ZFC è necessario prevedere l'installazione anche di questo tipo di magneti nel sito dove dovrà operare la macchina. Anche perché potrebbe capitare che durante il funzionamento la temperatura superi quella critica del superconduttore e sarebbe quindi necessario magnetizzare nuovamente il bulk. Tutto questo sistema diventa molto complicato e costoso. D'altra parte, una magnetizzazione *ex situ* dove il materiale viene magnetizzato prima di essere montato all'interno dell'applicazione nella quale deve operare è impensabile. Infatti, questo comporterebbe un trasporto e un montaggio del bulk magnetizzato in un ambiente criogenico, che richiederebbe una complessità non giustificabile. Inoltre, risulterebbe impossibile magnetizzare nuovamente il materiale se questo dovesse perdere le sue proprietà superconduttive durante il funzionamento.

3.4 Pulsed Field (PFM)

Per poter superare questo problema è possibile realizzare elevati campi mediante l'utilizzo di magneti a campo pulsato, che sono dispositivi più compatti, semplici e trasportabili. Questi possono essere utilizzati per la magnetizzazione di un bulk superconduttivo, tecnica nota come pulsed-field magnetization (PFM). Tuttavia, un problema molto importante di questa tecnica è l'elevato riscaldamento del materiale durante la magnetizzazione. Infatti, il rapido movimento del flusso che penetra all'interno del superconduttore genera dei campi elettrici nello strato superficiale, i quali sono paralleli alle supercorrenti. Questo comporta delle perdite locali, date da $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}$, che riscaldano il superconduttore. Perciò nello strato esterno la densità di corrente critica si riduce a causa dell'aumento di temperatura, traducendosi in una riduzione del campo intrappolato rispetto alle due tecniche precedenti. A parità di campo, più il tempo di salita dell'impulso è breve meno la regione calda esterna del bulk contribuisce al campo

intrappolato e quindi minore è il campo totale intrappolato all'interno del campione. È stato dimostrato che il riscaldamento del superconduttore può essere ridotto molto e quasi annullato applicando degli impulsi di campo con un tempo di salita abbastanza lungo. È possibile anche intrappolare dei campi magnetici superiori utilizzando una serie di impulsi, tecnica IMRA, eventualmente intervallati da step di raffreddamento, tecnica MPSC. Perciò questa tecnica consente una magnetizzazione *in situ* del bulk, più semplice ed economica, a discapito però delle massime prestazioni magnetiche ottenibili dal materiale. In Figura 29 è mostrato un confronto di profilo di temperatura e di campo intrappolato in un disco di YBCO magnetizzato con tecnica pulsed field, utilizzando due impulsi di durata differente, pari a 7.3 ms e 7.3 s. [11]

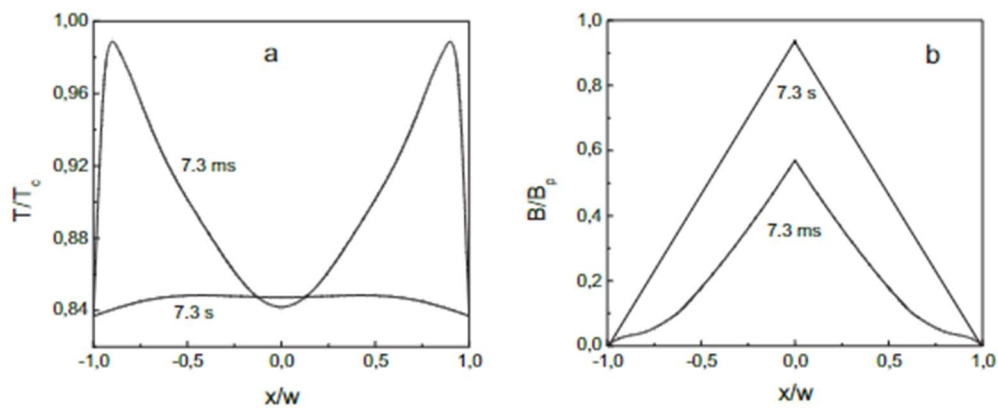


Figura 29. Temperatura (a) e densità di flusso (b) per un campione di spessore $2w$ dopo aver applicato un campo magnetico pulsato di intensità $2B_p$ per due tempi di salita differenti [11]

4. MAGNETIZZAZIONE DI BULKS MEDIANTE TECNOLOGIA FLUX PUMP

Questo lavoro si basa sullo studio della fattibilità di una nuova tecnica di magnetizzazione di un bulk superconduttivo HTS, basata sull'idea di flux pump utilizzata per i nastri superconduttivi descritta nel capitolo 1. L'idea è quello di verificare se facendo passare attorno al bulk in modo periodico uno o più magneti permanenti tradizionali, questo è in grado di immagazzinare ad ogni passaggio una certa quantità di flusso, anche piccola, che si vada a sommare alla precedente in modo da ottenere alla fine del processo una magnetizzazione rilevante. I vantaggi di questa tecnica sono la semplicità, la compattezza e la trasportabilità del sistema di magnetizzazione, grazie al fatto di richiedere l'utilizzo di campi relativamente bassi raggiungibili con magneti tradizionali.

4.1 Caso di studio e obiettivi

Il campione utilizzato nelle simulazioni è un bulk di *YBCO* a singolo grano, prodotto mediante tecnica top-seeded melt growth (TSMG), tecnica analoga a quella descritta nel paragrafo 2.2.1. Il bulk, fabbricato dal Bulk Superconductor Group di Cambridge, è un cilindro con un diametro pari a 25.2 mm e un'altezza di 18 mm , con una temperatura critica di circa 90 K . La densità di corrente critica alla temperatura di 75 K e con un campo applicato di 0 T è pari a $1.89 \cdot 10^8\text{ A/m}^2$, mentre alla temperatura di 30 K è di $10.95 \cdot 10^8\text{ A/m}^2$. Applicando un campo di 0.6 T le correnti critiche alle due temperature diventano pari a $1.35 \cdot 10^8\text{ A/m}^2$ e $8.25 \cdot 10^8\text{ A/m}^2$, rispettivamente. È possibile calcolare il campo che può potenzialmente intrappolare il bulk alle due diverse temperature utilizzando i valori di densità di corrente critica. In Tabella 1 vengono riportati i valori di densità di corrente critica e campo che può essere idealmente intrappolato all'interno del bulk alla temperatura di 75 K e di 30 K . I valori di campo riportati sono relativi ad una distribuzione di corrente ideale all'interno del bulk, ovvero una corrente che scorre con direzione perfettamente azimutale attorno all'asse del cilindro.

Tabella 1. Valori di densità di corrente critica ed induzione massima che è possibile intrappolare all'interno del bulk

T [K]	J_c [A/m ²]	B_x [T]	B_y [T]	B_z [T]
30	$10.95 \cdot 10^8$	$1.23 \cdot 10^{-2}$	$-5.21 \cdot 10^{-2}$	5.76
75	$1.89 \cdot 10^8$	$2.13 \cdot 10^{-3}$	$-8.99 \cdot 10^{-3}$	0.99

4.2 Modello numerico

In questo paragrafo viene presentato il modello numerico utilizzato per lo studio della fattibilità della nuova tecnica di magnetizzazione del bulk superconduttivo.

4.2.1 modello matematico

La densità di corrente che circola nel volume τ_c del bulk è solenoidale, cioè soddisfa la condizione $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$.

Anche il vettore induzione magnetica è un vettore a divergenza nulla $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, perciò può sempre essere espresso come rotore di un potenziale vettore magnetico:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (13)$$

Siccome qualunque altra funzione vettoriale ottenuta da $\mathbf{A}$ aggiungendo il gradiente di una funzione scalare porta allo stesso campo di induzione magnetica $\mathbf{B}$, si sceglie arbitrariamente il potenziale vettore assegnando la sua divergenza. Scegliendo quindi quello a divergenza nulla $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, si ottiene la seguente equazione di Poisson:

$$-\nabla^2 \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (14)$$

Risolvendo l'equazione di Poisson si ottiene la seguente espressione per il vettore potenziale magnetico:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V_\infty} \frac{\mathbf{J}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV \quad (15)$$

dove l'integrale è calcolato su tutto lo spazio.

Considerando la legge di Faraday in forma locale:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (16)$$

e introducendo il vettore potenziale magnetico, si può scrivere scambiando gli operatori rotore e derivata temporale:

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (17)$$

Essendo una quantità a rotore nullo, questa può essere espressa come gradiente di un potenziale scalare, chiamato potenziale elettrico, ottenendo la cosiddetta formulazione $\mathbf{A} - \varphi$ della magnetostatica:

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (18)$$

Il vettore potenziale magnetico è costituito da due termini:

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}^J + \mathbf{A}^{ext} \quad (19)$$

Il primo dovuto alle correnti che circolano all'interno del dominio considerato, il secondo dovuto alle sorgenti esterne (nel nostro caso i magneti permanenti che ruotano attorno al bulk superconduttivo). [18]

Introducendo la legge di legame materiale tra campo elettrico e densità di corrente $\mathbf{E} = \rho \mathbf{J}$, dove la resistività (considerata isotropa) nel caso di un superconduttore è data da:

$$\rho = \frac{E_c}{J_c} \left(\frac{J}{J_c} \right)^{n-1} \quad (20)$$

dove E_c è il campo critico HTS e J_c è la densità di corrente critica, si ottiene:

$$\rho \mathbf{J} = -\frac{\partial \mathbf{A}^J}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{A}^{ext}}{\partial t} - \nabla \varphi \quad (21)$$

con la seguente condizione al contorno su tutta la superficie del volume:

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (22)$$

Più in generale la superconduttività di un bulk superconduttivo è anisotropa e se ne può tenere conto introducendo un tensore di resistività dato da:

$$\bar{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{ab} & & \\ & \rho_{ab} & \\ & & \rho_c \end{pmatrix} = \rho_{ab} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & \nu \end{pmatrix} \quad (23)$$

dove ρ_{ab} e ρ_c sono le resistività equivalenti nel piano ab e lungo l'asse c , rispettivamente, e ν è il rapporto tra le resistività ρ_c/ρ_{ab} . La resistività nel piano ab è espressa mediante l'equazione (NUM). Diversi lavori attribuiscono al rapporto ν un valore pari a 3. [19] [20] [21]

4.2.2 Modello agli elementi finiti

Il dominio di interesse, in questo caso il volume del bulk, è suddiviso in N_E tetraedri. Al fine di avere una visualizzazione più semplice, supponiamo di avere un parallelepipedo suddiviso in quadrati. È possibile definire un grafo costituito dai centri dei volumetti cubici, che chiameremo nodi, e collegati tramite i rami che attraversano la faccia condivisa tra due elementi adiacenti. Il grafo è costituito da N_E nodi (numero di elementi cubici in cui è suddiviso il volume) e N_{FI} rami (numero di facce interne). È quindi possibile introdurre una suddivisione in albero e coalbero. In questo modo si ottiene un insieme di loop fondamentali, ognuno associato ad un singolo ramo di coalbero. Ogni loop identifica anche un loop di volume costituito dall'insieme dei volumetti cubici a cui appartengono i nodi considerati, in cui ognuno è adiacente ad altri due volumetti. Questa suddivisione è mostrata in Figura 30.

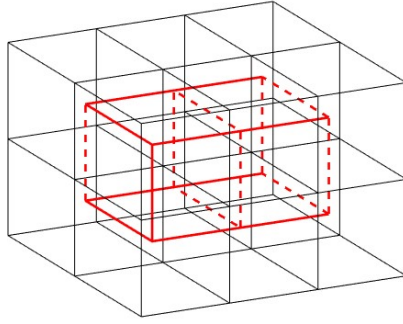


Figura 30. Esempio di suddivisione in albero (linea rossa continua) e coalbero (linea rossa tratteggiata) dei rami del grafo di un dominio rettangolare

La corrente che scorre in un loop può essere diversa da zero solo su due facce di ogni volumetto, sulle altre è nulla. Per esprimere questo si introduce una funzione di forma del loop considerando che la corrente I_k^l che scorre attraverso la faccia associata al ramo di coalbero, circoli attraverso tutto il loop. Quindi per qualunque altra faccia dei volumetti che appartengono al loop, la corrente può essere $+I_k^l$, se il ramo corrispondente appartiene al loop ed è orientato in maniera concorde, $-I_k^l$, se il ramo corrispondente appartiene al loop ed è orientato in maniera discorde, 0 se il ramo corrispondente non appartiene al

loop. Quindi la densità di corrente J_{hk}^l dell'elemento h-esimo appartenente al loop k-esimo può essere espressa come:

$$J_{hk}^l = I_k^l \sum_{i=1}^{f_h-1} \delta_i (s_i \pm s_{fh}) \quad (24)$$

dove δ_i può essere $+1, -1$ o 0 e s_i è la funzione di forma della faccia i-esima dell'elemento h-esimo.

Quindi la densità di corrente del loop k-esimo può essere espressa come:

$$J_k^l = I_k^l U_k^l \quad (25)$$

dove U_k^l è la funzione di forma definita come:

$$U_k^l = \sum_{i=1}^{f_h-1} \delta_i (s_i \pm s_{fh}) \quad (26)$$

Il flusso della funzione di forma del loop attraverso qualunque sezione trasversale al loop è pari a uno, cioè è un vettore a divergenza nulla:

$$\nabla \cdot U_k^l = 0 \quad (27)$$

Inoltre, siccome per costruzione sono considerate solo catene chiuse di elementi, U_k^l è tangente al contorno del volume del loop, e quindi è tangente all'intero dominio considerato:

$$U_k^l \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (28)$$

La densità di corrente di loop non ha un significato fisico ma è un artefatto matematico che serve per poter ricostruire una distribuzione di densità di corrente reale.

Per fare questo, consideriamo la superficie chiusa associata ad un taglio fondamentale del grafo secondario. Questa superficie è costituita dalle facce associate ai rami coinvolti nel taglio. Possiamo esprimere la corrente della faccia associata all'unico ramo di albero coinvolto nel taglio come funzione delle correnti delle facce associate ai rami di coalbero coinvolti nel taglio, in accordo con la legge di Kirchhoff delle correnti. Da questo segue che le correnti di loop (le correnti dei rami di coalbero) sono il massimo insieme di correnti indipendenti della discretizzazione. La corrente di qualunque faccia può quindi essere espressa come:

$$I_h = \sum_{k=1}^{N_{loops}} l_{hk} I_k^l \quad (29)$$

dove I_h è la corrente della faccia h-esima, I_k^l è la corrente del loop k-esimo e l_{hk} è l'elemento h,k della trasposta della matrice dei loop fondamentali.

La densità di corrente (reale) dell'elemento può essere espressa come:

$$J_h = \sum_{i=1}^{f_h-1} I_i (S_i \pm S_{fh}) \quad (30)$$

dove S_i è la funzione di forma della faccia i-esima dell'elemento h-esimo e I_i è la corrente attraverso di esso. Si ottiene quindi che la densità di corrente in qualunque punto $\mathbf{r}$ del dominio può essere scritta come:

$$J(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^{N_{loops}} I_k^l \mathbf{u}_k^l(\mathbf{r}) \quad (31)$$

Cioè la densità di corrente totale è data dalla sovrapposizione delle densità di corrente di loop che passano attraverso il punto considerato.

Una soluzione in forma debole è data dal metodo dei residui pesati:

$$\int_{\tau_c} \mathbf{W} \cdot \left(\rho \mathbf{J} + \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau_c} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}')}{\mathbf{r} - \mathbf{r}'} d\tau + \frac{\partial \mathbf{A}^{ext}}{\partial t} + \nabla \varphi \right) dV = 0 \quad (32)$$

Sostituendo la densità di corrente appena trovata si introduce un insieme di N_{loops} variabili indipendenti, ovvero le correnti di loop. Assumendo come funzioni peso $\mathbf{W}$ le funzioni di forma di loop $\mathbf{U}_k^l$, si ottiene il seguente sistema risolvibile finale:

$$\mathbf{M}^l \frac{d}{dt} \mathbf{I}^l = -\mathbf{R}^l \mathbf{I}^l + \mathbf{V}^{l\ ext} \quad (33)$$

L'equazione i -esima di questo sistema può essere vista come un bilancio di tensione del loop i -esimo dove R_{ij}^l è la resistenza condivisa dai loop i -esimo e j -esimo con segno $+$ o $-$ a seconda che i loop siano orientati in modo concorde o discorde. M_{ij}^l è l'auto o mutua induzione dei loop i -esimo e j -esimo considerati come circuiti massicci e $V_i^{l\ ext}$ è la forza elettromotrice prodotta sul loop i -esimo da sorgenti esterne. Entrambe le matrici $\mathbf{M}^l$ e $\mathbf{R}^l$ sono simmetriche. La matrice $\mathbf{R}^l$ è sparsa poiché i termini R_{ij}^l sono non nulli solo se i loop i -esimo e j -esimo hanno almeno un elemento in comune. La matrice $\mathbf{M}^l$ è invece piena a causa dell'accoppiamento magnetico a lungo raggio tra i loop. [18]

4.2.3 Codice di calcolo

Per studiare la fattibilità di questa nuova tecnica, è stata effettuata una campagna di simulazioni utilizzando un codice scritto in linguaggio *Fortran90*, basato sulla formulazione integrale esposta sopra. Il bulk superconduttivo è stato discretizzato mediante tre mesh costituite da elementi tetraedrici. Queste hanno un diverso grado di infittimento, cioè un diverso numero di elementi. Nelle varie simulazioni è stata utilizzata principalmente la mesh più lasca al fine di alleggerire il processo di calcolo, e solo successivamente per

confermare i risultati ottenuti è stata utilizzata quella intermedia. La mesh più fitta non è stata praticamente mai utilizzata perché comporta un dispendio molto grande in termini di calcolo. In Tabella 2 sono riportate le caratteristiche principali di queste tre mesh, mentre in Figura 31 sono riportate in forma grafica per una più chiara visualizzazione.

Tabella 2. Caratteristiche principali delle mesh utilizzate per la discretizzazione del bulk di YBCO

	Numero elementi	Numero vertici	Numero facce sul contorno
Mesh 1	790	239	342
Mesh 2	1516	406	500
Mesh 3	4162	967	916

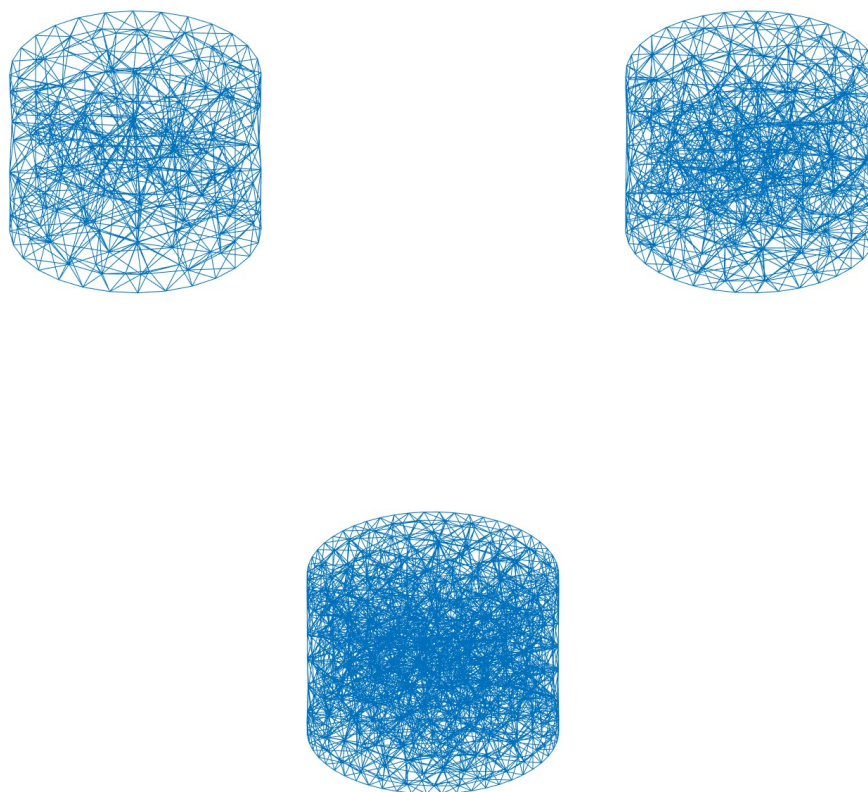


Figura 31. Mesh utilizzate per la discretizzazione del bulk superconduttivo. In alto a sinistra quella meno fitta, in alto a destra quella intermedia, in basso quella più fitta.

Il codice è costituito da cinque sezioni principali. Una relativa all'inserimento di tutti i dati e alla creazione della geometria del problema. Una relativa all'implementazione della mesh, creata esternamente con un altro programma. Una relativa al calcolo della matrice dei coefficienti di auto e mutua induzione tra i loop. Una relativa alla creazione del circuito, ovvero la suddivisione in albero e coalbero della mesh e quindi all'individuazione dei loop per il calcolo della densità di corrente. Una relativa al calcolo delle funzioni di forma dei loop.

4.2.4 Problema di convergenza

Inizialmente sono state fatte delle prove con la mesh più lasca, senza riscontrare problemi dal punto di vista numerico. Ma provando ad infittire la mesh, cioè utilizzando le due mesh più fini, si sono riscontrati dei problemi, in particolare dopo pochi cicli si ottenevano dei NaN (Not a Number). Si è quindi proceduto alla ricerca del problema. Dopo diversi tentativi si è visto che con le mesh più fitte, la matrice dei coefficienti di auto e mutua induzione aveva un autovalore di segno diverso dagli altri. Questo portava a dei problemi quando la matrice veniva invertita.

In questo caso il problema risiedeva nel fatto che nel calcolo delle forzanti, calcolate come $\mathbf{J} \cdot \mathbf{A}$, il potenziale vettore $\mathbf{A}$ prodotto dai magneti permanenti che ruotavano attorno al bulk, era calcolato solo nel baricentro dell'elemento tetraedrico considerato. Questa approssimazione era accettabile fintanto che veniva utilizzata la mesh più lasca. Ma per mesh più fitte si sono dovute calcolare le forzanti utilizzando un'integrazione di Gauss del quarto ordine. Così facendo gli autovalori trovati avevano tutti lo stesso segno e il programma girava senza dare problemi. Chiaramente il fatto di dover usare un'integrazione di Gauss del quarto ordine ha portato ad un aumento del tempo di calcolo della matrice dei coefficienti.

4.3 Simulazioni

Di seguito vengono riportate le varie simulazioni compiute per studiare la fattibilità della nuova tecnica di magnetizzazione di un bulk superconduttivo.

4.3.1 Prima campagna di simulazioni

L'idea alla base della prima campagna di simulazioni consisteva nel ricreare una flux pump di tipo a dinamo descritta nel capitolo uno. Si è immaginato infatti, che lo strato esterno del bulk fosse il corrispondente del tape collegato alla parte interna del bulk che rappresenta, in questo caso, l'avvolgimento superconduttivo. Al fine quindi di riprodurre lo stesso meccanismo della flux pump, i magneti permanenti dovevano essere disposti in modo da avere il campo magnetico e la velocità perpendicolari allo strato esterno del bulk. Perciò è stata creata la geometria mostrata in Figura 32. Come si può vedere è presente il bulk posizionato al centro di un sistema di assi cartesiani, attorno al quale sono disposti tre magneti permanenti equi spazati che ruotano in senso antiorario con traiettoria circolare di raggio pari a tre volte il raggio del bulk, ad una frequenza di 25 Hz . Questi sono di forma rettangolare, con una dimensione di $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 6\text{ mm}$ e un'induzione magnetica residua di 1.25 T . La distanza minima tra i magneti permanenti e il bulk superconduttivo è pari a 1 mm . La direzione della magnetizzazione dei magneti è per quanto detto radiale, cioè diretta perpendicolarmente alla superficie laterale del bulk quando questi ci passano a fianco. Ogni ciclo di rotazione era diviso in mille step, nei quali erano calcolate le grandezze di interesse, cioè la magnetizzazione, l'induzione magnetica e la densità di corrente all'interno del bulk. In particolare, l'induzione è calcolata in un punto di misurazione posto centralmente e sollevato di 0.1 mm rispetto alla faccia superiore del bulk.

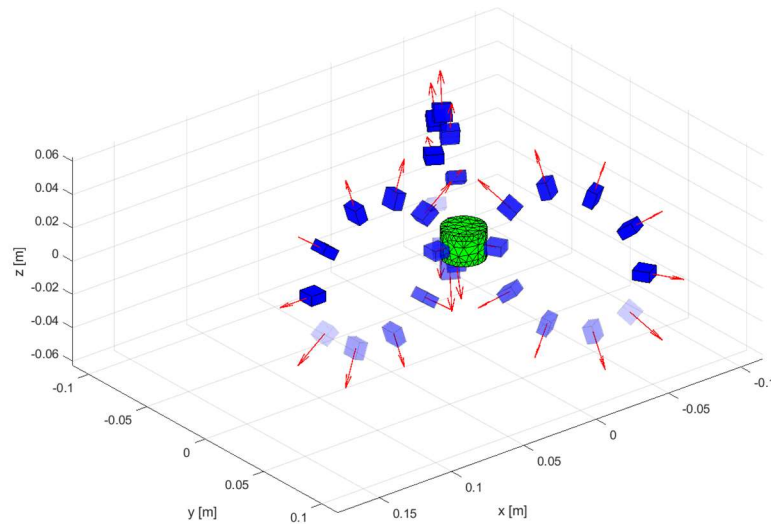


Figura 32. Rappresentazione della geometria del sistema con il bulk HTS (in verde), i magneti permanenti (in blu) e il vettore magnetizzazione (freccia rossa). La direzione di rotazione dei magneti è visibile grazie al gradiente di colore.

L'induzione magnetica intrappolata all'interno del bulk che si ottiene con questa configurazione è mostrata in Figura 33. Questa si assesta intorno ad un valore di 0.056 T , un valore molto basso che non giustifica l'impiego di questa tecnica. Anche variando alcuni parametri come la frequenza di rotazione, il numero o la dimensione dei magneti permanenti o il loro raggio di rotazione, non si ottengono cambiamenti rilevanti nella magnetizzazione del superconduttore.

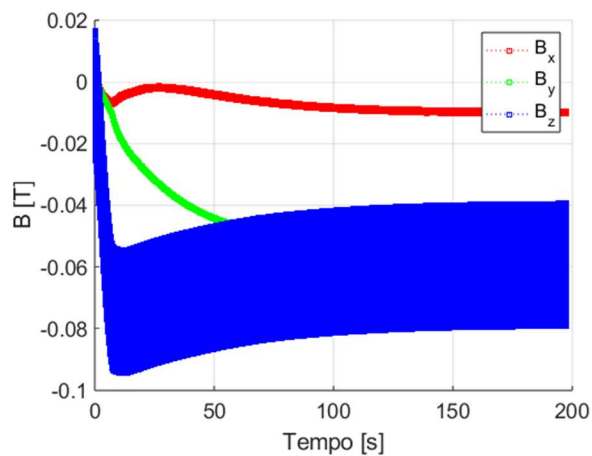


Figura 33. Induzione magnetica intrappolata all'interno del bulk

Allontanandosi un po' dall'idea iniziale di riprodurre una flux pump di tipo a dinamo, la magnetizzazione dei magneti permanenti è stata posta tangente alla traiettoria circolare, come rappresentato in Figura 34. In questo caso quindi il bulk vede, quando il magnete permanente gli passa vicino, una magnetizzazione verticale, ovvero parallela alla superficie laterale. Le dimensioni dei magneti e il raggio di rotazione sono invariati rispetto al caso precedente.

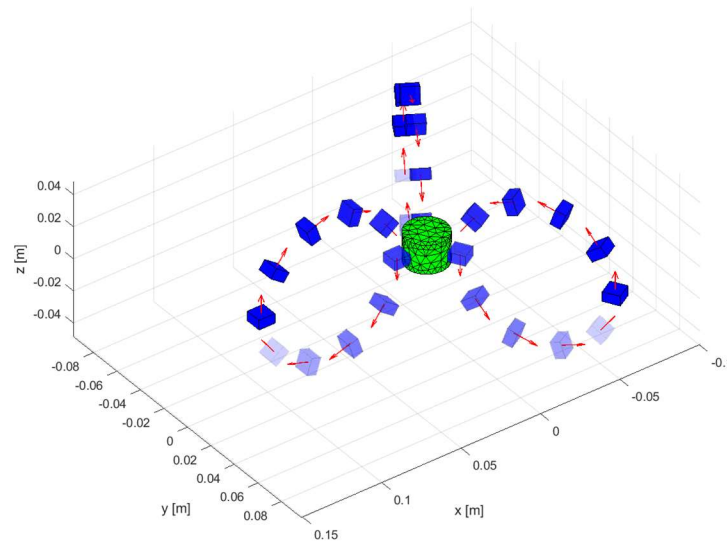


Figura 34. Rappresentazione della geometria del sistema con il bulk HTS (in verde), i magneti permanenti (in blu) e il vettore magnetizzazione (freccia rossa)

Anche in questo caso non si sono ottenuti risultati rilevanti. Anzi, l'induzione lungo l'asse z intrappolata all'interno del bulk è pari a zero, cioè con questa orientazione della magnetizzazione il bulk non è in grado di immagazzinare alcun campo magnetico.

4.3.2 Seconda campagna di simulazioni

Dal momento che l'idea di partenza sembrava non portare a dei risultati promettenti, è stata ideata una nuova geometria, la quale si allontana dal concetto di flux pump di tipo a dinamo e non si basa su altri tipi di flux pump noti. In questa nuova configurazione al posto dei magneti permanente si è messo un anello magnetizzato che si muove attorno al bulk con traiettoria quadrata, come mostrato in Figura 35. L'anello è costituito da 21 magneti permanenti di dimensione $6\text{ mm} \times 6\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ ed ha un raggio pari a 13.37 mm , perciò la distanza tra bulk e anello magnetico quando questo gli passa attorno è di 0.77 mm . Il lato della traiettoria magnetica è pari a cinque volte l'altezza del bulk e la velocità dell'anello è costante e pari a 2.25 m/s . La magnetizzazione dei magneti permanenti col quale è composto l'anello, è stata posta anche in questo caso sia radiale diretta verso il centro del bulk, sia assiale diretta lungo il suo asse.

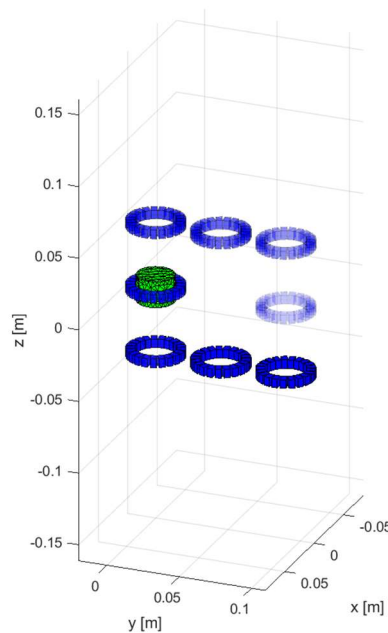


Figura 35. Rappresentazione geometria con il bulk superconduttivo (in verde) e l'anello magnetico (in blu)

L'induzione lungo l'asse z intrappolata nel bulk nel caso di magnetizzazione radiale cresce molto più lentamente rispetto al caso di magnetizzazione assiale, come riportato in Figura 36. In ogni caso si osserva una crescita continua, seppur di modesta entità. Questo corrisponde proprio con l'obiettivo che si voleva raggiungere, ovvero di accumulare ad ogni passo un po' di induzione all'interno del bulk superconduttivo.

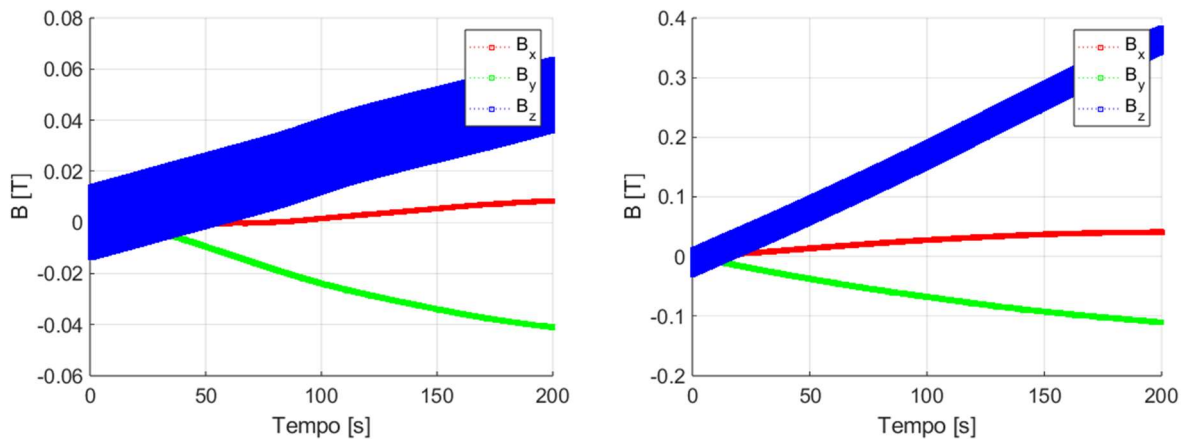


Figura 36. Induzione magnetica intrappolata nel bulk nel caso di magnetizzazione radiale (a sinistra) e magnetizzazione assiale (a destra)

Partendo dai risultati promettenti ottenuti con questa nuova configurazione, si è cercato di creare una geometria di più facile implementazione pratica. A questo proposito l'anello è sostituito da quattro magneti permanenti disposti equi spaziatamente attorno al bulk, dove ogni magnete compie una traiettoria quadrata simile a quella compiuta dall'anello. Questo sistema è mostrato in Figura 37. Anche in questo caso le prove sono state effettuate con magnetizzazione dei magneti permanenti sia in direzione assiale sia in direzione radiale. L'induzione magnetica intrappolata nel bulk è riportata in Figura 38 per magnetizzazione radiale ed assiale, rispettivamente. In questo caso l'altezza dei magneti permanenti è pari all'altezza del bulk superconduttivo mentre le altre due dimensioni sono $6\text{ mm} \times 6\text{ mm}$, poiché si è visto che al crescere dell'altezza di questi ultimi il bulk viene "caricato" più velocemente, ovvero l'induzione intrappolata al suo interno cresce più rapidamente.

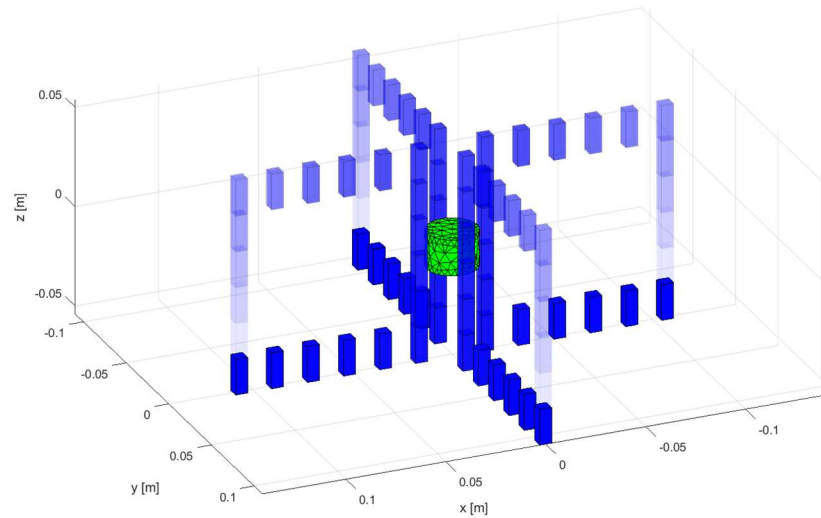


Figura 37. Rappresentazione del sistema con quattro magneti permanenti (in blu) che compiono una traiettoria quadrata

Come si può notare, l'induzione lungo l'asse z nel caso radiale si assesta ad un valore non rilevante di 0.028 T . Mentre nel caso assiale questa raggiunge il valore di 0.98 T , praticamente pari al valore massimo che si può ottenere nel caso ideale riportato in Tabella 1, dopo circa 60 s .

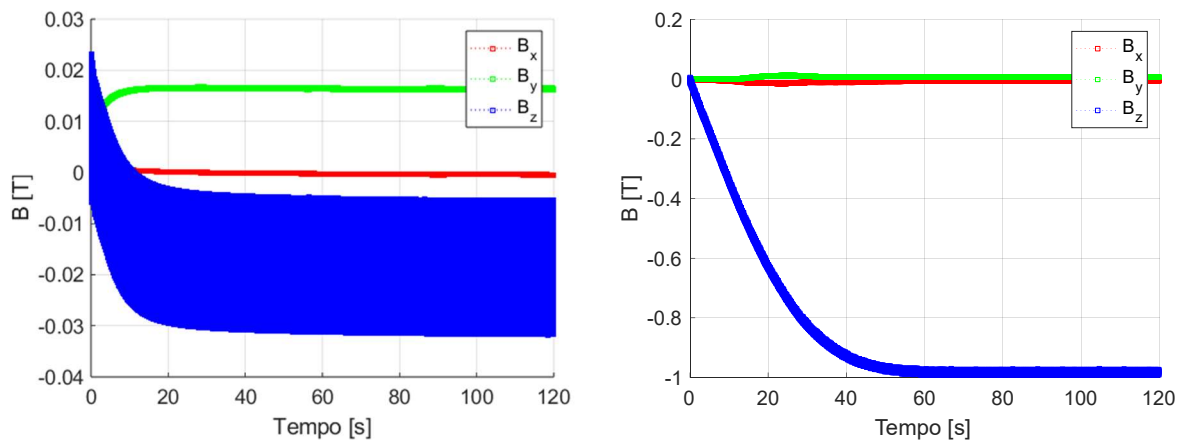


Figura 38. Induzione magnetica intrappolata nel bulk nel caso di magnetizzazione radiale (a sinistra) ed assiale (a destra)

In Figura 39a è mostrata anche la densità di corrente all'interno del bulk nel caso di magnetizzazione assiale. In questo caso la densità di corrente è penetrata completamente all'interno del bulk, fino a raggiungere il centro, ed è quasi completamente in direzione azimutale, come ci si aspetta nel caso ideale. In

Figura 39b è riportato anche il profilo in campo ottenuto al di sopra del superconduttore, sempre nel caso di magnetizzazione assiale, cambiato di segno per avere una visualizzazione più chiara del profilo.

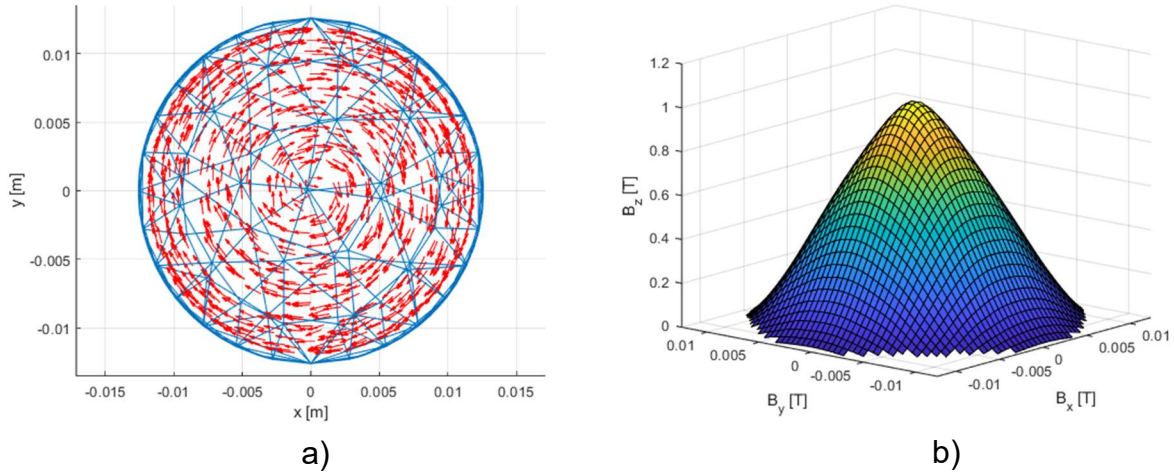


Figura 39. (a) Densità di corrente all'interno del bulk dopo 160 secondi, (b) profilo di campo sopra il bulk dopo 20 secondi

Tutte queste simulazioni sono state effettuate considerando il superconduttore come un materiale isotropo e senza considerare la dipendenza della densità di corrente critica dal campo magnetico. Per tenere conto di tale dipendenza è stata fatta una simulazione, utilizzando l'ultima geometria illustrata, implementando la legge di Kim che esprime la dipendenza della densità di corrente critica di un superconduttore con il campo magnetico applicato:

$$J_c(\mathbf{B}) = \frac{J_{c0}}{1 + \|\mathbf{B}\|/B_0} \quad (34)$$

dove J_{c0} è la densità di corrente critica a 77 K e 0 T , mentre B_0 è una costante assunta pari a 0.5. I risultati ottenuti considerando tale dipendenza non differiscono in maniera significativa rispetto a quelli ottenuti senza considerare la dipendenza della corrente critica dal campo magnetico.

Per semplificare ulteriormente l'implementazione pratica, i magneti permanenti possono muoversi lungo una traiettoria circolare invece che lungo una traiettoria quadrata. In questo caso si è visto che per ottenere gli stessi risultati del caso precedente (ovvero la massima magnetizzazione del superconduttore), è necessario che il raggio della circonferenza lungo la quale ruotano i magneti permanenti sia molto grande. Da questo sembra che il punto chiave per ottenere le massime prestazioni di questa nuova tecnica di magnetizzazione risieda nel fatto che i magneti permanenti hanno moto rettilineo e magnetizzazione paralleli all'asse verticale del bulk.

Conclusioni

L'impiego di bulks superconduttivi come magneti permanenti è di grande interesse, poiché questi hanno prestazioni molto più elevate rispetto ai magneti permanenti tradizionali. Questo consente di ottenere un grande aumento dal punto di vista dell'efficienza e della riduzione delle dimensioni. Ciò è particolarmente interessante per i motori elettrici, ad esempio nell'ottica del loro impiego come propulsori sugli aerei. Come visto la magnetizzazione di un bulk superconduttivo non è un processo semplice e le tecniche tradizionali comportano alcune problematiche. In particolare, le tecniche ZFC e FC richiedono campi molto elevati, mentre la tecnica PFM, oltre a richiedere campi elevati, non riesce a sfruttare al massimo le proprietà magnetiche del superconduttore. La nuova tecnica di magnetizzazione proposta, basata sull'idea di flux pump, supera questi problemi. Infatti, non richiede campi elevati ma basta il campo generato da un magnete permanente tradizionale, e inoltre riesce a magnetizzare completamente il superconduttore. In più, è una tecnica molto semplice da implementare dal punto di vista pratico. In questa tesi è stata proposta un'analisi numerica di questa nuova tecnica, che ha portato a dei risultati promettenti. Il punto fondamentale sembra essere che i magneti permanenti tradizionali, utilizzati come eccitazione, abbiano una magnetizzazione orientata lungo l'asse geometrico del bulk; inoltre, devono compiere una traiettoria rettilinea parallela alla superficie laterale del superconduttore. Così facendo è possibile ottenere la massima magnetizzazione del bulk superconduttivo, ovvero quella che si ottiene nel caso ideale con una distribuzione di densità di corrente all'interno del superconduttore perfettamente azimutale. In questo lavoro non è stata considerata l'anisotropia della resistività del superconduttore, il che andrebbe bene per un bulk in MgB_2 poiché è isotropo. Secondo alcuni studi il rapporto tra la resistività lungo il piano ab e la resistività lungo l'asse c per un bulk in $YBCO$ è di 1:3. Anche se non sono valori molto diversi tra loro, è comunque necessario condurre ulteriori studi considerano anche l'anisotropia del superconduttore. Inoltre, è necessario effettuare degli esperimenti pratici per poter validare i risultati ottenuti, prima di poter affermare con certezza la fattibilità di questa tecnica. I magneti permanenti utilizzati come eccitazione potrebbero essere sostituiti con dei più pratici avvolgimenti in rame, che riproducono lo stesso campo generato dai magneti permanenti.

Riferimenti

- [1] P. Vedrine et al., «Iseult/INUMAC Whole Body 11.7 T MRI Magnet Status,» *IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, vol. 20, n. 3, June 2010.
- [2] A. Ballarino, «Current Leads, Links and Buses,» CERN, Geneva, Switzerland.
- [3] P. Bauer et al., «R&D Towards HTS Current Leads for ITER,» *IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, vol. 19, n. 3, June 2009.
- [4] W. Wang et al., «Review of high temperature superconducting flux pumps,» *Superconductivity*, vol. 3, September 2022.
- [5] L. Van de Klundert e H. ten Kate, «Fully superconducting rectifiers and fluxpumps Part 1: Realized methods for pumping flux,» *Cryogenics*, vol. 21, n. 4, pp. 195-206, 1981.
- [6] P. Oomen et al., «HTS Flux Pump for Cryogen-Free HTS Magnets,» *IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, vol. 15, n. 2, June 2005.
- [7] M. Oomen et al., «Dynamic resistance in a slab-like superconductor with $J_c(B)$ dependence,» *Superconductor Science and Technology*, vol. 12, n. 382, 1999.
- [8] J. Geng e T. Coombs, «Mechanism of a high- T_c superconducting flux pump: Using alternating magnetic field to trigger flux flow,» *Applied Physics Letters*, vol. 107, n. 14, October 2015.
- [9] A. Morandi et al., «Energy balance, efficiency and operational limits of the dynamo type flux pump,» *Superconductor Science and Technology*, vol. 35, n. 6, 5 May 2022.
- [10] W. Wang e T. Coombs, «Macroscopic Magnetic Coupling Effect: The Physical Origination,» *PHYSICAL REVIEW APPLIED*, vol. 9, April 2018.
- [11] G. Krabbes, G. Fuchs, W. Canders, H. May e R. Palka, *High Temperature Superconductor Bulk Materials*, Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2006.
- [12] K. Salama e S. Sathyamurthy, «MELT TEXTURING OF YBCO FOR HIGH CURRENT,» *Applied Superconductivity*, vol. 4, n. 10-11, pp. 547-561, 1996.
- [13] D. Zhou et al., «An overview of rotating machine systems with,» *Superconductor Science and Technology*, vol. 25, 2012.
- [14] C. Chow, M. Ainslie e K. Chau, «High temperature superconducting rotating electrical machines: An,» *Energy Reports*, vol. 9, pp. 1124-1156, 2023.
- [15] H. Matsuzaki et al., «An Axial Gap-Type HTS Bulk Synchronous Motor Excited by Pulsed-Field Magnetization With Vortex-Type Armature Copper Windings,» *IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, vol. 15, n. 2, Giu 2005.

-
- [16] R. Hull e M. Murakami, «Applications of Bulk High-Temperature,» *Proceedings of the IEEE*, vol. 92, n. 10, pp. 1705-1718, October 2004.
- [17] T. Johansen, «Flux-pinning-induced stress and,» *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 13, pp. 121-137, 2000.
- [18] A. Morandi, M. Fabbri e P. L. Ribani, «Loops and Meshes Formulations for 3-D Eddy-Current Computation in Topologically Non-Trivial Domains With Volume Integral Equations,» *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, vol. 56, n. 10, October 2020.
- [19] Y. Cheng et al, «A reconstructed three-dimensional HTS bulk electromagnetic model considering J_c spatial inhomogeneity and its implementation in a bulks' combination system,» *Superconductor Science and Technology*, n. 34, 2021.
- [20] Y. Lu, J. Wang, S. Wang e J. Zheng, «3D-Modeling Numerical Solutions of Electromagnetic Behavior of HTSC Bulk above Permanent Magnetic Guideway,» *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, vol. 21, pp. 467-472, November 2008.
- [21] M. Murakami et al, «Flux pinning and critical currents in melt processed YBaCuO superconductors,» *Superconductor Science and Technology*, vol. 4, n. S43, 1991.