

Magnetisk flux dynamik - eller hvorfor superledere har svært ved at superlede

Henrik Jeldtoft Jensen

Magnetfelter og superledere

En oplagt anvendelse af superledere er naturligvis at benytte dem til transport af elektrisk strøm. Superledende kabler vil spare gigantiske mængder energi. Den joulske opvarmning i kabler er så alvorlig, at man altid benytter superledende spoler, når man skal lave stærke magnetfelter, som f.eks. i NMR scannere. Man vil altså gerne kunne sende store strømme igennem superledere, som er placeret i magnetfelter - hvis ikke lederen er placeret i et ydre magnetfelt, så er den under alle omstændigheder placeret i sit eget selvinducerede felt.

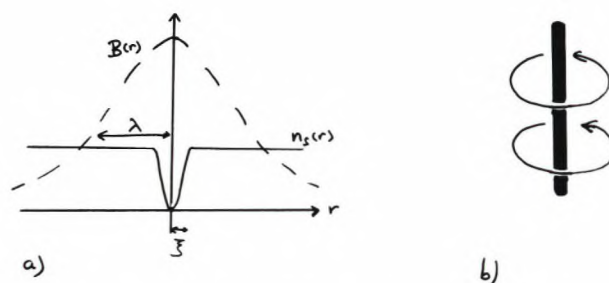
Nu er problemet blot det at den superledende egenskab har svært ved at overleve i magnetfelter. Der findes to typer superledere. Type I superledere placeret i et magnetfelt forbliver superledende op til en bestemt styrke, H_c , af det ydre magnetfelt, H . Så længe $H < H_c$ er hele materialet superledende og den magnetiske induktion inde i materialet er identisk nul. Dette er Meissner effekten. Men straks $H > H_c$ bliver type I superledere normalt ledende. Den anden type superledere har den egenskab, at de superledende elektroner kun forsvinder gradvist. De nye keramiske superledende materialer, der i fagets jargon hedder "høj- T_c materialer", hører til denne kategori. Der er to karakteristiske felter for type II superledere: ved feltstyrken H_{c1} begynder magnetfeltet at trænge ind i materialet; men kun delvist. Der forbliver superledende områder tilstede helt op til et felt betegnet med H_{c2} . Feltet H_{c2} kan være meget stort. I de nye høj- T_c materialer er H_{c2} adskillige hundrede Tesla. (Jordfeltet er omkring $0.5 \cdot 10^{-4}$ Tesla, de kraftigste laboriemagneter går typisk op til 20-30 Tesla)

Da H_{c2} er så forfærdeligt høj for de nye materialer, kunne man umiddelbart tro at problemet med transport af superledende strømme i høje magnetfelter var løst automatisk med de nye materialer. Dette er ikke tilfældet. Resten af artiklen forklarer, hvad problemet består i, og hvordan det måske er ved at blive løst.

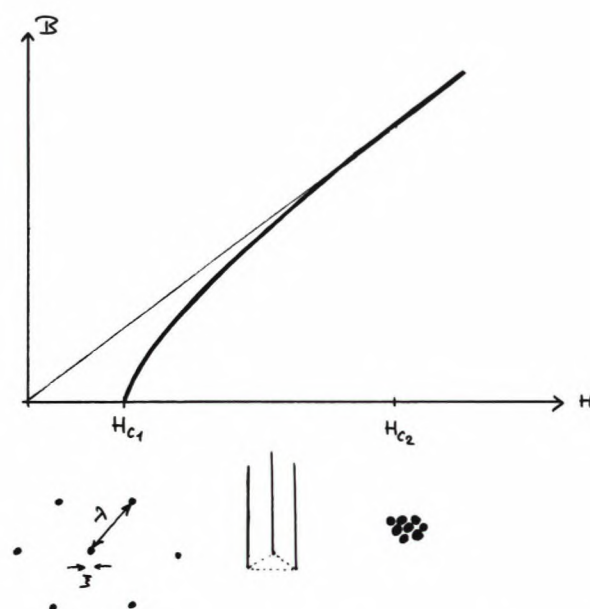
Flux makaroni

Vi begynder med at se på nogle detaljer vedrørende en type II superleder i et magnetfelt af styrke mellem H_{c1} og H_{c2} . Det ydre magnetfelt trænger ind i superlederen i form af tynde rør. På Figur 1 er skitseret strukturen af et enkelt rør. Hvert rør bærer et fluxkvant af størrelse $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15}$ Tesla meter². Magnetfeltet hørende til røret bliver skærmet af cirkulerende superstrømme. Effekten svarer til Meissner effekten nævnt ovenfor for

type I superledere. Stort set hele flux kvantet er på den måde begrænset til et område indenfor en afstand λ fra fluxrørets akse. For høj- T_c superledere er $\lambda \approx 1500 \text{ \AA}$. De cirkulerende skærmnings strømme løber så hurtigt nær flux rørets akse, at de undertrykker superlednings egenskaben. På fig.1 angiver den fuldt optrukne kurve, hvorledes tætheden af superledende elektroner varierer med afstanden fra rørets akse. Man ser, at røret har en kerne af radius ξ i hvilken den superledende elektrontæthed praktisk talt er nul. For type II superledere er $\xi < \lambda$. Typisk er $\xi \approx 15 \text{ \AA}$ for høj- T_c materialer



Figur 1. a) Variationen i magnetfeltet og tætheden af superledende elektroner som funktion af afstanden til fluxrørets akse. b) Fluxrørets normale kerne med cirkulerende superstrømme.



Figur 2. Den magnetiske induktion B inde i superlederen som funktion af det ydre magnetfelt H . Strukturen af systemet af fluxrør er også angivet.

Antallet af fluxrør er bestemt af det ydre felt. For $H_{c1} < H < H_{c2}$ er tætheden, n_Φ , af fluxrør givet ved $n_\Phi \approx \mu_0 H / \Phi_0$. Jo højere H des tættere sidder fluxrørene. To fluxrør, som er tættere på hinanden end λ , vekselvirker på grund af de cirkulerende skærmningsstrømme. Ved $H = H_{c1}$ bliver det energetisk favorabelt for flux at trænge ind i materialet. Fluxrørene strømmer uhindret ind i materialet indtil de tvinges tættere sammen end afstanden λ . Derfor er $H_{c1} \approx \Phi_0 / \lambda^2$. Da fluxrørene sidder meget længere fra hinanden end ξ , er der masser af superledende område ind imellem rørene. Først når rørenes kerner, hvor superledningen er slået ihjel, begynder at overlappe, ophører materialet med at være superledende. Se fig.2. Det øvre kritiske felt er således givet ved $H_{c2} \approx \Phi_0 / \xi^2$.

Fluxrørene frastøder hinanden. Hvis man trykker dem sammen forøges det lokale magnetiske B-felt, da de hver især bærer et fluxkvant. Energien i magnetfeltet er givet ved B^2 . Derfor koster det energi at føre fluxrørene sammen. Denne frastødning forårsager, at fluxrørene danne et gitter – det såkaldte Abrikosov gitter. Dette gitter består altså ikke af punkter eller atomer men af fleksible fluxrør. Gitteret har lavest energi, når alle rørene er parallelle - lad os sige med z-aksen - og deres positioner i xy-planen danner et triangulært punkt gitter. Se fig.2.

Lige som almindelige krystalgitter kan Abrikosov gitteret også påvirkes termisk. Kun ved det absolutte nulpunkt er Abrikosov gitteret ideelt. Ved højere temperaturer (men naturligvis $T < T_c$) vil fluxrørene fluktuere termisk. I høj- T_c superledere ser det faktisk ud til at der findes en temperatur $T_m < T_c$, hvor Abrikosov gitteret smelter. Over T_m udgør fluxrørene ikke et fluxgitter, men en fluxvæske. Fasen ligner formodentlig kogt makaroni. Fluxrørene snor sig imellem hverandre, kunne de ikke skære hinanden, ville de filtrere sig ind i hinanden og forme en uløselig knude. Men faktisk kan fluxrør skære igennem hinanden og rekombinere, hvis blot de ikke er for tæt på at være parallelle, når de bringes sammen. Så frem for en statisk filtret knude danner fluxrørene for $T > T_m$ en suppe, i hvilken fluxrør ustandseligt skærer igennem hverandre og atter heler op.

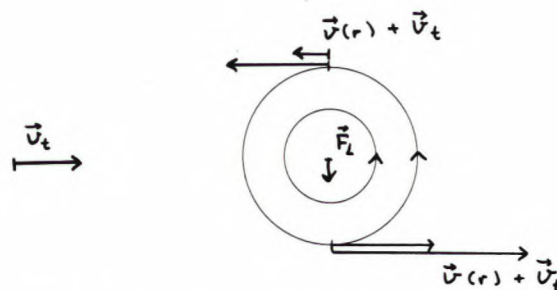
Fluxrør og energi spild

Efter nu at have dannet os et lidt tydeligere billede af, hvorledes magnetfeltet inde i en superleder opfører sig, er vi parate til at forstå, hvorfor det er svært at sende en superledende strøm igennem det superledende materiale, når fluxrørene er tilstede.

Forklaringen består i, at fluxrørene bliver påvirket af en kraft (Lorentzkraften), når de befinder sig i en transportstrøm. Denne kraft vil foranlede at fluxrøret bevæger sig. Et fluxrør der flytter sig giver anledning til et tidsligt varierende magnetfelt, som så ifølge Faraday og Maxwell giver anledning til et induceret elektrisk felt.

Lorentzkraften på fluxrøret kan simpelt forstås, som den resulterende kraft man får ved at addere de mikroskopiske kræfter mellem magnetfeltet og de cirkulerende strømme. Betragt fig.3. Ladningerne be-

væger sig i cirkler omkring fluxrøret med en fart, $v(r)$, som kun afhænger af afstanden fra rørets akse. Placerer vi nu fluxrøret i en homogen transportstrøm givet ved en ladningshastighed v_t , vil den lokale hastighed af ladningerne blive lig med summen $v(r) + v_t$. Altså bliver hastigheden øverst i fig.3 større end hastigheden nederst i figuren. Lorentzkraften mellem det magnetiske felt og de enkelte strømmende ladninger, summerer nu op til en resulterende kraft F_L , som vil pege nedad på figuren.



Figur 3. Et fluxrør (set oppe fra) placeret i en transportstrøm. Den resulterende strømnings hastighed er angivet.

Så snart fluxrøret begynder at bevæge sig som resultat af den pålagte kraft, vil det magnetiske felt båret af fluxrøret bevæge sig, dermed bliver det lokale magnetfelt tidsafhængigt. I følge Maxwell induceres et elektrisk felt E givet ved $\nabla \times E = -\partial B / \partial t$. Dette elektriske felt vil virke hindrende for den pålagte transportstrøm. Den transportstrøm, som i nul magnetfelt kunne transporteres uden energitab igennem superlederen, kan nu kun opretholdes, hvis man tilfører ladningerne tilstrækkelig energi til, at de kan arbejde sig op imod det inducerede elektriske felt. Strømmen føler altså en elektrisk modstand.

For at undgå at et elektrisk felt bliver induceret, må man forhindre at fluxrørene giver efter for Lorentzkraften og begynder at bevæge sig. Dette gøres ved hjælp af "flux pinning". Man fæstner fluxrørene til urenheder i det superledende materiale. Der er en tiltrækkende vekselvirkning imellem fluxrørets kerne og urenhederne. Den vekselvirkning skyldes at tætheden af superledende elektroner er undertrykt i fluxrørets center. Laver man nu urenheder i materialet, som også formindsker den lokale superledende tæthed, vil det være energetisk favorabelt at placere fluxrørets kerne oven på urenheden. Bringes de områder i hvilke tætheden er undertrykt til at overlappe, vil det totale volumen med formindsket superledende tæthed blive mindre, og man sparer energi.

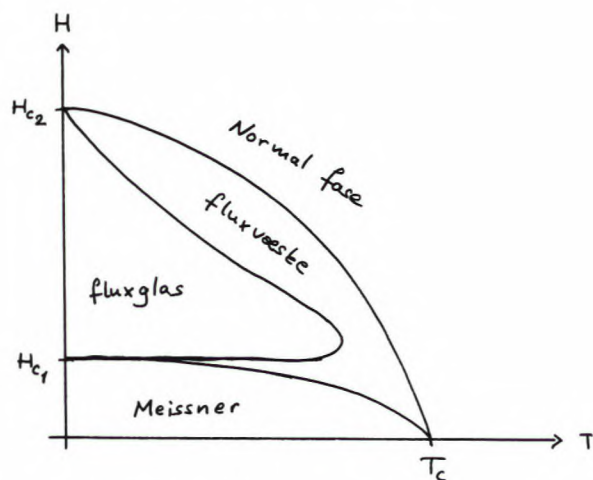
Man har en situation ikke ulig sædvanlig friktion. Systemet af fluxrør føler en friktionskraft fra urenhederne. Med hensyn til anvendelser ønsker man at gøre denne kraft så stor som mulig. Teoretisk ønsker man at forstå, hvorledes man beregner den totale kraft mellem et sæt af tilfældigt placerede urenheder og det elastiske system af fluxrør. Dette problem er kompliceret fordi to energiskalaer konkurrerer: vekselvirkningsenergien imellem fluxrørene og energien hvormed rørene vekselvirker med

urenhederne. Ydermere kompliceres billedet, når man indrager de termiske energier ved temperaturer over 0K.

Fluxtiltrækkende centre kan f.eks. laves ved at forstyrre det superledende materiales gitterstruktur ved bombardement med ioner. En hvilken som helst uregelmæssighed i det superledende materiale vil i reglen kunne tiltrække fluxrør. I høj- T_c materialerne bliver iltvacancer og twinning planer almindeligvis regnet for at være de vigtigste naturligt forekommende urenheder, som kan hindre fluxrørernes bevægelse.

Fluxrørernes faser

Vi nævnte tidligere at termiske fluktuationer vil påvirke fluxrørerne. Ydermere vil Abrikosov gitteret blive forstyrret af de tiltrækkende urenheder vi just har diskuteret. Sporten består nu i at bestemme den kombinerede effekt af termiske fluktuationer samt urenhedernes påvirkning. fig.4 viser den gængse opfattelse af de forskellige faser systemet af fluxrør formodes at optræde i afhængig af temperatur og ydre magnetfelt.



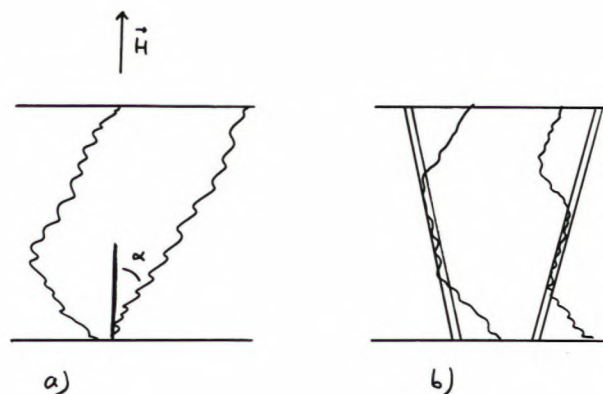
Figur 4. De forskellige faser, man tænker sig fluxrørerne befinder sig i, som funktion af temperatur og ydre magnetfelt.

For små felter er induktionen inde i det superledende materiale nul. Dette er Meissner fasen, den behøver vi ikke at sige mere om. Ved høj temperatur bliver hele materialet normalt ledende og fluxrørerne erstattes af et homogent indtrængende magnetfelt som sædvanligt i metaller.

De to områder *fluxglas* og *fluxvæske* angiver begge felt og temperatur intervaller, hvor fluxrørerne er tilstede inde i materialet. I fluxglas området dominerer vekselvirkningen mellem fluxrørerne og urenhederne over de termiske fluktuationer. Man tænker sig at fluxrørerne bugter sig igennem materialet for at følge de forskellige tiltrækkende urenheder. Dette område kaldes en glas fordi fluxrørerne snor og bugter sig. Man formoder at Abrikosov gitterets orden er ødelagt. Området er også glasagtigt i en anden henseende. På grund af den stærke vekselvirkning med urenhederne opfører fluxrørerne sig meget sejt. Det er svært at skubbe eller vride fluxsystemet. Nogle folk

mener, at urenhederne holder så godt fast på fluxrørerne, at der ikke bliver induceret noget elektrisk felt hvis man sender en strøm igennem materialet. Mere præcist, den lineære modstand R , defineret som $R = \lim_{I \rightarrow 0} [E/I]$, er ikke blot meget lille, men identisk nul. Hvorvidt dette er korrekt debateres ivrigt. Eksperimentelt er det tydeligt, at der findes en linie i H-T fase diagrammet, hvor R ændrer sig hurtigt. Eksperimenterne har dog svært ved at afgøre, om R blot bliver meget lille, eller om den fuldstændigt forsvinder.

I området benævnt fluxvæske er det de termiske fluktuationer der dominerer både over vekselvirkningen fluxrørerne imellem og over vekselvirkningen mellem fluxrør og urenheder. Man forestiller sig at fluxrørerne flyder frit henover de tiltrækkende urenheder. Derfor vil der blive induceret et elektrisk felt, straks en nok så lille strøm bliver sendt igennem superlederen. Så i dette område er superlederen ikke nogen super god leder.



Figur 5. a) Fluxrørs termisk zig-zag bevægelse. b) Termisk fluktuierende fluxrør, som smyer sig op langs stangformede urenheder.

Mere glas

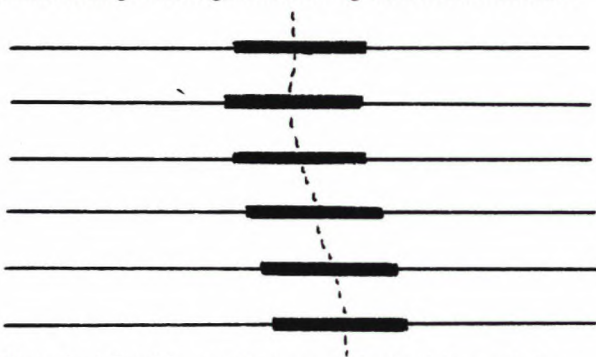
Skal høj T_c superlederne bruges til transport af strøm i magnetfelter ved høje temperaturer, drejer det sig om at få skubbet linien mellem fluxglassen og fluxvæsken op til højere temperaturer. Dette kan gøres, hvis man kan finde en type tiltrækkende urenheder, som ikke så let bliver udkonkurreret af de termiske fluktuationer. En måde at gøre dette på er muligvis ved at bombardere det superledende materiale med ioner som sendes ind med en skæv vinkel i forhold til det ydre magnetfelts retning.

I fig.5a er vist hvorledes fluxrør i et materiale uden urenheder på grund af termiske fluktuationer får en zig-zag facon gennem materialet. Denne zig-zag linie danner i middel en vinkel, α , med retningen for det ydre magnetfelt. Nu putter man urenheder ind i materialet i form af stænger, som også er tippet vinklen α i forhold til det ydre felts retning. Fluxrørerne kan så smygge sig op langs urenhederne, imens de udfører deres termiske zig-zag gang. På denne måde kan fluxrørerne drage nytte af den tiltrækkende energi fra urenhederne, samtidig med

at de udfører deres termiske bevægelse. Herved hæves den temperatur, hvor den termiske bevægelse begynder at dominere over tiltrækningsenergien fra urenhederne. Effekten er at grænsen mellem fluxglassen og fluxvæsken bliver flyttet op i temperatur.

Pandekager

Hidtil har vi talt om fluxrør. Høj T_c materialer er meget lagdelte, se fig.6. I materialer som Bi- og Tl-superlederne er der så godt som ingen superledende strømme imellem de enkelte superledende CuO-lag. I disse materialer erstattes fluxrøret af en stak af cirkulerende strømme. Man får et billede nærmest som pandekager trukket på en snor. Der er en svag vekselvirkning mellem pandekager i nabolag. De mindre anisotrope Y-superledere befinder sig et sted imellem pandekage billedet og makaroni billedet.



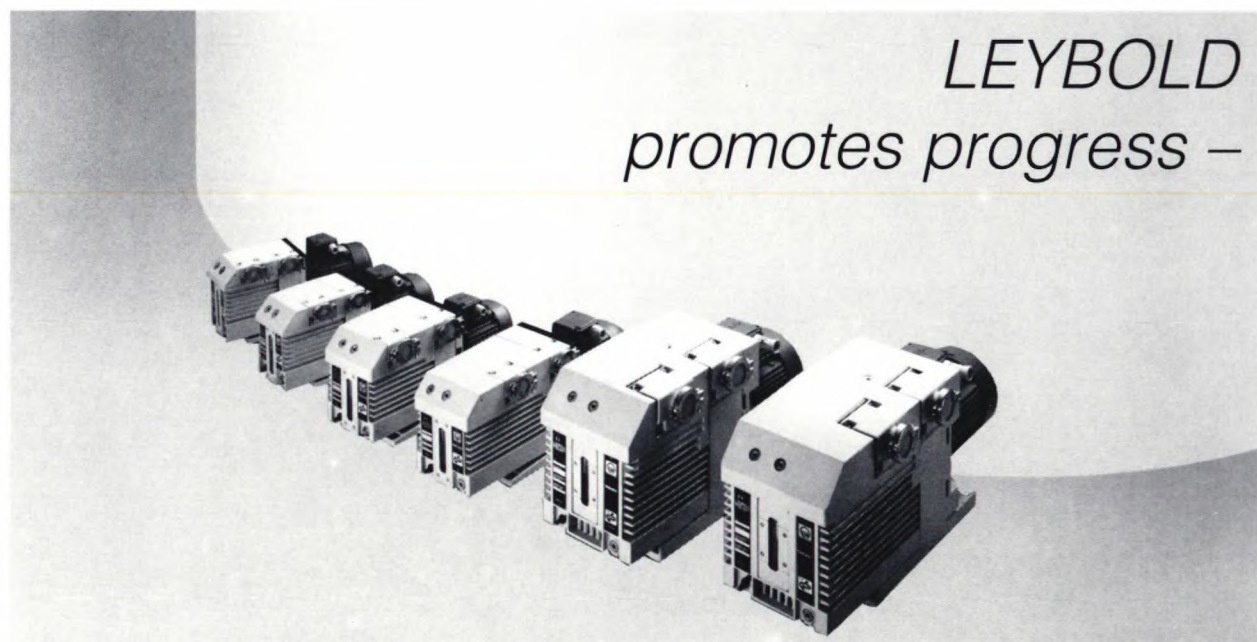
Figur 6. a) Pandekager på en snor, eller lagdelt superleder med en stak af cirkulerende superstrømme.

Pandekage strukturen har vigtige konsekvenser for effekten og strukturen af termiske fluktuationer. Selve den superledende faseovergang uden ydre magnetfelt er kontrolleret af termisk inducerede fluxpandekager. Ydermere afhænger detaljerne vedrørende vekselvirkningen med de tiltrækkende urenheder af om man betragter fluxrør eller stakke af fluxpandekager. Alt dette må vi lade ligge. Jeg vil blot henvise til to oversigtsartikler: Huse, Fisher og Fisher, *Nature*, **358**, 553 (1992), som giver flere detaljer vedrørende fluxrør, og Feinberg, J. *Physique Cond. Mat.*, under udgivelse, som diskuterer pandekage aspektet.

(Redaktøren vil dog ikke lade forfatteren slippe med så nem en henvisning. I et senere nummer må også KVANTS læsere have sandheden om de termisk fluktuerende stakke af fluxpandekager.)



Henrik Jeldtoft Jensen er Ph.d.1986 fra Århus Universitet. Siden har han på flere kontinenter beskæftiget sig med komplekse systemers fysik fra sandbunker til superelektroniske pandekager i superledere. For tiden arbejder han som docent ved Dept. of Mathematics, Imperial College, London.



CD Werbeagentur, Bonn

171961 11.019.02

with the well-proven rotary vane TRIVAC-B vacuum pump series.
Excellent final vacuum, integrated oil circulatory pump, high level of hydrogen compatibility, and smooth running are the TRIVAC-B pump features.

Interested? Ask your Leybold adviser.

LEYBOLD AG – A Degussa Company



Leybold ApS, Roskildevej 342, 2630 Tåstrup, Tlf. 43 99 64 44