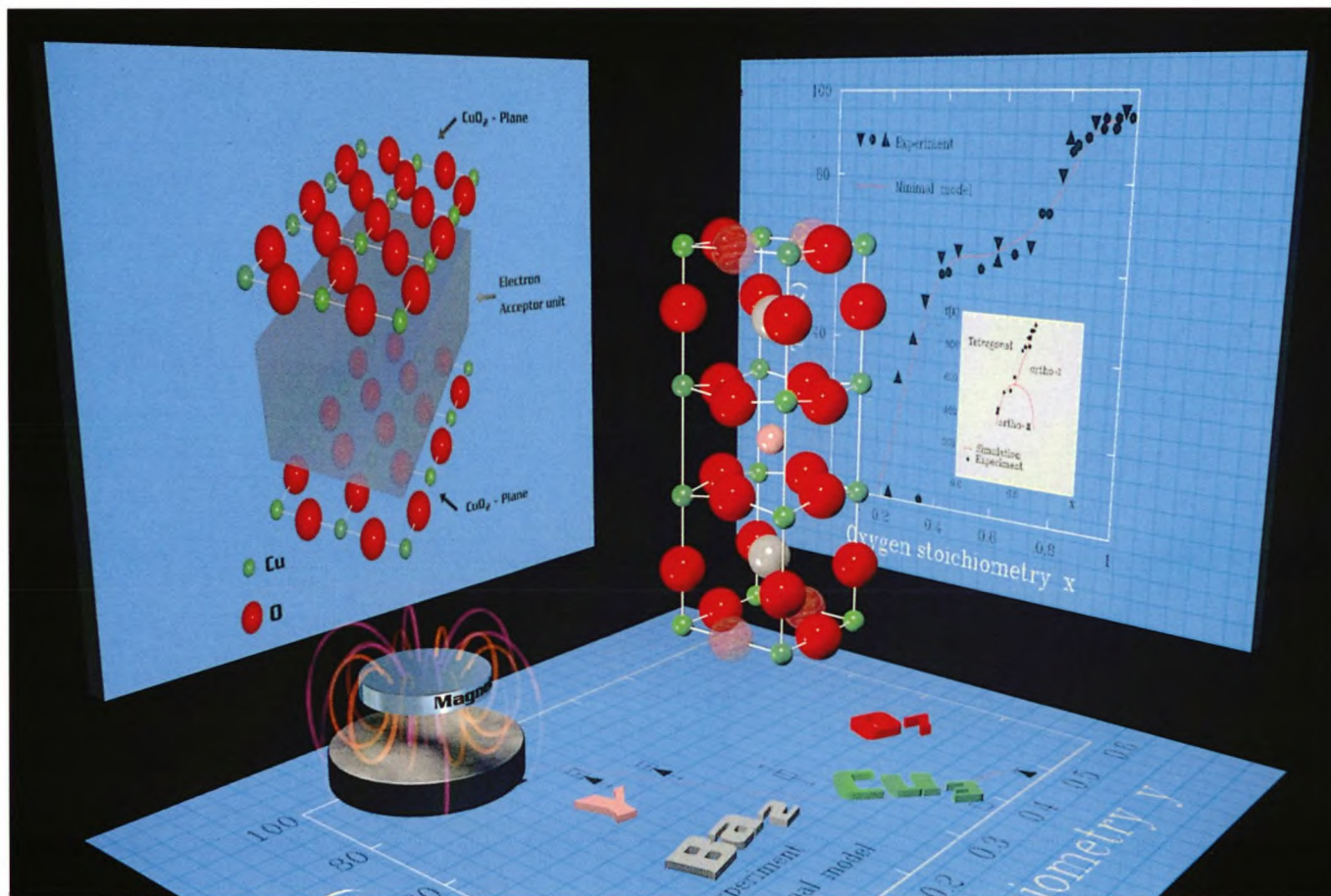




TEMA: SUPERLEDNING • FLUXSPAGETTI • ILT I SUPERLEDERE • HURTIG ELEKTRONIK MED KVANTEINTERFEROMETRE • SQUID MÅLER TANKER • NYE "PARTIKLER" I SUPERLEDERE

LØSSALGSPRIS: 35 KR

KVANT

Fysisk Tidsskrift

c/o Ørsted Laboratoriet
Niels Bohr Institutet
Universitetsparken 5
DK-2100 København Ø

Telefax : 35 32 04 60
E-mail : kvant@nbivax.nbi.dk
Giro : 5 84 31 46

Udgives af

Dansk
Fysisk
Selskab



Selskabet for
Naturlærens
Udbredelse



Redaktion

Mads Hammerich (ansv.)
Rungsted Gymnasium
Jørgen Friis Bak
Naturvidenskabeligt fakultet, ÅU
Jørn Christiansen
Torsten Freltoft (annoncer)
NKT Research Centre
Mogens Esrom Larsen
Matematisk Institut, KU
Finn Berg Rasmussen
Ørsted Laboratoriet, KU
Ove Østergaard
Silkeborg Amtsgymnasium

KVANT udkommer 4 gange årligt og er medlemsblad for de udgivende selskaber.
Abonnementspris: 135 kr/år (i Danmark).

Annoncepriser

1/1 side	3000 kr
1/2 side	1600 kr
1/4 side	1000 kr
Farvetillæg	1800 kr

Priserne er excl. moms og gælder for reproklart materiale. Henvendelser om annoncer til Torsten Freltoft, NKT Research Centre, telefon 43 48 35 69, telefax 43 63 00 99.

Oplag: 2000

Tryk: P.J.Schmidt, Vojens
ISSN 0905-8893

Indhold:

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

Henrik Jeldtoft Jensen 1

Der er superledende elektroner tilstede i keramiske superledere selv ved gigantisk høje magnetfelter. Alligevel koster det energi at drive strømmen gennem lederen. Det skyldes at strømmen skaber rørelser i en suppe af magnetisk flux-spagetti.

På sporet af iltens rolle i $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ superledere

Niels Hessel Andersen 6

YBaCu - eller 1-2-3-superledere, kært barn har mange navne, er kun delvist forståede. NHA demonstrerer en model der kan gøre rede for overgangstemperaturen. Det viser sig at den orden iltten sidder i, er en vigtig brik i puslespillet.

Superledende ringe med fart på.

Thorsten Holst, NKT Research Center. 11

Superledende elektronik kræver et helt nyt design af logiske kredsløb. Holst gennemgår byggeklødsen: Et $10\mu\text{m}$ stort kvanteinterferometer.

SQUIDs mærker dine tanker

Jørn Bindslev Hansen 16

Med superledende magnetometre er man nu ved at kunne se hvordan aktiviteten i hjernen flytter sig rundt under forskellig tankevirksomhed. Måske er der ikke langt til en cyberpunkhjelm der kan få programmet til at reagere på din frygt og glæde.

Fermioner, bosoner, anyoner og kvante Hall effekten.

Per Hedegård 19

Under arbejdet med at forklare kvante-Hall effekten er man nødt til at indføre en ny type partikler, der ikke opfører sig på den samme pæne måde som almindelige partikler plejer.

Forsiden:

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ -enhedscellen, med tilhørende kurver. Se artiklen side 6.

Tak til Keld Theodor, Afd. for faststoffysik, Risø, for farvegrafikken her og på side 6.

Bagsiden:

Splinterne af komet Shoemaker-Levy 9, på vej til sammenstødene med Jupiter den 16-22 juli. Det store billede har en størrelsesskala på 2.1 buesekund/mm. det er taget den 11. maj med det danske 1.5m teleskop på La Silla, Chile. Teleskopet fulgte kometen så stjernerne er trukket lidt ud under de 15 minutters eksponering. Afstanden til kometen er 657 millioner km.

På det lille billede fra 1.maj er størrelsen 8.2 buesekunder/mm og afstanden fra Jorden 654 millioner km.

Opgave: Hvad er den vinkelrette og radielle hastighed af kometen? Tak til ESO.

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.

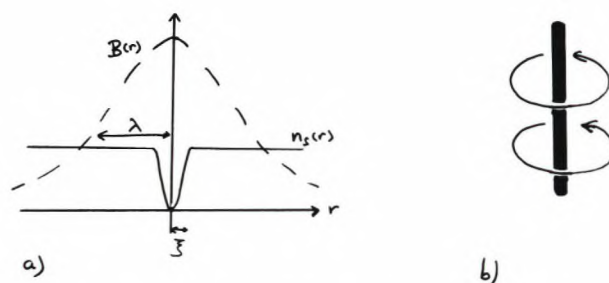
Nu er problemet blot det at den superledende egenskab har svært ved at overleve i magnetfelter. Der findes to typer superledere. Type I superledere placeret i et magnetfelt forbliver superledende op til en bestemt styrke, H_c , af det ydre magnetfelt, H . Så længe $H < H_c$ er hele materialet superledende 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.

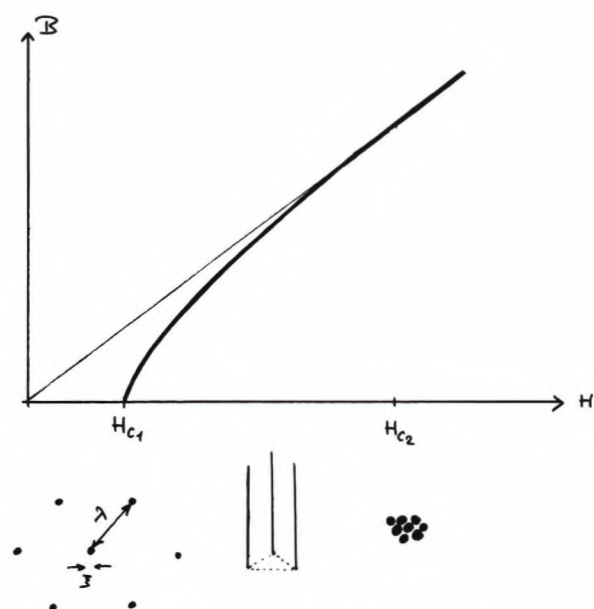
Flux makaroni

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.

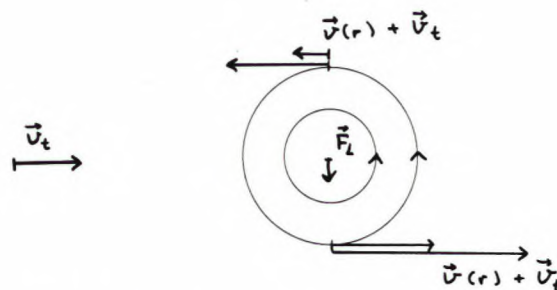
Fluxrør og energi spild

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 fornuftigt 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

V
A
C
U
U
M

P
U
M
P
E
R



AAGE CHRISTENSEN A/S
SKELMOSEVEJ 10
2500 VALBY

TELEFON 36 44 24 44
TELEFAX 36 44 20 24

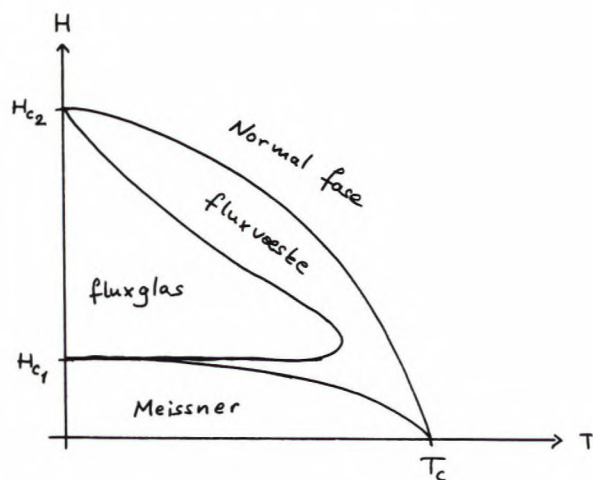
varian

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 fluxrørens bevægelse.

Fluxrørens faser

Vi nævnte tidligere at termiske fluktuationer vil påvirke fluxrørene. 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.



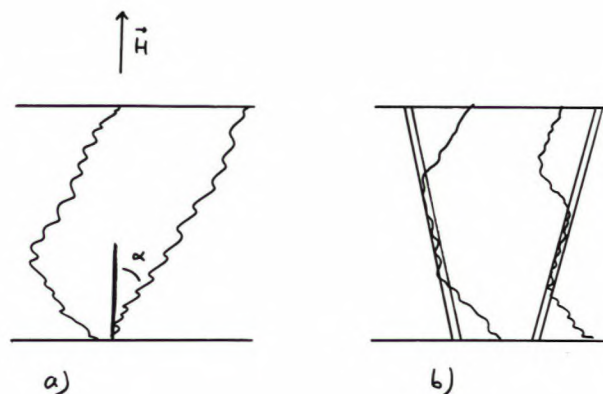
Figur 4. De forskellige faser, man tænker sig fluxrørene befinder sig i, som funktion af temperatur og ydre magnetfelt.

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 fluxrørene erstattes af et homogent indtrængende magnetfelt som sædvanligt i metaller.

De to områder *fluxglas* og *fluxvæske* angiver begge felt og temperatur intervaller, hvor fluxrørene er tilstede inde i materialet. I fluxglas området dominerer vekselvirkningen mellem fluxrørene og urenhederne over de termiske fluktuationer. Man tænker sig at fluxrørene bugter sig igennem materialet for at følge de forskellige tiltrækkende urenheder. Dette område kaldes en glas fordi fluxrørene 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 fluxrørene sig meget sejt. Det er svært at skubbe eller vride fluxsystemet. Nogle folk

mener, at urenhederne holder så godt fast på fluxrørene, 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 fluxrørene imellem og over vekselvirkningen mellem fluxrør og urenheder. Man forestiller sig at fluxrørene 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 fluktuerende fluxrør, som smyer sig op langs stangformede urenheder.

Mere glas

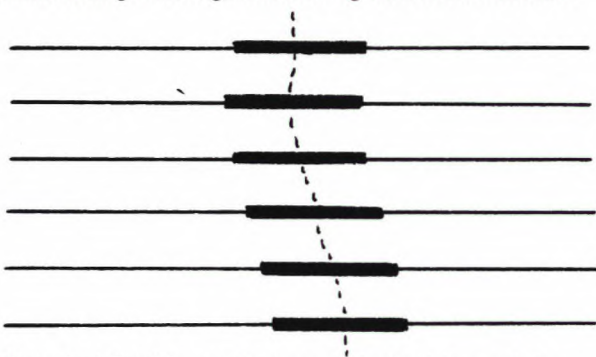
Skal høj T_c superlederne bruges til transport af strøm i magnetfelter ved høje temperaturer, drejer det sig om at få skubbet linien mellem fluxglassen og fluxvæsken op til højere temperaturer. Dette kan gøres, hvis man kan finde en type tiltrækkende urenheder, som ikke så let bliver udkonkurreret af 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. Fluxrørene kan så smygge sig op langs urenhederne, imens de udfører deres termiske zig-zag gang. På denne måde kan fluxrørene 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.



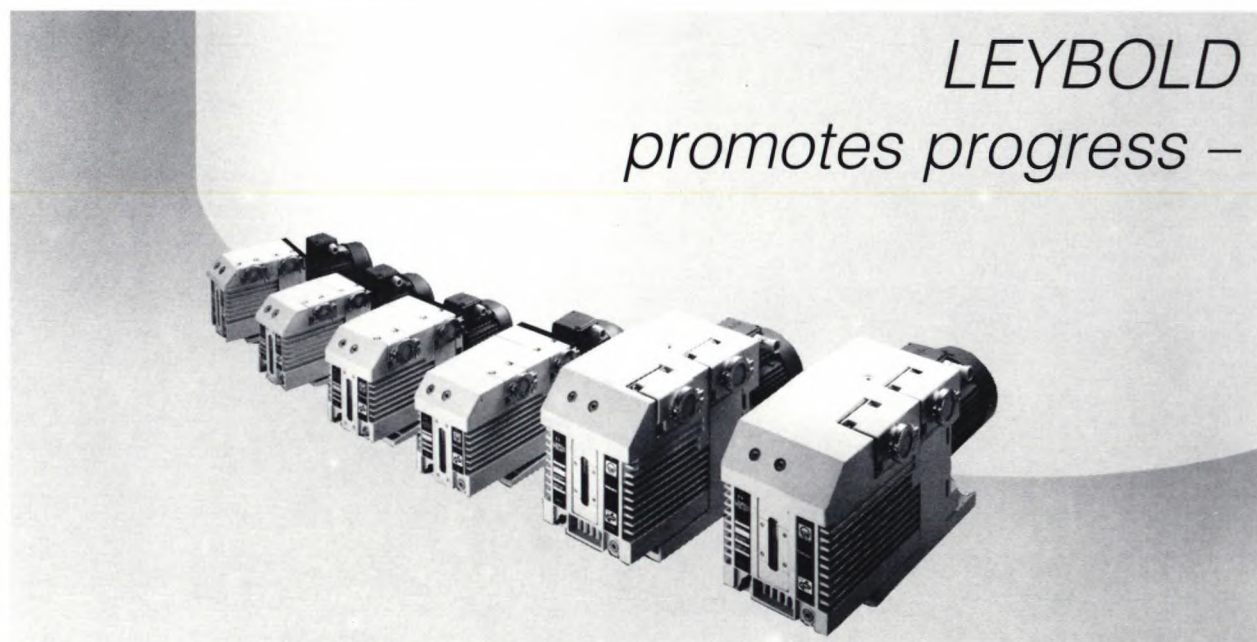
Figur 6. a) Pandekager på en snor, eller lagdelt superleder med en stak af cirkulerende superstrømme.

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.



LEYBOLD
promotes progress –

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

På sporet af iltens rolle i $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ superledere

Niels Hessel Andersen

Afdelingen for Faststoffysik, Forskningscenter Risø

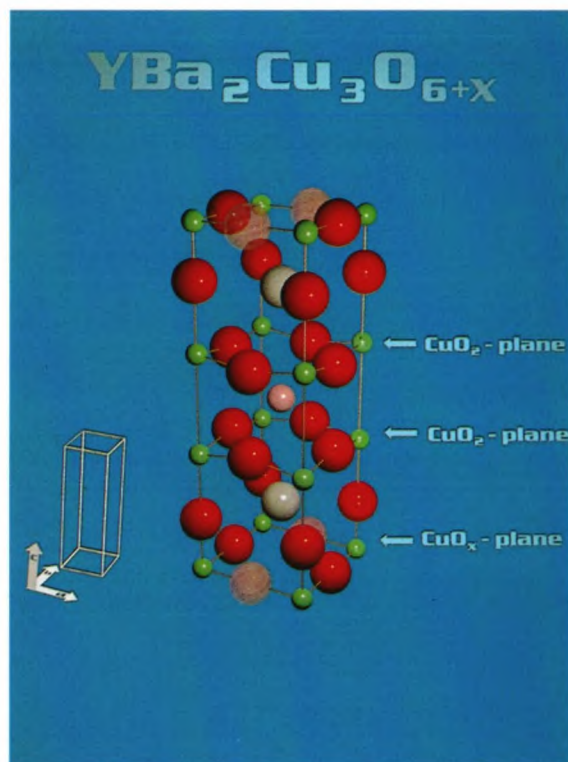
Det er nu velkendt, at det karakteristiske for alle høj T_c superledere er de superledende CuO_2 planer og tilstedeværelsen af passende elektron acceptor enheder, som skaber "huller" i disse planer. Disse to nødvendige strukturelle komponenter er vist skematisk i figur 1. Resultatet af denne hul-doping er, at kobber atomerne i de superledende CuO_2 planer får en formel valens, som er større end to. I mange af høj T_c materialerne har man imidlertid observeret, at T_c stiger med hul-koncentrationen op til en vis grænse, hvorefter den kritiske temperatur aftager og superledningen efterhånden forsvinder. Denne viden danner grundlaget for de forsøg, der gøres på at fremstille nye høj T_c materialer med endnu højere kritisk temperatur.



Figur 1. Skematisk beskrivelse af de strukturelle komponenter i høj T_c superledere, bestående af de superledende CuO_2 planer og elektron acceptor enheden, som skaber de for superledningen nødvendige huller i disse planer.

Hul-doping, som er nødvendig for superledningen, frembringes i høj T_c materialerne på samme måde som i halvlederindustrien, nemlig ved passende substitutioner med elektron acceptorer. For eksempel kan man erstatte lidt lanthan i La_2CuO_4 med barium eller strontium og derved frembringe superledningen. Iltindholdet i materialerne viste sig snart at have afgørende betydning for superledningen, men det er først inden for de senere år, at det er lykkedes at konstruere en simpel model, der forbinder iltindholdet med den kritiske temperatur for superledning

i et af de nye superledende materialer. Denne artikel handler om denne simple model, som er blevet udarbejdet i et samarbejde mellem Afdelingen for Faststoffysik på Risø og Fysisk-Kemisk Institut på Danmarks Tekniske Universitet.



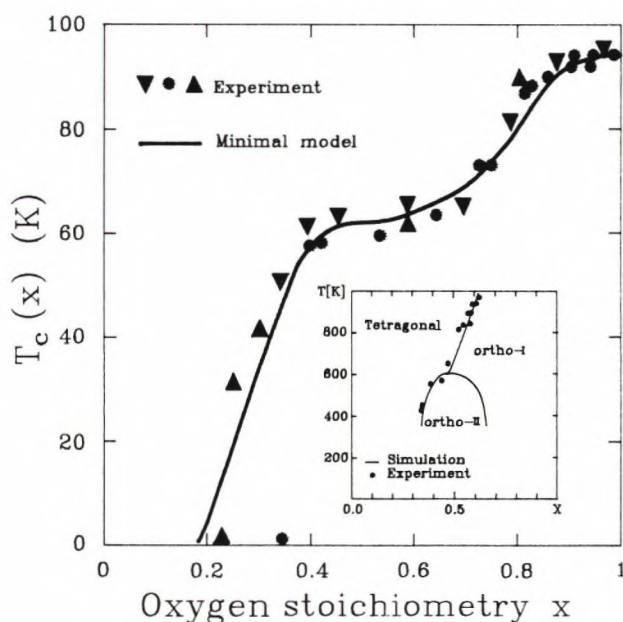
Figur 2. Den krystallografiske enhedscelle af høj T_c superlederen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Farvekoderne er på atomerne er: Cu (grøn), ilt (rød), barium (grå) og yttrium (pink). Krystalstrukturen indeholder to superledende CuO_2 planer og en CuO_x basalplan pr. enhedscelle. CuO_x basalplanen er en elektron acceptor enhed (jvnfr. figur 1), som skaber de for superledningen nødvendige huller i CuO_2 planerne. Den variable mængde af ilt er placeret på iltpositionerne i CuO_x basalplanen. I de orthorhombisk ordnede faser er kun iltpositionerne på b -aksen besat; i den tetragonale uordnede fase er iltpositionerne på a -aksen (gennemsigtig rød) og på b -aksen ligeligt besat. BaO og Y lagene giver ikke anledning til ladningsoverførsler, men bidrager til at stabilisere strukturen.

Betydningen af iltmængden blev først observeret i $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, som kan omdannes fra at være superledende med $T_c = 93\text{K}$ for $0.8 < x < 1.0$ til at være en magnetisk isolator for $0 < x < 0.35$. De superledende egenskaber af de fleste systemer er påvirket af iltindholdet. F.eks. kan man gøre lanthan-kobber-oxiden superledende ved at ilte den i stedet for at substituere med barium og strontium. Problemet er, at dette kun kan gøres

ved specielle kemiske metoder eller under anvendelse af meget store iltryk. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ er i denne henseende et ideelt materiale, fordi det kan præpareres med de mulige iltstøkiometrier, $0 < x < 1$, ved anvendelse af iltpartialtryk på 1 bar og derunder. Det er derfor velegnet som modelsystem til studier af de grundlæggende mekanismer bag høj T_c superledningen, der trods otte års ihærdig forskning endnu ikke er kendt. Det skal endvidere bemærkes, at den strukturelle iltorden, som vil blive diskuteret i det følgende, har en kvasi-to-dimensionel karakter. Derfor er dette stof også populært blandt statistisk-mekanikere, som gerne vil arbejde med lav-dimensionale systemer med magnetiske egenskaber. Endelig er der en stærk teknologisk og kommerciel interesse i at studere egenskaberne ved $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, fordi det kan gøres superledende ved kvælstofs kogepunkt (77K).

I $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ findes der for hver formelenhed og i hver enhedscelle to superledende CuO_2 planer med et mellemliggende lag af yttrium atomer, som vist i figur 2 (og på forsiden af dette nummer). Yttrium atomerne optræder som Y^{+3} ioner, og de er neutrale i forhold til dannelsen af den superledende tilstand. Det er således karakteristisk, at yttrium kan erstattes med de fleste trivalente sjældne jordarters ioner, uden at de superledende egenskaber ændrer sig nævneværdigt. Yttrium atomer bidrager derfor primært til at stabilisere strukturen. Den i figur 1 skitserede acceptor enhed, som skaber de for superledningen nødvendige huller i CuO_2 planerne, er i $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ den såkaldte CuO_x basalplan vist i figur 2. CuO_x basalplanerne, som indeholder den variable mængde af ilt, ligger mellem to BaO lag. Selv om placeringen af iltatomerne i BaO lagene relativt til CuO_x og de superledende CuO_2 planer har nogen indflydelse på de superledende egenskaber, er det iltindholdet og iltens placering i CuO_x basalplanen, som er de afgørende faktorer for superledningen. Når $x < 0.5$ er den gennemsnitlige valens af alle Cu atomerne mindre end 2.0, og superledning er derfor ikke forventet, men som allerede omtalt og vist i figur 3, observeres superledning for $x \geq 0.35$. Dette kan forklares med, at det er den formelle valens af Cu atomerne i de superledende CuO_2 planer, som skal være større end to for at frembringe superledning. For $x = 0$, vil der ikke være ilt i basalplanen, og Cu atomerne i denne plan vil være mono-valente, medens Cu atomerne i CuO_2 planerne er divalente. Når der tilføres ilt til CuO_x basalplanen ($x > 0$), vil dette enten medføre iltning af Cu atomerne i basalplanen, eller overførsel af elektroner fra CuO_2 planerne, og dermed indførelse af de for superledningen nødvendige huller. Ud fra simple betragtninger vil man forvente, at et enkelt iltatom, som placeres mellem to kobber atomer i basalplanen, vil ilte disse to atomer til Cu^{+2} , og der vil ikke finde ladningsoverførsel sted. Placeres endnu et iltatom i forlængelse af den allerede dannede $\text{Cu}^{2+}-\text{O}^{2-}-\text{Cu}^{2+}$ sekvens vil endnu et kobberatom iltes til Cu^{+2} , men iltatomet kan modtage endnu en elektron. Det vil sige, at der er et hul i overskud, som kan blive på iltatomet eller overføres til CuO_2 planerne. Iltens placering i $-\text{Cu}^{+2}-\text{O}^{2-}-\text{Cu}^{+2}-\text{O}^{2-}-\text{Cu}^{+2}-$ kæder vil

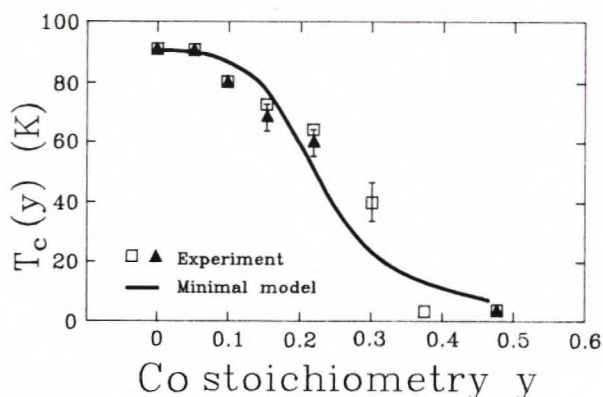
således favorisere ladningsoverførsel, medens isolerede $\text{Cu}^{+2}-\text{O}^{2-}-\text{Cu}^{+2}$ sekvenser næppe vil. På dette grundlag forventes det, at ordnede strukturer, hvor iltten sidder i lange kæder i CuO_x basalplanen, vil give anledning til en mere effektiv ladningsoverførsel, end hvis iltten sidder tilfældigt fordelt. At dette reelt er tilfældet er blevet vist ved en række eksperimentelle undersøgelser. Specielt skal nævnes et meget smukt forsøg af Jorgensen *et al.*, som direkte viser, at prøver, som er bratkølede og har en uordnet struktur, har en lavere kritisk temperatur, end prøver som er bragt i ligevægt. Det er derfor åbenlyst, at oplysninger om iltens placering i CuO_x basalplanen er af afgørende betydning for forståelsen af de mekanismer, der medfører ladningsoverførsler og superledning i $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$.



Figur 3. Variationen af den superledende overgangstemperatur, $T_c(x)$, som funktion af iltstøkiometrien, x , i $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Symbolerne er eksperimentelle resultater fra litteraturen, og den fuldt optrukne linie er resultatet af "minimal model" beregningen beskrevet i teksten. I indskuddet er vist den eksperimentelt bestemte strukturelle faseovergang, ●, mellem den tetragonale uordnede fase og de orthorhombisk ordnede faser, ortho-I og ortho-II, og ASYNNNI modellens beskrivelse af det strukturelle fasediagram (fuldt optrukne linier).

Der er opnået en betydelig viden om de strukturelle egenskaber, der er knyttet til iltordenen i CuO_x basalplanen. Trods dette er der endnu en mangelfuld forståelse for atomernes valensforhold og dannelsen af huller, og hvorledes disse påvirker de grundlæggende egenskaber af elektronstrukturen. Det er imidlertid lykkedes via en *minimal model*, at udnytte den strukturelle viden til at etablere en fænomenologisk sammenhæng mellem ordnede områder af iltstrukturen i CuO_x basalplanen og

den superledende overgangstemperatur, $T_c(x)$ (se figur 3). Det er endvidere blevet vist, at denne *minimale model* også kan redegøre for variationen af den superledende overgangstemperatur i lignende materialer, hvor en del af kobberatomerne i basalplanen er blevet erstattet med f.eks. kobolt. (se figur 4).



Figur 4. Den superledende overgangstemperatur, $T_c(y)$, i Co-dopet $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-y}\text{Co}_y\text{O}_{6+x}$, som function af Co-doping indholdet, y . Firkanter er magnetisk susceptibilitets data (måling af Meissner effect), og trekanten er fra målinger af elektrisk modstand. Den fuldt optrukne line er resultatet af "minimal model" beregningen beskrevet i teksten.

Iltens struktur

For at finde ud af hvordan iltens sidder i basalplanen, benyttes en kombination af eksperimentelle studier og computer simuleringer. De eksperimentelle strukturelle undersøgelser er blevet gennemført med neutroddiffraktion, som er en velegnet teknik til at fastlægge lette atomers placering i en struktur, som også indeholder tunge atomer. Ud fra disse eksperimentelle studier er det bl.a. blevet fastlagt, at krystalstrukturen indeholder en tetragonal uordnet fase og to orthorhombisk ordnede strukturer, kaldet ortho-I og ortho-II. Overgangen mellem faserne er bestemt af iltens placering i CuO_x basalplanerne, så det er tilstrækkeligt at beskrive forholdene i disse planer. I de orthorhombisk ordnede faser sidder iltens i lange $-\text{Cu}-\text{O}-\text{Cu}-$ kæder langs b -aksen i krystalstrukturen, medens iltpositionerne langs a -aksen i det væsentlige er tomme (se figurerne 2 og 5). I den ideelle ortho-I struktur, som svarer til $x = 1.0$, er alle iltpositionerne langs b -aksen besat, medens iltpositionerne i den ideelle ortho-II struktur ($x = 0.5$) ikke indeholder ilt i hver anden af kæderne. I den tetragonal uordnede fase vil der fortsat være korte $-\text{Cu}-\text{O}-\text{Cu}-\text{O}-$ kædestykker, men de vil være tilfældigt orienteret. Hvis iltindholdet afviger fra de ideelle for ortho-I ($x = 1.0$) og ortho-II ($x = 0.5$), vil en af strukturerne dominere, men den vil være iblandet domæner af den anden type eller af den tetragonale uordnede fase.

De finere detaljer vedrørende iltens placering i CuO_x

basalplanen kan vanskeligt bestemmes eksperimentelt med tilstrækkelig nøjagtighed. Man må derfor ty til teoretiske modelstudier, som i det her beskrevne arbejde er baseret på den såkaldte ASYNNNI model. Som det fremgår af figur 2 er der stor afstand mellem CuO_x basalplanerne, og iltordenen i disse planer forventes derfor i høj grad at have en to-dimensionel karakter. ASYNNNI modellen er derfor en to-dimensionel model, som beskriver iltstrukturen ved hjælp af tre effektive vekselvirkningsparametre mellem iltatomerne: en frastødende nærmeste-nabo vekselvirkning, V_1 , og to næst-nærmeste-nabo vekselvirkninger, som er tilstrækkende, V_2 , og frastødende, V_3 , afhængig af, om der mellem iltatomerne findes et kobber atom eller ej (se figur 5). Ud fra modellen kan man ved hjælp af computer simuleringer bestemme de dominerende krystalstrukturer og fordelingen af domænerne af de forskellige strukturer, som funktion af iltindholdet og temperaturen. De tre vekselvirkningsparametre fastlægges ved sammenligning med de eksperimentelle strukturelle data. Dette kan man se et eksempel på i indskuddet til figur 3, hvor eksperimentelle bestemmelser af den strukturelle overgangen mellem den tetragonal uordnede og de orthorhombisk ordnede ortho-I og ortho-II faser er sammenlignet med modellens forudsigelser. Nu kan man indvende, at det er let nok at få eksperiment og teori til at passe sammen, blot man forsyner den teoretiske model med tilstrækkeligt mange fri parametre, her størrelsen af de tre vekselvirkninger. Hertil skal det bemærkes, at de vekselvirkningsparametre, der er benyttet i modelarbejdet, er i nøje overensstemmelse med de værdier, som er fremkommet ved elektron båndberegninger uden anvendelse af justerbare parametre.

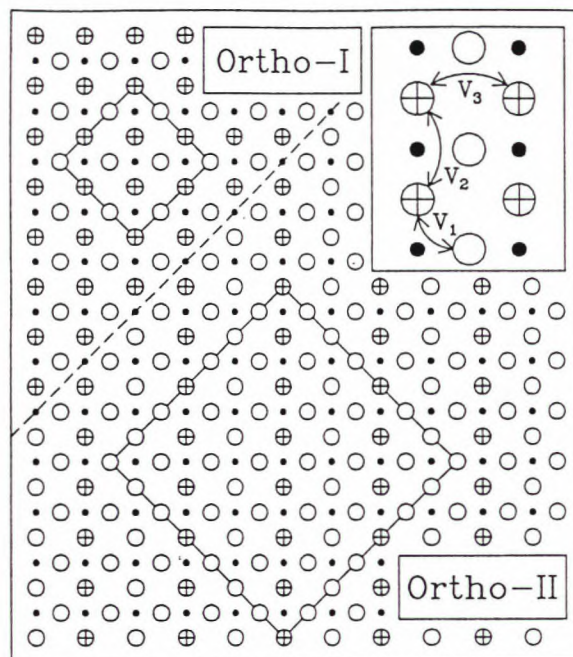
Iltstruktur og superledning

Med kendskabet til en model for iltordenen i CuO_x basalplanen kan de finere detaljer i strukturen fastlægges. For at få relateret denne viden til overgangstemperaturen anvendes en såkaldt *minimal model*. Den *minimale model* tager sit udgangspunkt i en påstand om, at en effektiv ladningsoverførsel, som understøtter superledning, kun finder sted fra orthorhombisk ordnede iltområder af en vis størrelse, kaldet "Minimal Size Clusters" (MSCs). Da den eksperimentelt observerede variation af $T_c(x)$ viser plateauer med $T_c = 58$ Kelvin omkring den ideelle ortho-II struktur ($x = 0.5$), og $T_c = 93$ Kelvin i nærheden af den ideelle ortho-I struktur ($x = 1.0$), forventes MSCs af ortho-II og ortho-I strukturerne at understøtte superledning ved henholdsvis 58 Kelvin og 93 Kelvin. Den *minimale model* forudsiger så, at den fulde $T_c(x)$ variation er givet som en simpel vægtet middelværdi af det antal iltpositioner, som ud fra simuleringsberegningerne tilhører de to typer MSCs, med vægtfaktorerne 58 Kelvin for ortho-II og 93 Kelvin for ortho-I. Størrelsen af de to typer MSCs er justerbare parametre i modellen. De er tilpasset til at være 4×4 iltpositioner for ortho-I og 8×8 iltpositioner for ortho-II, som vist i figur 5. I figur 3 er re-

sultatet af *minimal model* beregningen sammenlignet med eksperimentelle resultater fra litteraturen. Overensstemmelsen er forbløffende, og den viser for første gang en kvantitativ sammenhæng mellem ordnede iltstrukturer og superledning i $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$.

Minimal modellen er som sagt rent fænomenologisk. Der må yderligere argumenter og resultater frem for at kunne skelne mellem de to muligheder: Enten er der noget om snakken, eller også er der tale om en ligegyldig overensstemmelse, som blot er fremkommet ved at anvende tilstrækkeligt mange vilkårlige justerbare parametre. Det er i denne sammenhæng interessant at notere sig, at størrelsen af de to MSCs er i nøje overensstemmelse med de superledende kohærenslængder af $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ for henholdsvis $x = 0.5$ og $x = 1.0$. Den superledende kohærenslængde er et mål for den karakteristiske afstand mellem elektronerne eller hullerne, som danner par i den superledende tilstand. Kohærenslængden kan bestemmes eksperimentelt, f.eks. ved magnetiske målinger. Hvis den strukturelle orden er af betydning for superledningen, som de opnåede resultater synes at vise, vil kohærenslængden være et forventet mål for det område, som skal have strukturel orden for at bidrage til superledningen.

Gyldigheden af den *minimale model* til beskrivelse af den superledende overgangstemperatur på grundlag af den strukturelle iltorden er blevet undersøgt yderligere gennem studier af M-dopet $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-y}\text{M}_y\text{O}_{6+x}$ ($\text{M} = \text{Al}$, Co og Fe). Med disse materialer er det muligt at ændre iltstrukturen på en helt anden måde end ved blot at ændre x i udgangsmaterialet. Al , Co og Fe sætter sig i stedet for kobber i basalplanen, og på grund af disse atomers højere valens, og dermed højere ilt-koordinationstal, vil de forårsage iltuorden i $\text{Cu}_{1-y}\text{M}_y\text{O}_x$ basalplanen. Dette er blevet påvist eksperimentelt, og det har vist sig muligt at redegøre for de eksperimentelle strukturelle resultater ved en simpel modifikation af ASYNNNI modellen, som tager højde for M-doping atomernes tendens til at have højere ilt-koordinationstal. Den eneste ændring i forhold til den oprindelige ASYNNNI model er, at den nærmeste-nabo frastødende vekselvirkningsparameter, V_1 , omkring omkring Cu atomerne bliver erstattet af en tiltrækkende vekselvirkning, V_1^M , omkring M-doping atomerne (jvnfr. figur 5). V_1^M er således den eneste justerbare parameter i modellen, og den er blevet fastlagt ved sammenligning med strukturelle eksperimentelle data. Den oprindelige *minimale model* kan derfor anvendes til at forudsige den superledende overgangstemperatur, $T_c(y)$, som funktion af doping koncentrationen y uden justerbare parametre. *Minimal model* resultatet er sammenlignet med eksperimentelle resultater for $\text{M} = \text{Co}$ i figur 4. Igen opnås en forbløffende god overensstemmelse. Som allerede nævnt er de mekanismer, som fører til iltuordenen i M-doped ($y > 0$) og iltfattigt ($x < 1.0$) $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-y}\text{M}_y\text{O}_{6+x}$, afgørende forskellige. Alligevel etablerer *minimal modellen* en éntydig beskrivelse af sammenhængen mellem T_c og ordnede iltområder i de to systemer.



Figur 5. Schematisk illustration af de to typer orthorhombisk iltorden, ortho-I og ortho-II, i CuO_x basalplanen af $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Den stiplede linie adskiller ortho-I og ortho-II type strukturerne. $\circ$ angiver tomme iltpositioner, $\oplus$ er besatte iltpositioner, og $\bullet$ er kobberatomer. 4×4 og 8×8 kvadraterne definerer Minimal Size Clusters (MSCs) af henholdsvis ortho-I og ortho-II type iltorden. I indskuddet er vist de tre vekselvirkninger, V_1 , V_2 og V_3 , som via ASYNNNI modellen beskriver iltordningen.

Et tredje og sidste argument for, at der er noget om snakken, stammer fra en tredje måde at variere iltordningen i prøven på. I det ovenfor nævnte eksperiment, som blev udført af Jorgensen *et al.*, tog man en prøve af $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ og varmede den op til en høj temperatur, hvor strukturen er uordnet. Herefter bratkølede man prøven til stuetemperatur, hvor ligevægtsstrukturen er orthorhombisk ordnet, og målte de strukturelle egenskaber og T_c som funktion af tiden. Straks efter bratkølingen var prøven tetragonal og ikke-superledende, men med tiden blev den orthorhombiske struktur mere udtalt og $T_c(t)$ voksede til den forventede ligevægtsværdi for $x = 0.4$. Den eksperimentelt målte $T_c(t)$ variation er blevet sammenlignet med resultater af computer simuleringer baseret på ASYNNNI modellen af det samme hændelsesforløb, og det er blevet fastlagt, at $T_c(t)$ følger den samme vækstlov som dannelsen af ordnede ortho-II domæner. Kort sagt: Ligegyldigt hvilke metoder, der anvendes til at ændre iltordenen synes eksperimenterne at indikere at strukturelt ordnede iltområder er af afgørende betydning for superledningen i $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-y}\text{M}_y\text{O}_{6+x}$ materialerne.

Der forestår et omfattende arbejde med at forstå, hvorledes de etablerede fænomenologiske relationer er knyttet til de mikroskopiske elektroniske egenskaber af disse materialer.

Referencer:

- 1) Poulsen *et al.*, Relation between superconducting transition temperature and oxygen ordering in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$.
Letter to Nature, Vol. **349** (1991), 594



Niels Hessel Andersen er lic. scient., seniorforsker og projektleder for høj T_c superledersforskningen i Afdelingen for faststoffysik, Forskningscenter Risø.

Residual Gas Analysis from VG Quadrupoles

The NEW Quartz series Analytical PC-driven RGA is part of a complete range of instruments for residual gas analysis designed to satisfy the diverse demands of industry and research.

This integrated package features :

- ◆ 100,200 or 300 amu mass ranges.
- ◆ Dual Detection (Faraday/Channeltron) available on all versions.
- ◆ PC computer driven offers speed, flexibility and post data analysis.
- ◆ NEW Crystal Windows Software package standard on all versions.
- ◆ UHV Ion Source option on Dual Detection versions.

NOW AT VERY ATTRACTIVE PRICES!

For full information, please contact

Fisons Instruments Nordic AB, Sweden

tel. +46-8-730 02 95 or fax. +46-8-730 42 42.

FISONS
Instruments



Superledende ringe med fart på.

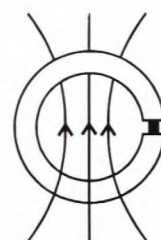
Thorsten Holst, NKT Research Center.

Superledende digitalelektronik har altid været den grimme ælling i forhold til den succesfulde halvlederteknologi. Halvlederindustriens succes hænger sammen med den enorme evne til at integrere kredsløb og få millioner af transistorer til at virke. Hvad superledende elektronik endnu ikke har i kompleksitet, har det til gengæld i hastighed - og det endda i rigt mål. Det har gennem tiderne fået nogle af elektronikbranchens sværvægttere, eksempelvis IBM og Fujitsu, til at tage et seriøst livtag med superledende elektronik - dog uden et egentlig gennembrud (bedst er en 8-bit mikroprocessor fra Fujitsu med 1 GHz klokkefrekvens bestående af 22.000 Josephson dioder). Grunden til problemerne var for dårlig diodekvalitet og et uheldigt design af de logiske kredsløb, som ikke konsekvent nok udnyttede de aktive elementer (Josephson dioder) særegne egenskaber. Siden da har specielt japanerne forbedret diodekvaliteten, og man bruger nu udelukkende niobium i stedet for blylegeringer som superleder. Sjovt nok kom løsningen til problemet med logikken hverken fra USA eller Japan, men fra Moskva. Professor K.K. Likharev og kolleger satte i 1985 for alvor gang i udviklingen ved at foreslå brugen af Single-Flux-Quantum (SFQ) kredsløb, hvor klokkefrekvenser på 100 GHz snarere er reglen end undtagelsen. Allerede i 1989 brød de russiske gruppe 100-GHz grænsen med en SFQ flip-flop¹. Med opdagelsen af keramiske superledere har et af de tilbageblevne spørgsmål fået fornyet aktualitet - nemlig om det nu er muligt at undgå den dyre og besværlige køling med flydende helium. Hvem ved - måske !

Magnetiske flukskvanter i interferometerringe

Normalt får man det indtryk, at kvantemekanikkens bølgefunktion har en ganske lille rumlig udstrækning. I superledende materialer lever bølgefunktionen imidlertid en mere grandios tilværelse - alle elektronpar adlyder den samme bølgefunktion, hvilket svarer til at bølgefunktionens fase og amplitude er kohærent over en afstand, der er lig med udstrækningen af det superledende materiale. Tager man en superledende ring, vil den magnetiske fluks gennem hullet være kvantiseret i enheder af det magnetiske flukskvant: $\Phi = n\Phi_0$, $\Phi_0 = h/2e \approx 2,07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ (svarende til at 1 μA cirkulerer rundt i en ring med en diameter på 2 mm). Fænomenet skyldes, at bølgefunktionen interfererer med sig selv, hvilket stiller krav til, at bølgefunktionens faseforskel rundt om hullet er et helt antal gange 2π (analogt til Bohrs kvantiserede elektronbaner, blot er der her tale om et makroskopisk elektron-system og ikke et mikroskopisk system). Søger man at ændre den magnetiske fluks gennem hullet ved at påtrykke et ydre magnetfelt, vil en afskærmende spændingsløs superstrøm straks begynde at cirkulere i ringen for at udkom-

pensere ændringen af fluksen gennem hullet. Kun ved opvarmning af superlederen til over overgangstemperaturen eller ved at skærmstrømmen overstiger den kritiske strøm for superlederen, kan man ændre fluksen i hullet.

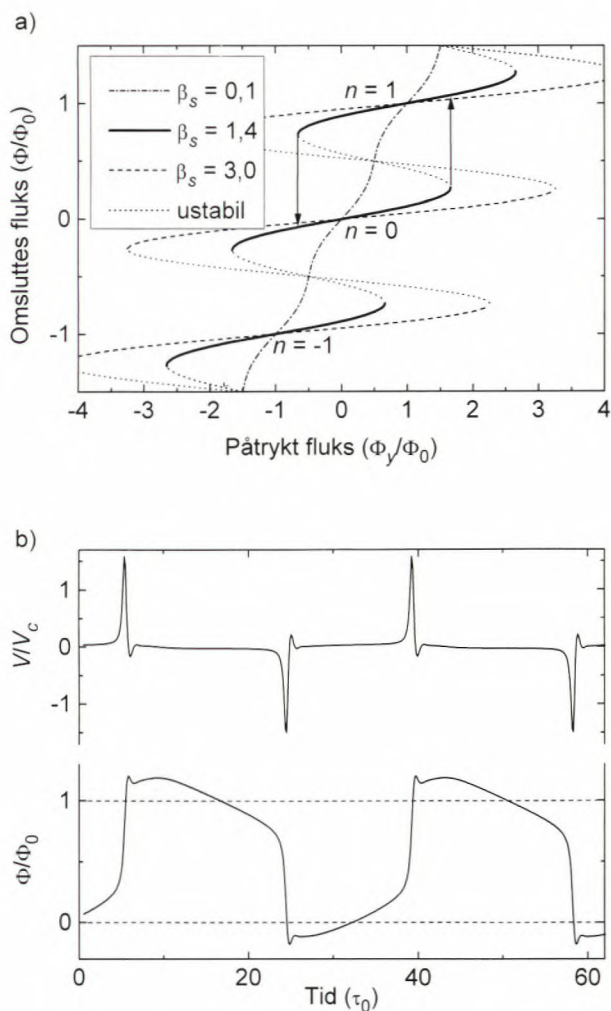


Figur 1. Den magnetiske fluks som omslutes af en superledende ring er kvantiseret som følge af bølgefunktionens interferens med sig selv. Et svagt led i form af en Josephson diode kan bruges til at lukke flukskvanter ind eller ud af ringen i løbet af få picosekunder. Dette er princippet bag superledende Single-Flux-Quantum (SFQ) logik, som er verdens hurtigste elektriske logikfamilie.

Digital information kan altså i princippet repræsenteres ved antallet af lagrede flukskvanter i ringen. For at få en nem og hurtig kontrol med antallet af flukskvanter gennem hullet, må man indsætte et svagt led i ringen, se fig. 1. Et svagt led af denne art kaldes en Josephson diode og består af et lag ikke-superledende materiale, som typisk er et en nanometer tyndt lag isolator eller normalt metal. Er afstanden mellem de to superledende sider meget større, vil bølgefunktionen ikke kunne bevare sin fasekohærens rundt i ringen. Koblingsstyrken mellem de to superledende sider beskrives ved den kritiske superstrøm, I_c , som svarer til den maksimale strøm Josephson dioden kan bære og stadigvæk være i den spændingsløse tilstand. Kvantiseringsbetingelsen for ringen er nu: $2\pi n = \phi + 2\pi\Phi/\Phi_0$, hvor ϕ er bølgefunktionens faseforskel over Josephson dioden. For Josephson dioder gælder, at de direkte målelige størrelser strøm og spænding kan udtrykkes simpelt ved bølgefunktionens faseforskel, ϕ . Den superledende ring med Josephson dioden er et eksempel på et stort (10-100 μm) kvantemekanisk interferometer.

Den magnetiske fluks gennem interferometerringen er den ydre fluks minus den inducerede fluks, $\Phi = \Phi_y - LI_s$, hvor L er induktansen af ringen. I Josephson diodens spændingsløse tilstand er strømmen gennem dioden givet ved $I_s = I_c \sin \phi$, og sammenhængen mellem den påtrykte fluks og fluksen gennem hullet er derfor:

$$\Phi_y = \Phi + LI_c \sin\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)$$



Figur 2. a) Den magnetiske fluks i en superledende interferometering er mere eller mindre kvantiseret, afhængig af, hvor effektivt ringens selvinduktion afskærmer den ydre påtrykte fluks, karakteriseret ved skærmningsparameteren. Når den påtrykte fluks ændres tilstrækkeligt, vil interferometeret pludselig ændre antallet af magnetiske flukskvante (vist med pile), f.eks. $n \rightarrow n+1$, og der opstår en picosekund kort SFQ-spændingspuls over interferometeret. b) Numerisk simulering der viser tidsforløbet af SFQ-pulserne og interferometerfluksen, svarende til det hysteretiske gennemløb vist med pile øverst på figuren.

Hvis $LI_c \ll \Phi_0$, så er Josephson diodens kritiske strøm I_c for lille til at afskærme for selv ét flukskvant - flukskvantiseringen kan ikke længere opretholdes, og fluksen gennem ringen følger den påtrykte fluks. I den modsatte grænse, hvor afskærmningen er meget effektiv, $LI_c \gg \Phi_0$, nærmer man sig tilfældet, hvor Josephson dioden kan bære en tilstrækkelig stor strøm til, at flukskvantiseringen er næsten perfekt, $\Phi \approx n\Phi_0$. Afskærmningens effektivitet beskrives bekvemt ved at indføre den dimensionsløse skærmningsparameter $\beta_s = LI_c/\Phi_0$. På figur 2(a) er vist $\Phi - \Phi_y$ sammenhængen for forskellige grader af afskærmning. Det er det hysteretiske gennemløb af $\Phi - \Phi_y$ kurven, som giver interferometeret sin hukommelseffekt. I praksis vælger man $0,5 < \beta_s < 1,5$ ud fra betragtningen, at er β_s lavere, er hysteresen væk

eller for marginal, og er β_s højere, kræves et stort påtrykt felt for at drive kredsløbet. Det som gør SFQ-kredsløb så unikke er den hastighed, hvormed flukstilstanden kan ændres. Lige ved det punkt, hvor systemet skifter fra $n = 0$ til $n = 1$ tilstanden, er den cirkulerende strøm lig diodens kritiske strøm. Øges Φ_y nu yderligere, kan dioden ikke bære mere superstrøm og en kortvarig spændingspuls dannes over dioden, hvilket er illustreret på figur 2(b). Under dette forløb er den superledende ring afbrudt, og fluksen vil omarrangere sig til en ny superledende tilstand med $n = 1$. Denne proces er ekstremt kortvarig, nemlig tæt på den karakteristiske tidsenhed $\tau_0 = \Phi_0/I_c R_{eff}$, hvor R_{eff} er en effektiv modstand for dioden når den ikke superleder. Det giver en skiftetid på omkring 1-10 ps, hvilket gør SFQ-logikfamilien til den eneste seriøse kandidat, når 100-GHz grænsen for digitale kredsløb for alvor skal overskrides. Da der skiftes ét flukskvant ad gangen, er arealet af spændingspulsen også kvantiseret, hvilket giver en typisk pulsamplitude på $V_c = I_c R_{eff} \approx 1 - 2$ mV.

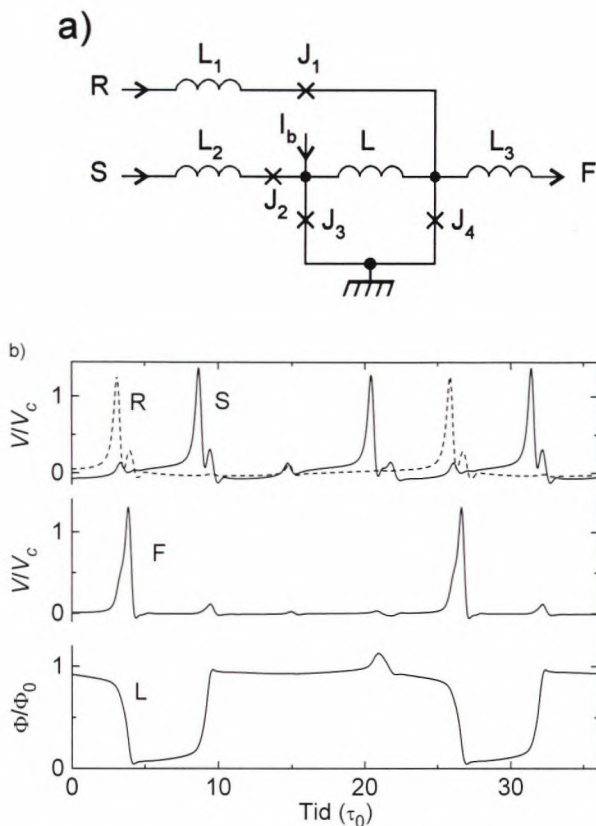
I alle Josephson dioder er der dæmpningsmekanismer. Er dæmpningen lavere end hvad der svarer til kritisk dæmpning $\beta_c \approx 1$, så risikerer man at skifte ikke bare ét men flere flukskvante ad gangen. En for høj dæmpning vil forlænge skiftetiden. Energien som udløses, når interferometeret skifter tilstand, er omtrent $I_c \Phi_0 \approx 2 \times 10^{-19}$ J for $I_c = 100 \mu A$, som er en typisk værdi af den kritiske strøm ved heliums kogepunkt. Da interferometeret jo er superledende mellem pulserne, afsættes der ingen energi i denne periode.

"Single Flux Quantum" flip-floppen

En af de vigtigste komponenter for alle digitale kredsløbsfamilier - det være sig halvleder- såvel som superlederlogik, er en såkaldt flip-flop, et elektronisk kredsløb som kan huske en tilstand, indtil den ønskes ændret. SFQ-kredsløbet på fig.3 virker præcis som en almindelig SR (Set-Reset) flip-flop, men med den forskel, at binær information modtages og sendes som picosekund korte spændingspulser og ikke som dc spændingsniveauer som i al halvledende transistorlogik (de oprindelige superledende logikfamilier opererede faktisk med dc spændingsniveauer, hvilket viste sig at begrænse den maksimale hastighed til nogle få GHz).

For at forklare hvordan SR flip-floppen kan lagre information som magnetiske flukskvante i superledende interferometerringe for senere at frigøre den igen som SFQ-pulser, kigger vi på fig.3a. Hvis flip-flop-kredsløbet påtrykkes en jævnstrøm $I_b \approx 0,8 I_c$, vil kredsløbet have to stabile superledende tilstande, som afskiller sig fra hinanden ved retningen af den cirkulerende strøm $I_s \approx \pm \Phi_0/(2L)$. Lad os antage at strømmen cirkulerer mod uret ($n = 0$), således at den adderer op med I_b i J_3 : $I_3 = I_b/2 + I_s \sim I_c$. Hvis nu en SFQ-puls ankommer til indgangen S, vil den stimulere J_3 til at affyre en SFQ-puls, men ikke J_4 , som er forspændt med en mindre jævnstrøm, $I_4 = I_b/2 - I_s$. Resultatet er, at interferometeret J_3 - J_4 skifter til $n = 1$ tilstanden, hvor interferometerstrømmen

cirkulerer med uret. Det er nu klart, at en nulstilling ("1" "0" skiftet) kan udløses ved, at en SFQ-puls ankommer til indgangen R. Under nulstillingen er det J_4 , som affyrer en SFQ-puls, hvilket gør, at F kan bruges som et udgangssignal. De to hjælpedioder J_1 og J_2 beskytter signalkilderne mod uønskede refleksioner fra interferometerets indgange i tilfælde af et "forkert" signal, eksempelvis hvis en puls kommer ind på S indgangen, mens interferometeret er i "1"-tilstanden. I så fald opsluges SFQ-pulsen af J_2 , og interferometerets tilstand lades uændret. Læg mærke til at et interferometer med to dioder giver flere muligheder for at styre transporten af flukskvanter. Desuden behøver den magnetiske fluks ikke at komme fra et ydre påtrykt felt men kan lige så godt blive induceret ved, at en strøm løbet i interferometeren eller en del af denne.

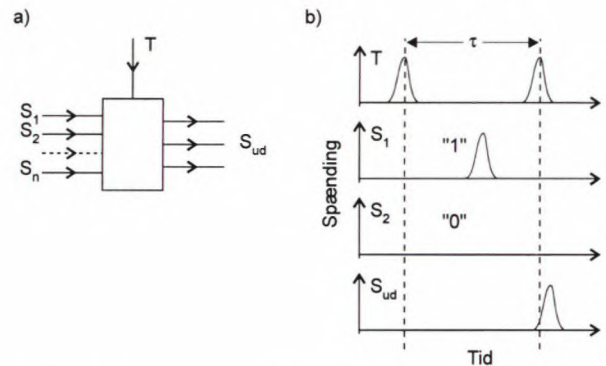


Figur 3. a) Elektrisk diagram over en af nøglekomponenterne i al digital logik, nemlig flip-floppen, der kan huske en tilstand, indtil den ønskes ændret. R og S, med de tilhørende induktanser og dioder, er indgange der føder pulser til interferometeren. Selve interferometeret udgøres af strømsløjfen L - J_3 - J_4 . I_b er en påtrykt dc-strøm og udlæsning foregår ved F. Se teksten.

b) Numerisk simulering af SFQ flip-floppens virkemåde. Indgangssignalerne S(et) og R(aset) pulserne kommer fra to SFQ-pulsgeneratorer (ikke vist).

En naturlig følge af SFQ-kredsløbs virkemåde er følgende definition af et logisk bit. Alle SFQ-kredsløb er opbygget af elementære celler, se fig.4, der fødes med SFQ-pulser på indgangene $S_1, \dots, S_n$ og på kloklinjen T. Binært "1" svarer til, at der ankom en SFQ-puls på et

eller andet tidspunkt mellem to klokpulser, mens binært "0" tilsvarende svarer til fraværet af en SFQ-puls mellem to klokpulser (asynkron indlæsning). Det er kun tilladt for en klokspuls at overføre resultatet af cellens logiske funktion til udgangen S_{ud} (synkron udlæsning). Den samme klokspuls afslutter klokperioden ved at nulstille cellen.



Figur 4. a) Elementær SFQ-celle med klokindgang T. b) Binært "1" og "0" defineres ved henholdsvis tilstedeværelsen og fraværet af en SFQ-puls mellem to klokpulser.

Hvis SR flip-flopps R indgang styres af en serie klokpulser, og S indgangen modtager selve signalpulserne, har man en D (Delay) flip-flop efter ovenstående definition af logiske bit. Udlæsningen af D flip-flopps indhold er destruktiv, dvs. at interferometeret skifter tilstand under udlæsningen, og den lagrede information kan derfor kun læses én gang. Dette er selvfølgelig tit upraktisk, og man vælger ofte et design med ikke-destruktiv udlæsning. Med kun to ekstra Josephson dioder kan D flip-floppen have ikke-destruktiv udlæsning, hvilket viser lidt om SFQ-kredsløbs fleksibilitet.

Kan SFQ-kredsløb med højtemperatur superledere leve op til deres navn ?

Indtil for ganske nylig har man kun arbejdet med metalliske Josephson dioder, hovedsagelig af niobium, som grundelementet i SFQ-kredsløb. Efter nu syv års arbejde med keramiske superledere med høj overgangstemperatur er man - ganske forsigtigt - begyndt at spørge, om keramiske Josephson dioder mon kan bruges til SFQ-kredsløb og dermed undgå kølingen med flydende helium. For at besvare dette spørgsmål må vi forstå lidt nærmere, hvordan man opbygger et skiftelement med metalliske Josephson dioder, og specielt hvad der begrænser skiftetiden.

Elektronparrene slås i stykker, hvis de udsættes for energier større end energigabet i superlederen, $\Delta \approx 1,5$ meV for niobium, og Josephson effekten forsvinder derfor ved frekvenser over $2\Delta/\hbar, 72$ THz. Josephson diodens koblingsenergi $E_J = \Phi_0 I_c / (2\pi)$ skal være meget større end den termiske energi $k_B T$, da man ellers får termisk inducerede skift og dermed fejloperationer.

I et design beregnet til operation ved helium temperatur fastholdes derfor $I_c \approx 100 - 200 \mu\text{A}$, uafhængigt af diodens areal. For metalliske Josephson dioder eksisterer der en fundamental relation mellem I_c , normalmodstanden R_n (Josephson diodens modstand over overgangstemperaturen) og energigabet: $I_c R_n = \pi \Delta / (2e) \approx 2,4 \text{ mV}$, hvilket her fastlægger R_n til $12-24 \Omega$ for niobium dioder.

Metalliske Josephson dioder er oftest født underdæmpede, $\beta_c = 2\pi I_c R_{eff}^2 C / \Phi_0 \gg 1$ (C er Josephson diodens kapacitans). Den effektive modstand er parallelmodstanden af normalmodstanden, R_n fra Josephson dioden selv og en ekstern shuntmodstand R_s som bruges til at nedbringe dæmpningsparameteren til den ønskede værdi. Har dioden et relativt stort areal svarende til en stor kapacitans, skal R_{eff} være tilsvarende mindre for at øge dæmpningen. For store dioder bestemmer dæmpningskravet altså at den effektive modstand nærmer sig til R_s . Dermed forlænges skiftetiderne imidlertid. Formindskes diodens areal kan shuntmodstanden øges og vi vil nærme os til den ultimativt korteste skiftetid $\Phi_0 / (I_c R_n) \approx 1 \text{ ps}$. Med en $1\text{-}\mu\text{m}$ litografiteknologi, som i dag er standard i halvlederindustrien, er man tæt på 1-ps skiftetider, mens en $5\text{-}\mu\text{m}$ teknologi giver skiftetider på omkring 7 ps . De russiske forskeres første forsøg med SFQ-kredsløb i slutningen af firserne var med en relativ primitiv $5\text{-}\mu\text{m}$ teknologi, og alligevel blev 100-GHz grænsen brudt. Numeriske simuleringer viser, at en overførsel til $1\text{-}\mu\text{m}$ fremstillingsteknologi vil kunne øge klokfrekvensen til over 300 GHz !

Ved kvælstofs kogepunkt, 77 K , er de keramiske Josephson dioder, som man i dag kan fabrikere, meget overdæmpede ($\beta_c \ll 1$) og har et moderat $I_c R_{eff}$ -produkt, der typisk ligger på $0,1-0,2 \text{ mV}$. Ved temperaturer under $10-20 \text{ K}$, er $I_c R_{eff}$ -produktet og β_c steget med en faktor ti. Fælles for alle keramiske Josephson dioder er en meget kraftig lækstrøm gennem dioden, hvilket nedsætter det vigtige $I_c R_{eff}$ -produkt og overdæmper dioden. Shuntmodstanden, som den kendes fra niobium dioderne, er desværre i al for høj grad "indbygget" og kan i øjeblikket ikke fjernes endsige kontrolleres. Det menes, at et af problemerne ved fremstilling af keramiske Josephson dioder er kvaliteten af grænsefladen mellem den stærkt anisotrope keramiske superleder og den mellemliggende ikke-superledende barriere.

Ovenstående tal viser, at SFQ-kredsløb med keramiske dioder kan tåle sammenligning med niobium dioder, hvis temperaturen er under 20 K , mens operation ved 77 K i dag er mere tvivlsom omend ikke udelukket. Hovedproblemet for keramiske dioder er dog af en anden art, nemlig reproducerbarheden af specielt diodens kritiske superstrøm, som er bestemmende for skærpnings- og dæmpningsparameteren, og som dermed indgår kritisk i hele designet. Manglen på reproducerbarhed begrænser i dag demonstrationskredsløb til $10-100$ dioder. Kredsløb med niobium dioder har i dag en kompleksitet svarende til 10000 Josephson dioder, mens halvlederindustrien arbejder med en million transistorer pr. chip. Der er ingen tvivl om, at både kvaliteten og reproducerbarheden

af keramiske Josephson dioder vil forbedres i løbet af de næste år. Et $I_c R_{eff}$ -produkt på hele $10,6 \text{ mV}$ er fornyligt rapporteret ved $4,2 \text{ K}$. Målinger på keramiske superledere viser, at energigabet kan ligge helt oppe på $20-40 \text{ meV}$, hvilket teoretisk bør afspejle sig i et endnu højere $I_c R_n$ -produkt. Dette viser, at potentialet absolut er tilstede i keramiske dioder - i det mindste ved lave temperaturer. Et andet problem af mere fundamental art illustreres af følgende lille regneeksempel: for at holde sandsynligheden for termisk inducerede fejloperationer lav i én diode, skal diodens koblingsenergi, E_J , være meget større end energien af de termiske svingninger i materialet, $k_B T$. Med moderne litografi er det ikke noget problem at lave den nødvendige interferometerinduktans, L på $10-30 \text{ pH}$ for at opnå den rigtige skærpningsparameter. Ønsker vi den samme fejlsandsynlighed ved 77 K , skal I_c skaleres op til 2 mA , mens L reduceres tilsvarende til $0,5-1,5 \text{ pH}$. Så små induktionsværdier er meget svære at håndtere i et design og selv de mindste parasitiske induktioner fra f.eks. en ekstern shuntmodstand vil have stor betydning. Slækker vi på kravet til fejlsandsynligheden, må man begrænse sig til simplere kredsløb med færre dioder. Dog ved man ikke, hvor grelt det går, når man har komplekse systemer med mange sammenkoblede dioder. Vil man lave SFQ-kredsløb ved 77 K , slås man altså på to fronter, dels med diodekvaliteten og dels med induktansen. Køling til en mellemliggende temperatur på f.eks. 30 K vil lette begge begrænsninger væsentligt. Endnu er der kun rapporteret ganske få eksperimenter med SFQ-kredsløb baseret på keramiske superledere. Det mest bemærkelsesværdige og efter nogles mening også mest kontroversielle eksperiment, er lavet af en gruppe amerikanske forskere sidste år. Et 32 bit skifteregister med 64 , tilsyneladende konventionelle, dioder kunne ved 77 K operere ved en klokfrekvens på op til 120 GHz . Et andet eksperiment kommer fra Sverige, hvor en SR flip-flop med SFQ-pulsgenerator og -detektor (18 dioder) blev testet ved lave frekvenser (kilohertz-området) og ved $4,2 \text{ K}$. Grunden til at eksperimentet blev udført ved helium temperatur var, at kredsløbet var bygget ovenpå et superledende metalgrundplan. Et sådant grundplan bruges til at reducere induktionsværdierne og er i øjeblikket svært at erstatte med et superledende grundplan lavet af et keramisk materiale. I et svensk-dansk samarbejde har man koblet en SFQ-pulsgenerator til en transmissionslinje med Josephson dioder og målt, hvad der svarer til generering og transmission af SFQ-pulser med 70 GHz klokfrekvens ved $4,2 \text{ K}$. Det ene af de to initiativer, som NKT Research Center bla. er involveret i, går ud på at lave interferometerringe med lav selvinduktion og se, hvor højt op i temperatur man kan tillade sig at gå, uden at termisk provokerede skift dominerer. Det andet initiativ går ud på direkte at udmåle det tidlige forløb af de ekstremt korte SFQ-pulser vha. optisk sampling - en teknik som tidligere har været beskrevet i KVANT². Der er for undertegnede ingen tvivl om, at det indenfor en tidshorisont på $5-10$ år giver mening at lave rimelig komplekse SFQ-kredsløb ($100-100$ dioder) med keramiske superledere, som virker

ved temperaturer, hvor der ikke kræves køling med flydende helium (f.eks. 30 K). Det er i sig selv et stort fremskridt for superledende elektroniks anvendelsesmuligheder. Om SFQ-kredsløb med en tilsvarende kompleksitet kan opereres ved kvælstofets kogepunkt er stadig et åbent spørgsmål. Keramiske superledere har på bare syv år gennemgået en bemærkelsesværdig udvikling. Til sammenligning kan det nævnes, at fra den første Josephson diode blev lavet i 1963, til der blev udviklet en brugbar teknologi til fremstilling af nutidens niobium dioder, gik - 25 år ! - og det i en materialetype, som er meget nemmere at håndtere end de superledende keramiske materialer.

Referencer:

- 1) K.K. Likharev og V.K. Semenov, *RSFQ logic/memory family: A new Josephson-junction technology for*

sub-terahertz-clock-frequency digital-systems. IEEE Trans. Appl. Superconduct. 1, 3 (1991).

- 2) Søren Keiding, *Meget meget hurtig – optoelektronik*. KVANT 4, 1 (1990).



Thorsten Holst er civilingenør og Ph.D.(1991) fra Danmarks Tekniske højskole. Han arbejder nu ved NKT Research Center, hvor han varetager udviklingen af elektronik baseret på superledende keramiske materialer.

MODERNE VAKUUMTEKNIK TIL FORSKNING OG INDUSTRI



ALCATEL 2-trins pumpe succes giver uændrede priser i 1993.

Type	Kapacitet m ³ h ⁻¹ nominel/Pneurop	Sluttryk hPa (mbar) partial/total/+gasballast	Pris kr. excl. moms
2002	2,0 / 1,7	<2x10 ⁻³ / <5x10 ⁻³ / <2x10 ⁻²	8.075,-
2005	5,4 / 4,8	<1x10 ⁻⁴ / <2x10 ⁻³ / <1x10 ⁻²	12.550,-
2010	9,7 / 8,5	<1x10 ⁻⁴ / <2x10 ⁻³ / <1x10 ⁻²	14.500,-
2015	15,0 / 12,5	<1x10 ⁻⁴ / <2x10 ⁻³ / <1x10 ⁻²	15.850,-
2021	20,7 / 16,5	<1x10 ⁻⁴ / <2x10 ⁻³ / <1x10 ⁻²	19.450,-
2033	35,0 / 30,0	<1x10 ⁻⁴ / <3x10 ⁻³ / <6x10 ⁻³	25.500,-
2063	65,0 / 60,0	<2x10 ⁻⁴ / <3x10 ⁻³ / <6x10 ⁻³	39.650,-
2100	120,0 / 105,0	<2x10 ⁻⁴ / <3x10 ⁻³ / <6x10 ⁻³	83.775,-

* robuste * tryksmurte * støjsvage * indbygningsvenlige * special-udførelser for korrosive gasser * reservedele og service i DK.

ALLE FORMER FOR OLIEFRI & OLIESMURTE ROTATIONSVAKUUMPUMPER • FEDTSMURTE TURBOMOLEKULAR- SPIRO- & HYBRIDPUMPER • DIFFUSIONS- & CRYOPUMPER • VAKUUMMÅLEINSTRUMENTER, VENTILER, HV & UHV FITTINGS • HELIUMLÆKSØGERE & MASSESPEKTROMETRE • SPUTTER- ELEKTRONKANON- & ÆTSEANLÆG • RF & HV STRØMFORSYNINGER • RUSTFRI SPECIALKAMRE & DELE • OMBYGNING AF VAKUUMANLÆG

WENZEL VAKUUM TEKNIK APS NYBROVEJ 283 DK-2800 LYNGBY TLF 45 87 97 35
SHOWROOM, SERVICE, LAGER NYBROVEJ 193 BIL 30 42 63 00 FAX 45 93 32 93

SQUIDs mærker dine tanker

Jørn Bindslev Hansen, NKT Research Center A/S.

Forestil dig neuro-sensorer indbygget i hovedtelefonen, - sensorer i et interface mellem menneske og computer, som får en lille pc til at registrere og tolke reaktioner og tanker, endnu inden du selv når at fatte dem. Om 15 år vil superledende sensorer kunne indgå i denne både fascinerende og skræmmende vision, som kunne være en del af en avanceret virtual reality fremtid.

Alle menneskelige sanseindtryk, tanker og handlinger genererer svage, lavfrekvente elektriske og magnetiske felter. De elektriske strømme i neuronerne er ansvarlige. Blandt kroppens mange neuroelektriske og neuromagnetiske aktiviteter er det nok de komplekse felter fra hjernen, som er de mest interessante. Samtidig er de også blandt de svageste signaler, den menneskelige organisme udsender (se figur 1).

De biologiske signaler ligger karakteristisk i et frekvensområde mellem 0,1 Hz og 1000 Hz. Hjernemåling i form af et *elektro-encephalogram* (EEG) eller et *magneto-encephalogram* (MEG) kræver måleinstrumenter med følsomheder på henholdsvis 0,1 - 100 μV og 1 - 100 fT (1 fT = 1 femtoTesla = 10^{-15} Tesla). Til lokalisering af hjerneaktivitet er magnetiske målinger langt mere effektive end elektriske. Årsagen hertil skal søges i hjernevæskens forholdsvis høje elektriske ledningsevne (ca. 80 gange lavere); denne opbygning medfører, at detaljer i de elektriske felter i hjernebarken (cortex) udviskes på kranietts yderside. Derimod udviser hjernevæsken og -skallen ingen væsentlig magnetisk susceptibilitet.

Indenfor de sidste 22 år er det blevet muligt at måle de magnetiske signaler fra nervestrukturerne i den menneskelige hjerne. Instrumentet, der har gjort dette muligt, er et *superledende kvanteinterferometer*, en SQUID (en forkortelse af det engelske "Superconducting Quantum Interference Device", sikkert valgt for at få et godt engelsk ord, der iøvrigt betyder en tiarmet blæksprutte).

En SQUID¹ består af en superledende ring med en eller to Josephson dioder. En SQUID er det hidtil mest følsomme måleinstrument til detektion af magnetiske og elektriske signaler i frekvensområdet under 100 Hz. For kommercielle 4,2 Kelvin SQUIDs er typiske følsomheder 3 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ og 1 fV/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Prototype niobium SQUIDs kølet til nogle få Kelvin fungerer ned til den såkaldte kvantegrænse bestemt af Plancks konstant, $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ J·s. Dette skal forstås sådan, at i en båndbredde på 1 Hz er energiopløsningen for SQUID'en ca 10^{-33} J; det svarer til den energi, der kan løfte en elektron 1/100 millimeter i jordens tyngdefelt). Disse modeller er dog ikke egnede til magnetiske målinger. En mere detaljeret forklaring på en SQUIDs opbygning og funktion findes i Thorsten Holst's artikel i dette blad.

Det kræver naturligvis en særlig teknik at måle svage magnetiske felter på baggrund af de meget kraftigere magnetiske felter, der findes i byområder (fig.1). Hertil benyttes dels balancerede spolesystemer (gradiometer-spoler), der kun er følsomme for *feltforskelle* (feltgradienter), dels magnetisk og elektrisk skærmning med plader af my-metal og af kobber eller aluminium.

Fluxtæthed/fT	Kilde
10^{10}	Jorden
10^9	
10^8	Storby
10^7	
10^6	Magnetiske partikler i lungerne
10^5	Strømme: i bughulen
10^4	i hjertet (voksne)
10^3	i hjernen, fosterhjerne, muskler
10^2	i nethinden
10	i hjernebarken (stimuleret respons)
1	i rygmarven (stimuleret respons)

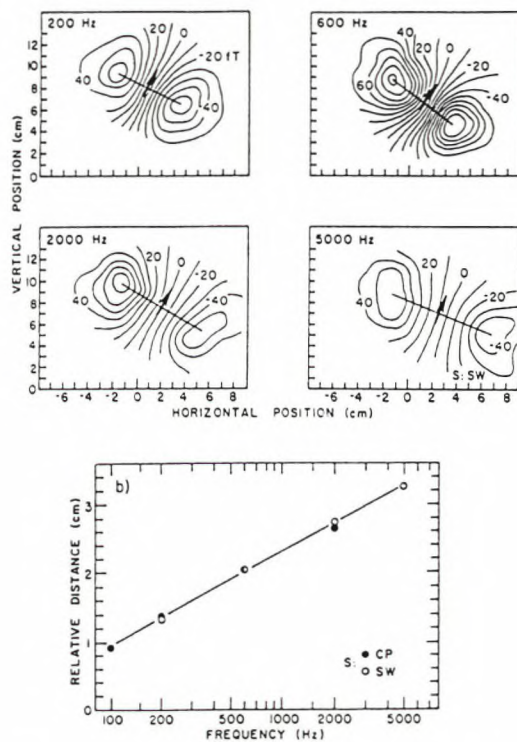
Figur 1. Typiske værdier af den magnetiske fluxtæthed fra de bedst studerede biomagnetiske kilder sammenlignet med jordfeltet og den magnetiske støj i bymæssige områder. Den magnetiske fluxtæthed er angivet i femtoTesla (fT). De bedste SQUID systemer har en følsomhed på nogle få fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

Til MEG bruges gerne flere SQUID sensorer fordelt over hjernebarken for at opnå bedre rumlig opløsning. Den elektromagnetiske baggrundstøj er den største hindring for virkeliggørelsen af den vision, jeg skitserede i starten af artiklen. Til detaljeret udmåling af MEG i bymæssig bebyggelse benyttes magnetisk skærmede rum, som typisk dæmper amplituden af eksterne signaler i frekvensområdet mellem 0,1 og 1000 Hz med en faktor 100.000 eller mere. Et sådant rum koster 3 - 5 mill. Kr. De nærmeste står i Helsinki og Berlin.

I Danmark findes et 7-kanals SQUID udstyr på DTU i Lyngby. Dette udstyr er placeret i et træhus i "landlige omgivelser", hvor den magnetiske baggrundsstøj kun er ca. 11 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ i frekvensområdet mellem 1 og 100 Hz. På DTU har professor Knud Særmak og hans gruppe i samarbejde med læger i 15 år gennemført MEG og magnetocardiogram (MCG) studier.

I de førende lande (Japan, Tyskland, USA og Finland) går udviklingen nu mod integrerede sensor-systemer med mellem 60 og 120 SQUIDs, som kombineres med andre 3-dimensionale "billed"-teknikker baseret på kernemagnetisk resonans (NMR) og radioaktive sporstoffer (tracer-teknik). Hensigten er at kortlægge hjerneaktiviteter og -lidelser både biokemisk og elektrisk.

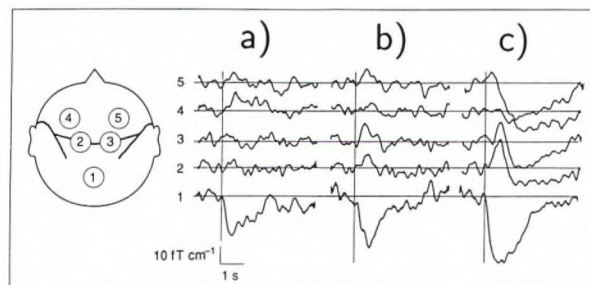
Der er to hovedtyper af MEG målinger: med eller uden ydre stimuli, også benævnt vakt (stimuleret) eller spontant MEG. Vakte respons udviser som regel større signalstyrke end de spontane, som dog ved hjernelidelser (f.eks. epilepsi) kan være særdeles kraftige og stærkt lokaliserede.



Figur 2. Resultater af MEG udmåling af den rumlige organisation af hørecentret¹ (den tonale topografi). a) Serie af kort over det magnetiske felt uden på hjerneskallen i tindingeregionen: kurver ved konstant felt (i fT) for forskellige frekvenser. b) positionen (afstand fra et referencepunkt) af den beregnede strømdipol som funktion af frekvens, for to forskellige individer (CP og SW)

Det er i alle tilfælde vanskeligt på basis af et MEG at regne sig tilbage til fordelingen af nervestrømmene i hjernen. Det normale er at kende strømmenes fordeling og at beregne magnetfeltet derudfra. Men her er problemet det omvendte: givet et magnetisk felt, beregn strømkildernes position og styrke. En entydig løsning findes ikke. Tolkning af et MEG bygger derfor nødvendigvis på modeller for hjernens nervestrømme. Tilfredsstillende resultater kan i mange tilfælde nås ved at bruge en simpel model af en strømdipol placeret i et homogent ledende medie. Modellen fører til et dipolbillede med intracellulære strømme (lokaliseret til neuronbunder) med stor strømtæthed (som primært giver B-feltet) kombineret med lav strømtæthed for volumenstrømme (som primært giver E-feltet). For eksempel kan MEG af spontane signaler fra fokal (lokaliseret) epilepsi og af vakte signaler fra hjernecentre for den primære analyse af sanseorganers data tolkes vha sådanne simple strømdipolmodeller. På DTU har specielt hørecentrets vakte respons været studeret (se figur 2).

Det vil føre for vidt at opregne de resultater, der er opnået vha MEG. Metoden er veludviklet. Den kunne blive mere udbredt, hvis det blev billigere at etablere den nødvendige magnetiske skærmning, eller hvis de gradiometriske feltmålinger blev mere selektive. Måske kan de keramiske superledende materialer finde anvendelse. Disse materialer tilbyder en række fordele såsom billigere, mere "holdbar" køling og mindre krav til mængden af termisk isoleringsmateriale omkring den kryostat, der indeholder SQUIDS og pick-up spoler. Det sidste vil være en fordel, fordi spolesystemet i så fald vil kunne anbringes tættere på hjerneskallen, hvor MEG signalerne er tydeligere.



Figur 3. MEG målinger foretaget 5 forskellige steder under visuelt stimulus ved a) passiv betragtning; b) aktiv betragtning med henblik på undertrykt (skjult) udtale af navnet; c) som b), men med højlydt (åben) udtale af navnet.

Til slut en enkelt illustration af, hvor langt MEG med 4,2 K SQUIDS er nået. Figur 3 viser målinger foretaget af den biomagnetiske gruppe ved Helsinkis Tekniske Højskole med et nyt 122 kanal MEG system, som gruppen har udviklet i samarbejde med IBM Research Center i New York. Ved hjælp af et tæt net af samtidige MEG målinger er det lykkedes at følge nogle hjernecentres dynamiske opførsel under syns/tale-aktivitet. Forsøgspersonen har været placeret foran en skærm og har i forsøgsserie a) skullet koncentrere sig om på et punkt midt på skærmen, mens 80-100 stregtegninger af simple genstande (f.eks. en vase, en bog, en kat) med 5 sekunders mellemrum er blevet vist forneden på skærmen, til højre eller til venstre ("passiv betragtning"). I en følgende serie, vist som c), har personen skullet sige højt, hvilken genstand, der blev vist ("åben udtale af navnet"). Endelig er der gennemført en serie, b), hvor personen blot har skullet tænke på, hvad genstanden hed, men ikke sige noget ("skjult udtale af navnet"). Tidsopløsningen er 10 ms, og feltopløsningen er 1 fT.

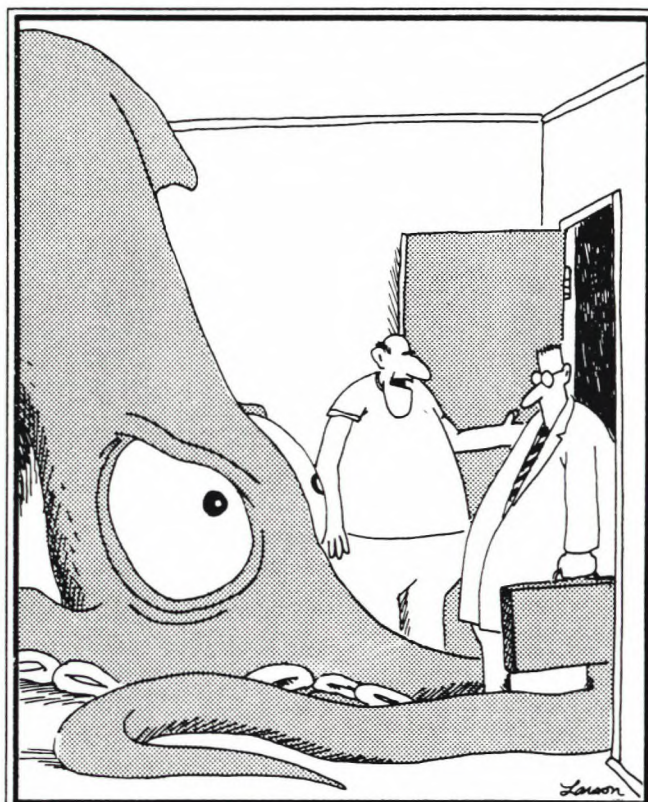
Som det ses, flytter centeret for aktiviteten fremad og til højre i hjernen, når forsøgspersonen tænker på eller udtaler navnet på genstanden for et visuelt indtryk. Dette neuromagnetiske målesystem kan aflæse impulserne fra synscentret, inden de når et bevidsthedsniveau, der fører til skjult eller åben udtale af genstandens navn. SQUIDS kan mærke, hvad jeg vil tænke, inden jeg selv ved det. De kan sikkert også mærke, hvis du er bange for dem.

Referencer:

- 1) G.L. Romani: "The Use of SQUIDs in the Study of Biomagnetic Fields", i "Superconducting Electronics", NATO ASI Series, vol. 59 (Springer, Berlin), 1989.
- 2) Thorsten Holst: "Superledende ringe med fart på", KVANT 1994 nr.2 (dette nr.).
- 3) R. Salmelin, R. Hari, O.V. Lounasmaa og M. Sams: "Dynamics of Brain Activation during Picture Naming", Nature 368, p. 463-465 (31. marts 1994).



Jørn Bindslev Hansen er lic.scient. (1981) fra Københavns Universitet. Han arbejder med superledning og diamanter og er ansat på NKT Research Center.



"Oh, no, he's quite harmless. ... Just don't show any fear. ... Squids can sense fear."

balzers



Heliumlæksøger HLT 160

Følsomhed 3×10^{-11} mbar l/s

Måler efter Twin-Flow-Princip

Indbygget interface RS 232

2 separate måleporte

Undertrykkelse af baggrundsstøj

Software TOPSTAR til styring og databehandling

Nordiska Balzers AB
Baunegårdsvej 7 L
DK-2820 GENTOFTE
Tel: 31 68 32 61
Fax: 31 68 22 55

Box 10412
S-434 24 KUNGSBACKA
Tel: *46-300 710 80
Fax: *46-300 172 85

Fermioner, bosoner, anyoner og kvante Hall effekten

Per Hedegård, Ørsted Laboratoriet, Niels Bohr Institutet

Indledning

Denne artikel skulle egentlig handle om den endelige teoretiske forklaring på, hvorfor kobberoxiderne bliver supralede ved de høje temperaturer man observerer. Det er blot så uheldigt, at vi endnu ikke har forklaringen. Et par af de gamle hanaber, Philip Anderson og David Pines, påstår ganske vist, at de kender den. Et problem er det så, at deres respektive forklaringer er i direkte modstrid med hinanden! I denne situation har jeg valgt at fortælle om en anden og ligeså interessant udvikling i fysikken, som har fundet sted i det seneste ca. 10 år, nemlig studiet af elektroner udsat for stærke magnetfelter. Specielt i det tilfælde, hvor elektronerne er bundet til at bevæge sig i en plan, har det vist sig, at helt fundamentale begreber såsom klassifikationen af alle partikler som enten fermioner eller bosoner, har måttet generaliseres. Emnet er heller ikke aldeles irrelevant, når det drejer sig om at forstå supraleddingen i kobberoxiderne, thi også her er elektronerne i høj grad bundet til at bevæge sig i de 2 dimensionale CuO_2 lag. Det bliver en temmelig lang artikel, da jeg bliver nødt til at gå grundlæggende til værks og starte med lidt elementær kvantemekanik:

Feynmans vejintegraler og kvantemekanikken

Det helt særlige ved kvanteteorien er at man må opgive, at give en deterministisk beskrivelse af de fysiske fænomener. Ifølge Heisenberg kan man ikke samtidig kende en partikels hastighed og dens position. Derfor må man opgive den klassiske mekanik, hvor man præcis kan følge partiklen i dens bane. I stedet må man bruge sandsynligheder. Disse sandsynligheder kan beregnes på en lige så eksakt og deterministisk måde, som den klassiske fysiks partikelbaner. En afgørende konsekvens af kvantemekanikken er, at en partikel i visse situationer opfører sig som en bølge, den udviser for eksempel interferens, og i andre situationer som en partikel, hvilket for eksempel vil sige, at den befinder sig et bestemt sted og kan give et klik i en partikeldetektor. Feynman har givet en formulering af kvantemekanikkens matematiske formalisme, som er meget intuitiv og direkte forståelig — efter kort tids tilvænnning. Man kan finde beskrivelse af Feynmans i hans bog *QED*[1], eller i min egen lille bog om supraledding[2]. Her vil jeg give et kort resumé. I den klassiske fysik kan en partikel kun følge en ganske bestemt bane fra et punkt til et andet i et vist tidsrum, nemlig den bane, der opfylder Newton's 2. lov. En planet skal for eksempel danne en ellipse med solen i det ene brændpunkt. I Feynmans ver-

sion af kvantemekanikken opereres der også med baner. Her skal *alle mulige baner* tages i betragtning. Sandsynligheden for at finde en partikel et bestemt sted $\mathbf{r}$ klokken t , givet at den var på positionen $\mathbf{r}_0$ klokken 0, beregnes ved hjælp af følgende opskrift:

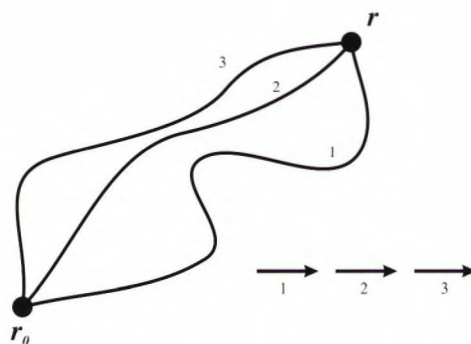
- Til enhver tænkelig bane tilordnes en urviser (med en længde, der er omvendt proportional med antallet af baner). Figur 1a.
- Retningen af viseren for en given bane bestemmes af, hvor hurtigt partiklen bevæger sig og hvilke kræfter partiklen føler langs banen. Helt eksakt kan vinkelen for viseren beregnes ved hjælp af følgende formel

$$\theta = \frac{2\pi}{h} \int_0^t \left(\frac{1}{2} m \dot{x}(t')^2 - V(x(t')) \right) dt'.$$

Figur 1b.

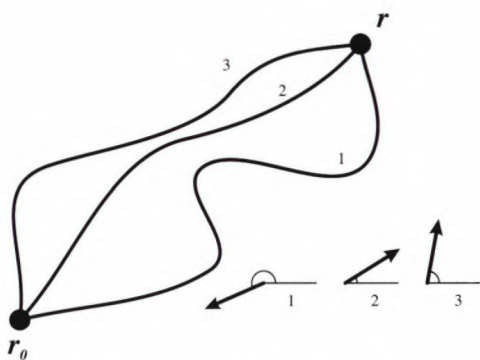
- Alle viserne lægges i forlængelse af hinanden og danner en effektiv viser. Denne resulterende viser kaldes i kvantemekanikken for *sandsynlighedsamplituden*. Figur 1c.
- Sandsynligheden findes ved at kvadrere længden af sandsynlighedsamplituden. Figur 1d.

Her er h Planck's konstant, der som bekendt er meget lille $\sim 6 \cdot 10^{-34}$ Joule-sekund, m er partiklens masse, $x(t')$ er dens position klokken t' og $V(x)$ er den potentielle energi af partiklen når den er i positionen x .

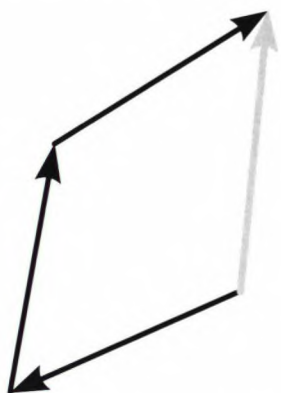


Figur 1a. Tre forskellige baner, der fører fra et punkt $\mathbf{r}_0$ til et punkt $\mathbf{r}$, samt deres tilhørende kvantevisere.

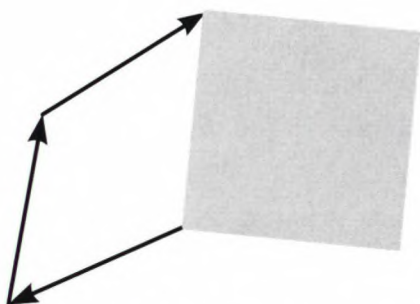
Hvis man prøver at finde kvanteamplituden hørende til forskellige slutpunkter $\mathbf{r}$, vil man få en samling af resulterende visere — en til hvert punkt i rummet. Denne samling af visere kaldes ofte for *bølgefunktionen*.



Figur 1b. De tre visere er blevet drejet i overensstemmelse med kvantemekanikkens grundregler.



Figur 1c. Summen af viserne fra de tre baner



Figur 1d. Sandsynligheden for at komme fra r_0 til r er kvadratet på summen af banernes kvantevisere.

Med denne opskrift kan man more sig med at udlede mange af den elementære kvantemekaniks resultater. For eksempel er det meget nemt at illustrere det berømte dobbelspalteeksperiment, ved at addere viserne hørende til baner, der går gennem hver sin spalte.

I princippet burde man addere visere hørende til uendelig mange forskellige baner, som en partikel kan bevæge sig. Meget ofte, og specielt for tunge partikler kan man nøjes med at betragte de klassiske baner. Grunden hertil, er at viserne hørende til ikke-klassiske baner har tendens til at udslukke hinanden, dvs. have pile, der peger i modsat retning, således at de i praksis ikke vil bidrage til kvanteamplituden. Det specielle ved den klassiske bane er, at baner, der kun afviger en lille smule fra

den klassiske har en viser, der peger i stort set samme retning, som den klassiske banes viser. Matematisk kan det udtrykkes

$$\theta(x_{\text{klassisk}}) \approx \theta(x_{\text{klassisk}} + \delta x).$$

Det fine er, at denne betingelse kan vises at føre direkte til Newton's 2. lov. Vi har således næsten udledt den klassiske mekanik fra kvantemekanikken.

Magnetfelter og Kvantemekanik

Vi vil især interessere os for elektroner, der bevæger sig i et magnetfelt, sådan som elektronerne i et Hall eksperiment gør det. Kvanteregelen for bevægelse kan ikke beskrives som ovenfor. De magnetiske kræfter hører til den interessante familie af kræfter, som kaldes *gauge-kræfter*.

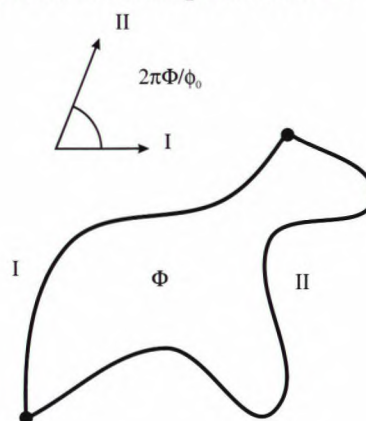
Kvantereglerne ovenfor skal suppleres med følgende, når en partikel bevæger sig i et magnetfelt

- Vælg en fast bane, der forbinder begyndelses og slutpunktet. (Vi skal se, at vi får samme fysiske resultat, uafhængigt af dette valg).
- En anden bane vil sammen med den faste bane definere et areal. Gennem dette areal strømmer der en magnetisk flux Φ . Figur 2.
- Viseren for den anden bane skal drejes en ekstra vinkel

$$\theta_m = 2\pi\Phi/\phi_0,$$

pga. magnetfeltet, hvor $\phi_0 = h/e$ er det såkaldte fluxkvant (e er elektronens elektriske ladning).

Det bemærkelsesværdige ved disse regler er, at viserdrejningen er fuldstændig uafhængig af om elektronen bevæger sig hurtigt eller langsomt langs banen — kun banens geometriske form spiller en rolle.

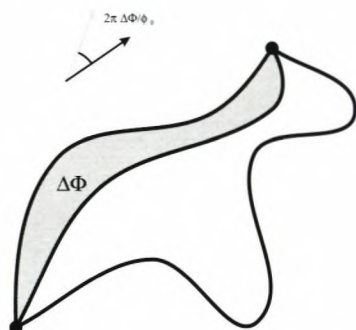


Figur 2a. Sammen med en standardbane omslutter banen en vis magnetisk flux Φ . Dette giver en drejning af kvanteviseren med vinkelen $2\pi\Phi/\phi_0$.

Man kan forholdsvis let vise, at reglerne fører til, at en partikel der følger en klassisk bane, føler den såkaldte Lorentz-kraft:

$$\mathbf{F} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}),$$

hvor $\mathbf{v}$ er partiklens hastighed og $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ er magnetfeltets styrke, der hvor partiklen befinder sig. Kraften er altid vinkelret på partiklens hastighed, så den har tendens til at bevæge sig i cirkler, stadig når vi tænker klassisk.



Figur 2b. Den faste bane er ændret, og samtlige visere skal drejes en vinkel $2\pi\Delta\Phi/\Phi_0$.

Men reglerne har nogle noget mere mystiske, eller i hvert fald fremmedartede, konsekvenser. Forestiller man sig nemlig at magnetfeltet kun er i en begrænset del af rummet, for eksempel indeni en lang spole. En elektron, der bevæger sig i en ledning, som er lagt, hvor der ikke er noget magnetfelt (se figur 3) vil således ikke føle noget Lorentzkraft, og vi vil ikke i noget klassisk eksperiment med elektronen kunne afgøre, at der faktisk er et magnetfelt. Men i kvantemekanikken har magnetfeltet en virkning. Her skal vi ifølge Feynman addere viserne for alle baner. Selv om elektronbanerne på intet tidspunkt er i et område med magnetfelt så kan arealet udspændt af elektronbanen sagtens indeholde en del af feltet. Specielt for lukkede baner er det tydeligt. Lad os sige, at vi ønsker at vide, hvad sandsynligheden er for at en elektron vender tilbage til sit udgangspunkt. Her skal vi så kun betragte lukkede baner. Ifølge kvantereglen får vi også brug for at vælge en fast bane til at definere en omsluttet flux. For lukkede baner er det nemmest blot at lade den faste bane være den, hvor elektronen ikke rører sig ud af flækken. Hvis elektronen i en sådan bane *ikke* kører en tur rundt om feltet, så vil der ikke være noget magnetisk bidrag til viserens drejning. Kører den derimod én gang rundt om feltet, skal viseren drejes en vinkel $2\pi\Phi/\Phi_0$. Helt generelt gælder, at hvis elektronen tager n ture rundt om feltet, skal den tilhørende viser drejes en vinkel $n2\pi\Phi/\Phi_0$. Det er nu klart, at sandsynligheden for at elektronen vender tilbage til sit udgangspunkt, dvs. kvadratet på længden af alle visere lagt i forlængelse af hinanden, vil afhænge af, hvor stor en magnetflux, der går igennem ringen.

Denne fundamentale effekt kaldes *Aharonov-Bohm effekten*, efter de to fysikere, der i 1956 opdagede denne finesse ved kvantemekanikken. Det er interessant at tænke sig, at der skulle gå 30 år efter kvantemekanikkens fødsel før det blev nogenlunde klart, hvorledes elektroner opfører sig i magnetfelter. Et er naturligvis teoretisk at beregne elektronens bevægelse i et magnetfelt, et andet er at observere det direkte i naturen. Aharonov-Bohm effekten blev eftervist eksperimentelt i begyndelsen af 60'erne. I de seneste år har man imidlertid direkte studeret små ringformede kobberledninger, som dem jeg har skitseret i figur 3. I disse studier har man især benyttet sig af en speciel periodicitet, der gør sig gældende, når man har at gøre med lukkede ringe. Prøv nemlig at variere styrken af magnetfeltet igennem ringen. Når feltet bliver så stærkt, at fluxen Φ gennem ringen bliver lig med fluxkvantet Φ_0 , så skal viserne drejes en vinkel $n2\pi$, hvor n er antallet af ture rundt i ringen for den enkelte bane. Men det vil sige, at samtlige visere skal drejes et helt antal omgange — hvilket faktisk er ækvivalent med ikke at dreje nogen af dem. Vi ser altså at en flux svarende til fluxkvantet vil være ækvivalent med ingen flux overhovedet! Skruer man nu yderligere op for feltet vil det atter kunne mærkes, indtil vi når op på 2 gange Φ_0 . Og så fremdeles: effekten af et magnetfelt er periodisk i den pålagte flux med en periodicitet, der er lig med fluxkvantet $\Phi_0 = h/e$.

Edwards High Vacuum Turbomolekularpumper

- ★ 4 basistyper
- ★ High Power DC-motor
- ★ 40 flangevarianter
- ★ Ny EXT E økonomiversion
- ★ 17 modeller
- ★ Lavt støj- og vibrationsniveau

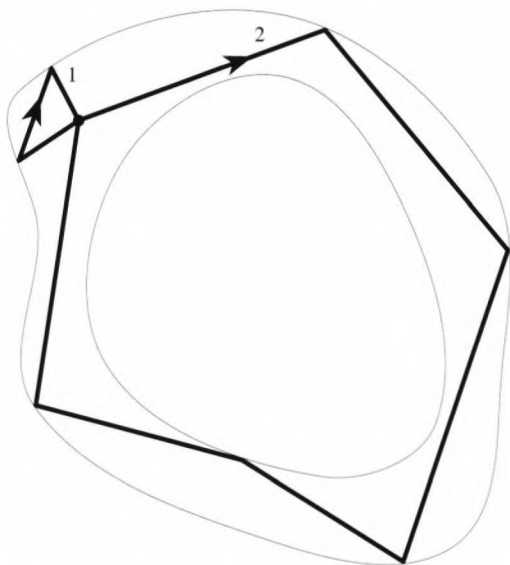


Edwards High Vacuum er en af verdens førende producenter af vakuumpumper og -udstyr. Den nye EXT E version gør det nu muligt at anskaffe en Turbomolekular Vakuumpumpe til en fornuftig pris. Kan køles enten med luft eller vand, og kan styres af den normale EXC350 og EXC500 Turbo-kontroller. Edwards High Vacuum er også Dry Pumps, Diff. Pumps, Vakuüm måleinstrumenter, Frysetøringsanlæg og Pådampningsanlæg.

Ring for yderligere oplysninger!

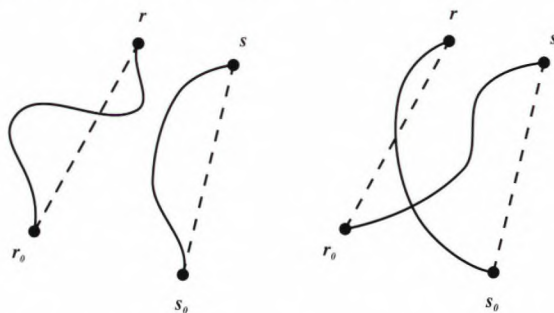
Marielundvej 36
2730 Herlev
4291 75 11

Buch & Holm A/S



Figur 3. Aharonov-Bohm effekten. Elektroner, der bevæger sig rundt i en lukket ledning. Ledningen omslutter en magnetisk flux, der ikke på noget sted rører ledningen. En elektron, der følger banen 1, får ikke drejet sin kvanteviser pga. magnetfeltet, hvorimod banen 2 vil få sin viser drejet.

Inden vi afslutter dette afsnit skylder jeg at forklare, hvorfor det er ligegyldigt, hvilken fast bane man bruger til at definere fluxen Φ i den generelle kvanteregel. Prøv at udskifte den faste bane med en anden fast bane, som illustreret i figur 2b. Mellem disse to faste baner er der nu omsluttet en bestemt flux $\Delta\Phi$. Skiftet fra den ene til den anden faste bane kan nu meget nemt effektueres ved blot at dreje samtlige visere en vinkel $2\pi\Delta\Phi/\phi_0$. Men sådan en fælles drejning af alle visere vil ikke ændre længden af den samlede visere, og vi kan derfor konkludere at den ønskede sandsynlighed er uforandret. I kvanteteorien kaldes en sådan drejning af samtlige visere, der jo er ækvivalent med at definere en ny akse i forhold til hvilken man måler vinkelen θ , for en *gauge-transformation*. Man siger at elektromagnetismen er invariant under gauge-transformationer.



Figur 4. Identiske partikler. To ens partikler starter i r_0 og s_0 og slutter i r og s . Både forløbet i figuren til højre og forløbet i figuren til venstre opfylder disse krav.

Mange partikler — fermioner og bosoner

Indtil videre har vi kun studeret en elektron af gangen. I et virkeligt fysisk system er der naturligvis mange elek-

troner — ca. 10^{22} pr. cm^3 . Men de er allesammen ens. Lad os starte med kun at studere to elektroner.

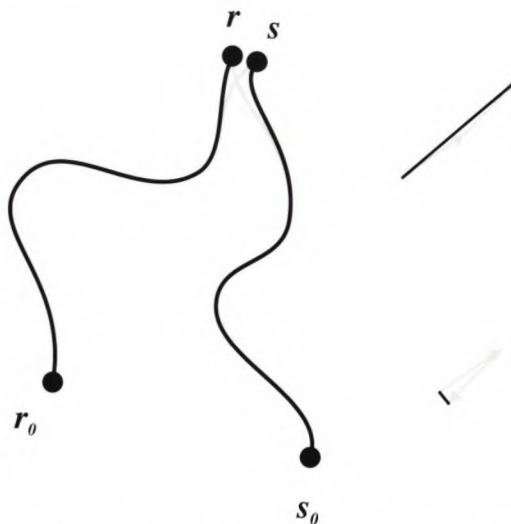
Hvis vi ved en måling har kunnet konstatere, at de på et vist tidspunkt befinder sig i to punkter r_0 og s_0 , hvad er da sandsynligheden for på et senere tidspunkt at finde de to elektroner i to andre punter r og s ? Man må jo i kvantemekanikken opgive at følge den enkelte elektron i dens bane, så da elektronerne er fuldstændig identiske, er begge historiske forløb illustreret i figur 4 mulige. Vi vil kalde en samling af baner for partiklerne for en *historie*. De præcise regler for N partikler er følgende:

- Vælg et tilfældigt sæt af standard veje, der forbinder start og slutpositionerne.
- For enhver historie beregnes nu en samlet vinkel ligesom i enpartikel-tilfældet ovenfor, eventuelt suppleret med vekselvirkningsled:

$$\theta = \sum_{i=1}^N \theta(x_i) + \int_0^t W(x_1(t'), \dots, x_N(t')) dt'.$$

- Tæl, hvor mange ombytninger af partikler, der har fundet sted, sammenlignet med standardvejene. Kald dette antal M .
- For hver af de M ombytning skal viseren drejes en bestemt vinkel:

fermioner: π bosoner: 0



Figur 5. Fermioner og bosoner. For den grå historie, hvor partiklerne byttes om skal kvanteviseren være uforandret for bosoner og drejes 180° for fermioner. Det giver konstruktiv interferens for bosoner og destruktiv interferens for fermioner, hvis slutpunkterne ligger tæt på hinanden.

Denne er den eneste forskel på fermioner og bosoner. Denne uskyldigt udseende ekstra drejning har en fysisk



LASERE • ELEKTROOPTIK • FIBER OPTIK • TESTUDSTYR • LASER TEKNIK

AGENTUR

ANDO
ATCOR
BIT
BURLEIGH
CYONICS
EG & G BERTHOLD
EG & G FIBER OPTICS
EG & G GAMMA SCIENTIFIC
EG & G OPTO-/JUDSON
EG & G ORTEC
EG & G PAR ECHEM. DIV.
EG & G SCIENTIFIC. DIV.
EXCITON
EXFO
GENTEC
GOULD FIBER OPTICS
GRASEBY OPTRONICS (UDT)
ILEE
ILX LIGHTWAVE
JOBIN YVON
SPEX
KLINGER SCIENTIFIC
LASER PHOTONICS
LASER VISION
LSI
MALVERN
MICROCOATINGS
MICRO-CONTROLE
MOLECTRON
NE-TECHNOLOGY
NEWPORT
OFR
PTI
QUANTA RAY
QUANTEX
QUESTEK
SANTEC
SEASTAR OPTICS
SPECTRA DIODE LABS
SPECTRA-PHYSICS
STORM FIBER OPTICS
UDT SENSORS INC.
UNIPHASE

LEVERINGSPROGRAM:

Fiberoptisk måleudstyr, Datakommunikations testudstyr.
Laser partikelmåling i luft og på overflader.
Fiberoptisk splidseudstyr.
Elektrooptisk analyseudstyr, FCL-Lasere, Scanning Tunnel Mikroskoper.
Luftkølede Argon Ion lasere.
Radioaktivitetsmåleudstyr for miljø og overvågning.
Fiberoptisk testudstyr for Strain og Dispersion.
Radiometrisk/fotometrisk måleudstyr.
LED/Laserdioder - detektorer - halvleder komponenter.
Nukleart forskningsudstyr og detektorer, NIM/CAMAC-elektronik, MCA/MCS systemer.
Ilektrokemisk måleudstyr for korrosion.
Lock-In forstærkere, Optiske Multikanal Analysatorer, magnetometre.
Laser Dyes.
Fiberoptisk testudstyr for LAN-FDDI-FTTH-FTTC-CATV.
Laser powermetre, pyroelektriske detektorer.
Fiberoptiske koblere, optiske isolatorer.
Optisk måleudstyr, Positionsudstyr - PSD, radio/fotometrisk måling.
Halvleder laserdioder for VIS/IR med drivere.
Instrumenter, TEC og drivere for laserdioder.
Monochromatorer, ramansystemer, optiske gitre.
Fluorometre, monochromatorer og Ramansystemer.
Positionering for DC og steppermotorer, optomekanik.
LASERE: Ruby, Alexandrite, Co, Co, XEHE, Nd:YAG/GLASS/YLF, Ho:YAG, ER:YAG.
Laserbeskyttelsesbriller og gardiner.
LN₂ lasere og dye lasere.
Laserbaseret partikelanalyseudstyr for luft/væske/pulver/spray/aerosoler.
Optiske interferensfiltre.
Optomekanik, optik, optiske bænke, granitborde og positionering.
Laser powermetre.
Radioaktivitetsmåleudstyr for overvågning og radiologi.
Elektro-optik, vibrationsdæmpende borde, optomekanik og optik.
Præcisionsoptik, optiske isolatorer, beam expanders og mikroskopobjektiver.
Lampesystemer, ratio fluorescence - phosphorescence systemer.
Nd:YAG lasere og dye-systemer.
IR - detektering.
Excimer lasere.
Tunbare halvleder lasere og image process systemer.
Pig-tailed laserdioder og drivere.
Halvleder lasere, høj effekt, CW og PULS, 780-870-910-980 nm.
Ion lasere og Ti:SA lasere og systemer for CW og PULS.
Fiberoptiske samlede, konnektorer, attenuatorer og PatchCabler.
PSD - Ge og Si detektorer.
HeNe lasere 0,5 - 50 mW. Halvleder lasere med gode beam kvaliteter.

ANDET: _____

Mærk af  og udfyld:

Navn: _____

Post nr. By: _____

Firmanavn: _____

Telefon: _____

Adresse: _____

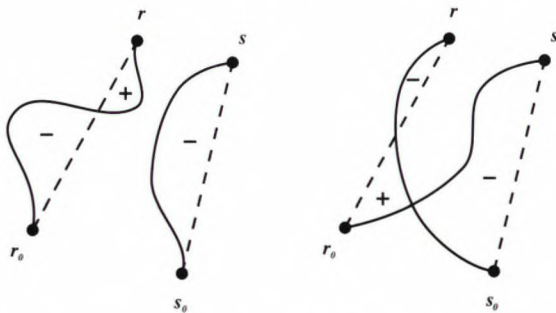
Telefax: _____

Tag kopi af hele siden og fax den til: 31 19 87 47

effekt, hvis konsekvenser næppe kan overdrives. For at illustrere dette kan vi spørge hvad sandsynligheden er for at finde to identiske partikler lige i nærheden af hinanden, som illustreret i figur 5.

For enhver historie vil der være en næsten ens historie, med den ene forskel, at partiklerne her bliver byttet om. For fermioner betyder det, at viserne for de to historier næsten udslukker hinanden, hvilket fører til en meget lille sandsynlighed for at finde de to fermioner i nærheden af hinanden. Hvis de to slutpositioner er ens vil sandsynligheden blive lig med nul. Denne konsekvens af kvantemekanikken kaldes *Pauli-princippet*. I almindelighed kan man vise, at ikke blot kan to fermioner ikke være i samme position. De kan for eksempel heller ikke være i en tilstand med samme hastighed.

Helt anderledes er det for bosonerne. I figuren kan vi se, at de to historier her vil trække på samme hammel og faktisk øge sandsynligheden for at finde de to bosoner på samme sted. Dette generaliserer til en slags omvendt Pauliprincip, der siger at to bosoner faktisk foretrækker, at være i samme kvantetilstand. Hvis vi i stedet for kun at betragte to bosoner havde set på mange bosoner, lad os sige N , så ville vi finde, at sandsynligheden for at finde en partikel nummer $N + 1$ i samme tilstand som de N første vil vokse proportionalt med N . Som beskrevet i Ref. [2], rummer denne egenskab for bosoner den egentlige forklaring på så forskellige kvantefænomener, som laseren og supraledning. I laseren er de bosoner, der er i samme tilstand, fotoner, dvs. lyspartikler. I en supraleder udgøres bosonerne af par af elektroner (de såkaldte Cooper-par), idet det er forholdsvis nemt at vise ud fra de generelle regler ovenfor, at et par af fermioner kan approksimeres med en boson.



Figur 6. Identiske partikler og magnetfelter. Standardbanerne definerer hvorvidt partiklerne er byttet om og gør det omsluttende magnetfelt veldefineret.

Lad os nu vende tilbage til vort emne, nemlig elektroner i et magnetfelt. Den regel vi beskrev ovenfor for en enkelt partikels bevægelse i et magnetfelt skal generaliseres på følgende måde for mange partikler

- Sammen med standardbanerne, der bruges til at definere ombytningerne, vil alle partikelbanerne danne en samling af lukkede kurver. Figur 6.

- Den samlede magnetflux (regnet med fortegn) gennem disse lukkede kurver giver, hvilken vinkel viseren hørende til den givne historie skal drejes:

$$\theta_m = 2\pi \sum_{\text{lukkede kurver}} \Phi_i / \phi_0.$$

På samme måde som i enkeltpartikel tilfældet er det nemt at vise, at en ændring af standardbanerne ikke vil føre til andet end en samlet drejning af alle historier visere, og dermed ikke føre til nogen ændring af sandsynlighederne.

Alt det vi har diskuteret indtil nu har været kendt siden Aharonov og Bohm i slutningen af 50'erne gjorde opmærksom på de særlige forhold, der gør sig gældende for kvantemekanik i magnetfelter. Vi skal nu vende os mod de seneste ti års fascinerende udviklinger. Vi starter i Norge.

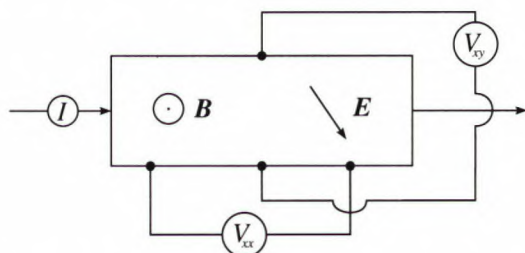
Anyoner og Kvante-Hall Effekten.

Det grundlæggende paradigme, at alle partikler i naturen enten er fermioner eller bosoner, har domineret fysikken siden opdagelsen i slutningen af tyverne. Hele vores forståelse af den omgivende natur bygger i den grad på Pauli-princippet: det er elektronerne, og deres struktur, der forklarer, hvorfor atomerne binder sig sammen og danner molekyler og faste stoffer. Stoffernes hårdhed, deres varmfylde, hvor godt de leder elektrisk strøm og varme — forklaringen på alle disse egenskaber er fuldstændig domineret af Pauli-princippet. Tilsvarende er kernefysikken også i Pauli-princippets vold. Her er de identiske fermioner protonerne og neutronerne.

Det vakte derfor en vis opmærksomhed blandt en lille kreds af teoretiske fysikere, da to normænd, Jon Magne Leinaas og Jan Myrheim i 1977 viste, at kvantemekanikken faktisk tillader partikler, der hverken er fermioner eller bosoner. I starten var det dog en temmelig akademisk opdagelse: Kun hvis partiklerne bevæger sig udelukkende i en *to-dimensionel* verden, var der denne mulighed, og ingen havde den fjerneste anelse om, hvorvidt sådanne eksotiske partikler findes i naturen. Frank Wilczek har døbt partikler, der hverken er fermioner eller bosoner, *anyoner* (hvad-som-helst-oner).

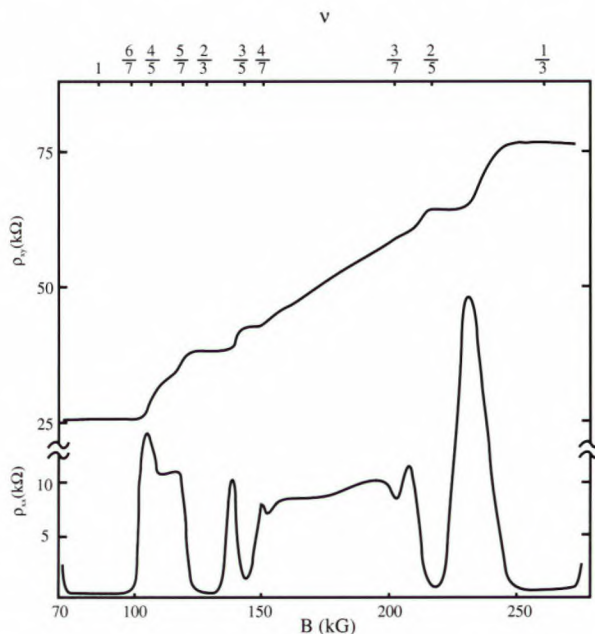
I 1980 opdagede Klaus von Klitzing den såkaldte *Kvante-Hall Effekt*. Ved omhyggeligt at anbringe to forskellige men specielle halvledere ved siden af hinanden er det muligt at præparere en gas af elektroner, der er bundet til at bevæge sig på den to-dimensionale grænse mellem de to halvledere. Denne elektron-gas skulle vise sig at have helt specielle egenskaber. Især hvis den udsættes for et meget stærkt magnetfelt, hvor feltlinierne går vinkelret på den plan, som elektronerne bevæger sig i. For visse værdier af det pålagte magnetfelt forsvinder den elektriske modstand af elektrongassen. Hall-modstanden er forholdet mellem den spændingsforskel, der opstår vinkelret på en elektrisk strøm,

og strømstyrken. Samtidig med at al modstand forsvinder, antager Hall modstanden med meget stor præcision værdier, der viser sig at være simple rationelle multipla af det såkaldte modstandskvant $R_K = h/e^2 = 25812.806\Omega$. Denne størrelse kaldes sommetider en *Klitzing* efter sin opdager, som i øvrigt i 1985 fik Nobelprisen for sit arbejde. I figur 7b kan man se, hvordan Hall modstanden og den sædvanlige modstand opfører sig som funktion af magnetfeltets styrke.



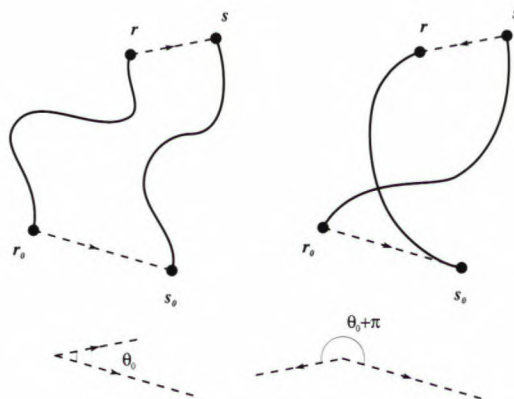
Figur 7a. Hall eksperimentet. Til venstre ses en skematisk opstilling. En strøm I løber igennem Hall prøven, der er udsat for et magnetfelt B vinkelret på prøven. Der opstår et spændingsfald V_{xy} vinkelret på strømmen og et spændingsfald V_{xx} langs med strømmen. Den almindelige modstand fås som $R_{xx} = \frac{V_{xx}}{I}$ og Hall modstanden som $R_{xy} = \frac{V_{xy}}{I}$. De tilhørende specifikke modstande kaldes ρ_{xx} og ρ_{xy} .

Vi har efterhånden en ganske god forståelse af, hvad der sker i elektrongassen, når den bliver udsat for stærke magnetfelter. Teoretiske arbejder af især R. B. Laughlin, B. I. Halperin og mange andre har vist, at det er en slags supraledning, der forklarer målingerne. Samtidig viser det sig, at elektronerne i en vis forstand splitter op og bliver til en gas af anyoner. For at forstå alt dette, må vi først se på, hvad Leinaas og Myrheim opdagede.



Figur 7b. På kurven vises både den almindelige modstand ρ_{xx} og Hall-modstanden ρ_{xy} . Det ses at modstanden forsvinder i visse intervaller af det ydre magnetiske felt. I disse intervaller har Hall-modstanden en konstant værdi, de såkaldte Hall plateauer.

Vi vil starte med at foretage en gaugetransformation. Det gør vi ved at give en alternativ definitionen af fermioner og bosoner, der i 2 dimensioner er ækvivalent med den vi allerede har diskuteret. Betragt igen 2 identiske partikler, og en historie, der forbinder begyndelses og slutpunkterne for de to partikler. Til ethvert tidspunkt i historien findes der en vektor, der forbinder de to baner. Ved historiens slutning vil denne vektor været drejet en vis vinkel, θ . For samtlige historier antager denne vinkel en af to værdier, θ_0 og $\theta_0 + \pi$, afhængigt af, om de to partikler byttes om, som illustreret i figur 8.



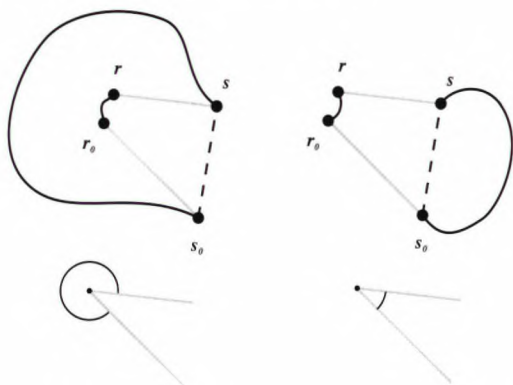
Figur 8. Alternativ definition af fermioner og bosoner. Den relative vektor mellem to partikler drejer en vinkel θ . Den er lig θ_0 , hvis der ikke sker ombytning af partiklerne, og $\theta_0 + \pi$, hvis de ombyttes. Kvanteviseren skal drejes en vinkel $\alpha\theta$, hvor α er et lige helt tal for bosoner og et ulige helt tal for fermioner.

Ved hjælp af denne observation er det nu nemt at tage hensyn til Fermi og Bose egenskaberne. For bosoner drejes kvanteviseren en vinkel $2n\theta$ (n er et helt tal). Herved bliver samtlige historier nemlig drejet vinkelen $2n\theta_0$, hvilket er helt ækvivalent med den definition ovenfor, da en ens drejning af samtlige visere ikke kan ændre sandsynlighederne. For fermioner skal vi dreje kvanteviseren vinkelen $(2n + 1)\theta$ (n er et helt tal). Herved vil de historier, hvor partiklerne ombyttes, få en ekstra drejning på π , i overensstemmelse med den tidligere definition. Hvis vi har flere end to partikler, skal man blot addere θ -vinklerne for alle mulige forskellige par af partikler.

Vi kan nu se, at det er muligt at generalisere disse regler. Hvis vi i stedet drejer kvanteviseren en vinkel $\alpha\theta$, hvor α er et fast tal, så har vi en type partikler, som er fermioner, hvis α er ulige, bosoner hvis α er lige og anyoner hvis α antager en hvilken som helst ikke heltallig værdi.

Denne definition af anyoner er jo afhængig af, at vinkelen θ er veldefineret. Det er den helt klart i 2 dimensioner (undtagen i punkter, hvor banerne måtte skære hinanden — og sådanne vil vi se bort fra). I 3 dimensioner, derimod, er det ikke muligt at definere en sådan vinkel. Man kunne forsøge at bruge azimutvinkelen i et

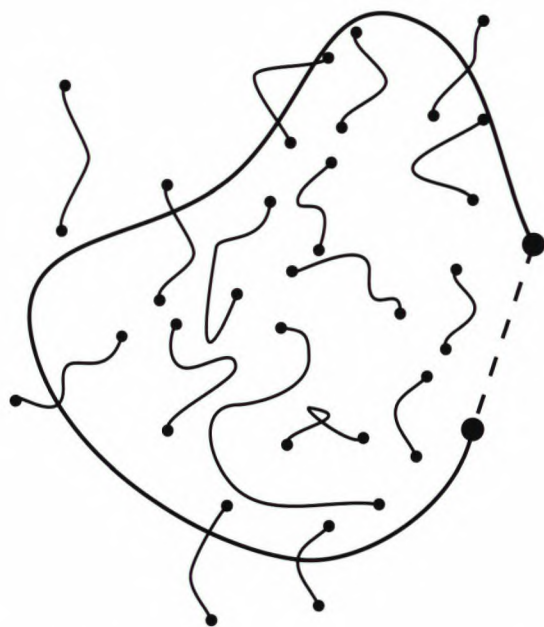
polært koordinatsystem, men den er udefineret for alle de punkter, hvor polarvinkelen er nul.



Figur 9. Forskellen i den drejning kvanteviseren skal have mellem tilfældene, hvor den ene partikel henholdsvis kører rundt om den anden eller ikke gør det, er givet ved $2\pi\alpha$. Dette er ækvivalent med at sige, at den omkredsede partikel repræsenterer en magnetisk flux vinkelret på planen, der er lig med $\alpha\phi_0$.

Siden denne nye mulighed så dagens lys har teoretiske fysikere arbejdet ihærdigt på at beregne egenskaberne af en sådan anyon gas. Det er ikke så nemt som det umiddelbart ser ud til. Vi skal nemlig se, at hvis α ikke er heltallig, så svarer anyon-tilfældet til, at partiklerne vekselvirker magnetisk med hinanden. Lad os betragte en af partiklerne og se, hvad der sker, hvis dens bane fører den rundt om en anden partikel, som illustreret i figur 9. Forskellen mellem den vinkel kvanteviseren skal drejes for baner, der som i figur 9 til venstre fører den ene partikel rundt om den anden, og baner — figur 9 til højre — hvor dette ikke er tilfældet, er givet ved $2\pi\alpha$. Dette er præcis den samme drejning viseren ville få, hvis partikel nummer 2 var blevet erstattet med et uendeligt tyndt magnetisk fluxrør, med en flux på $\alpha\phi_0$. Gjorde man nemlig dette, ville den ene type baner omslutte magnetisk flux, og den anden ville ikke. De generelle regler for partiklers bevægelse i et magnetfelt, beskrevet i afsnittet ovenfor ville diktere præcis den ønskede drejning af kvanteviseren. Denne opdagelse er overordentlig bemærkelsesværdig. Den siger, at en samling af anyoner, er det samme som en samling af bosoner, der hver er blevet udstyret med et fluxrør af styrke $2\pi\alpha\phi_0$! Dette rummer nøglen til forståelsen af kvante Hall effekten.

Dette trick, hvor alle slags partikler kan laves om til bosoner, mod at hænge et fluxrør fast på partiklerne, er ikke kun begrænset til anyoner. Fermioner er jo i en vis forstand også en slags anyoner, blot med en særlig værdi for α . Den to-dimensionale elektrongas, der lever på grænsen mellem to halvledere i von Klitzings eksperiment, kan således også opfattes som en bose-flux-gas. Hvis tætheden af elektroner er ρ , dvs. i et areal A er der gennemsnitlig $N = \rho A$ elektroner, så vil en given elektron i gennemsnit opleve, at den bevæger sig i et (fiktivt) magnetfelt med feltstyrken $B_{\text{fiktiv}} = (2n + 1)\rho\phi_0$.



Figur 10. Middelfelt teori. I gennemsnit vil en partikel omkredse et antal partikler, $A\rho$, der repræsenterer en flux på $A\rho\alpha\phi_0$ og en virkelig flux AB , hvor A er banens areal. For særlige elektrontætheder vil disse to fluxer ophæve hinanden.

Her har vi antaget, at vi har opfattet fermionerne som anyoner med $\alpha = 2n + 1$. Vi kan nu gøre som i eksperimentet og pålægge et virkeligt magnetfelt med en retning der er modsat den retning, vi forestiller os, at det fiktive felt har. I virkeligheden er det naturligvis omvendt: Eksperimentet angiver en retning for det virkelige felt, og vi lader fluxrørene have deres felt i den modsatte retning.

De to modsatrettede magnetfelter vil præcis ophæve hinanden, hvis tætheden af elektroner opfylder

$$\rho = \frac{1}{2n + 1} \frac{B}{\phi_0}.$$

For en given elektrontæthed kan denne ligning også opfattes som en betingelse, det ydre felt skal opfylde, for at sikre, at nettofeltet forsvinder. I almindelighed skal vi angive elektrontætheden i forhold til fluxkvantitet: $\rho = \nu \frac{B}{\phi_0}$. Tallet ν antager værdier af simple brøker når modstanden forsvinder. Det er angivet foroven i figur 7b.

Denne teoretiske betingelse er sammenfaldende med den betingelse man eksperimentelt har fundet må være opfyldt, for at modstanden forsvinder og for at Hallmodstanden antager sine magiske værdier. Hvorfor er der denne overensstemmelse? Jo, når det fiktive magnetfelt og det virkelige magnetfelt præcist ophæver hinanden, så opfører elektronerne sig som bosoner, der bevæger sig i et område uden magnetfelt. Men fra superlederne (og den superflydende væske bestående af He_4) ved vi, at bosonerne ved lave temperaturer har tendens til at anbringe sig i den samme kvantetilstand.

Dette betyder for eksempel, at al elektrisk modstand forsvinder, præcist som det observeres eksperimentelt. Men, hvordan kan vi forstå, at Hall modstanden antager de meget præcise værdier? Bosonerne føler jo ikke noget magnetfelt. Her skal vi huske på, at bosonerne ikke blot bærer på en ladning, som giver den elektriske strøm, $I = e \frac{dN}{dt}$, men de bærer også på en magnetisk flux, der giver anledning til en flux-strøm, $I_{\text{flux}} = (2n+1)\phi_0 \frac{dN}{dt}$. (Størrelsen $\frac{dN}{dt}$ er antallet af elektroner, der passerer en linie på tværs af strømmen pr. sekund). Ifølge Faradays lov, vil en fluxstrøm inducere en spænding på tværs, der præcist er givet ved $V_H = I_{\text{flux}}$. Forholdet mellem denne spænding og den elektriske strøm er derfor den ønskede $R_H = \frac{V_H}{I} = (2n+1) \frac{\phi_0}{e} = (2n+1)R_K$, altså et ulige antal modstandskvanter.

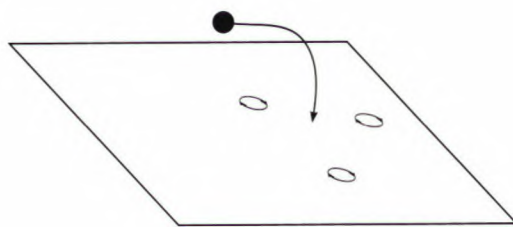
Vi kan nu se, at vi er på rette spor. Vi har forklaret, at modstanden forsvinder og at Hall-modstanden er kvantiseret. Der er dog et par eksperimentelle kendsgerninger vi endnu ikke har gjort rede for:

- Vi har kun forklaret de ulige modstandskvanter, dvs. 1, 3, 5 osv. Men på figuren kan vi se, at også for magnetfelter svarende til $\frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{4}$ og en del flere har vi at modstanden forsvinder og Hall modstanden er kvantiseret.
- Modstanden er væk og Hall modstanden er kvantiseret eksakt, ikke kun ved de magiske magnetfelter (eller elektrontætheder om man vil), men i et interval omkring disse.

Forklaringen på disse fakta, hænger sammen med, at der i elektrongassen faktisk vil skabes virkelige anyoner, når tætheden af elektroner afviger fra de værdier, der svarer til de ovenfor nævnte, der giver ulige modstandskvanter. Vi har jo indtil videre kun brugt anyonideen til at gøre fermioner til bosoner (med tilhørende flux'er), men vi har ikke set rigtige anyoner, dvs. partikler, hvis kvantevisere ikke skal drejes en hel eller en halv omgang under ombytning af partiklerne.

Lad os undersøge, hvad der sker, hvis vi til et system med en magisk elektrontæthed føjer én ekstra elektron. Vi vil derved forstyrre systemet. Men det er en karakterisk ting ved kvantesystemer, at de kan ikke forstyrres (eller eksiteres) på en hvilken som helst måde. Tænk for eksempel på et brintatom. Hvis vi "tilføjer" et lyskvant til sådan et, så kan det kun gøres ved at løfte elektronen i brintatomet til en af de særlige energitilstande for atomet. På samme måde er det i en Kvante-Hall superleder, som vi her studerer. Dette system kan kun forstyrres ved at danne en eller flere såkaldte Abrikosov hvirvler. Sådanne hvirvler kender man fra rigtige superledere. Her opstår de hvis superlederen udsættes for et stærkt magnetfelt. Magnetfeltet vil så kunne gennemtrænge superlederen i et fluxrør. Elektronerne i superlederen vil danne en hvirvel rundt om fluxrøret. Det specielle ved en sådan hvirvel, er at ikke en hvilken som helst flux kan trænge igennem. Faktisk vil den netop være

ét fluxkvant ϕ_0 . På præcis samme måde er det i vores Kvante-Hall superleder. Men en hel elektron er jo udstyret med en flux på $2n+1$ fluxkvanter, så hvis man adderer en hel elektron, så vil den "opløses" i Kvante-Hall superlederen og danne $2n+1$ uafhængige hvirvler!



Figur 11. Når man tilføjer én elektron til en $n = 1$ (dvs. $2n+1 = 3$) Kvante-Hall superleder, så vil den resultere i dannelsen af 3 hvirvler.

Vi kan nu forstå, hvorfor man ser superledning og modstandskvantisering i et helt interval omkring de magiske værdier for elektrontætheden. Er antallet af elektroner nemlig lidt større end det magiske, så vil der i systemet være et vist antal hvirvler. I enhver virkelig halvleder, vil der desuden være en mængde af "urenheder" som vil være i stand til at fange eller "pinne" hvirvlerne, som derfor ikke kan bevæge sig og ødelægge Kvante-Hall superlederen.

En hvirvel er i sandhed en eksotisk "partikel". Som vi har set vil der til hver ekstra elektron være knyttet $2n+1$ hvirvler, som derfor vil have en ladning på $\frac{1}{2n+1}$ af elektronens ladning! Man kan desuden forholdsvis let vise, at hvirvler er anyoner med et α på $\frac{1}{2n+1}$, dvs. kvanteviseren skal drejes en vinkel $\frac{\pi}{2n+1}$, hvis to hvirvler byttes om. Leinaas og Myrheims teoretiske partikler findes altså i naturen! Dette var en medvirkende grund til at de to nordmænd modtog IBM prisen for 1991.

Hvis der bliver tilstrækkelig mange hvirvler, dvs. hvis elektrontætheden afviger for meget fra den magiske, så vil vi have en ladet anyon-gas, der bevæger sig rundt i et magnetfelt, der dog ganske vist er noget reduceret, da kun fluxen fra hver af anyonerne bidrager. Vi kan nu gentage hele proceduren: Ved at udstyre hvirvlerne med nogle tynde fluxrør kan vi opfatte dem som bosoner, der bevæger sig i et yderligere reduceret magnetfelt. Ved en særlig værdi af hvirveltætheden, vil det effektive magnetfelt, som hvirvlerne opfatter, forsvinde og vi har nu en ny Kvante-Hall superleder. Det er forholdsvis ligetil at vise, at en sådan mekanisme kan forklare de øvrige observerede Kvante-Hall-tilstande.

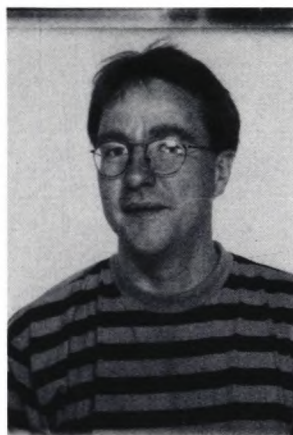
Konklusion

Jeg håber, at det efter den noget lange tour, er klart, at kombinationen magnetfelter og kvantemekanik er fyldt med fascinerende og fundamentale effekter. Det har været mange år og har krævet mange elegante og særdeles forfinede eksperimenter at finde vej gennem Kvante-

Hall-effektens gåder, før man nåede frem til det forholdsvis simple billede jeg har gennemgået i denne artikel. Høj- T_c superledernes gåder har vist sig at være om muligt vanskeligere, og vi står i dag uden det afgørende gennembrud, der gør os i stand til på simpel måde at forstå, hvad der foregår inde i samlingen af kobber og ilt atomer. Men lad os snakkes ved om 5 år. . .

Referencer:

- [1] Richard P. Feynman: *QED – The Strange Theory of Light and Matter*, Princeton University Press, 1985.
- [2] Per Hedegård, *Forenede Elektroner A/S*, Munksgaard 1991.



Per Hedegård, Lektor ved Ørsted Laboratoriet, Niels Bohr Institutet. Arbejder med teoretisk faststoffysik. Har i de senere år specielt interesseret sig for superledere og kvantemekanik i magnetfelter.

Vejledning for forfattere

Redaktionen af KVANT modtager meget gerne artikler fra læserne. Indholdet af artiklerne bør være forståelig for personer med interesse for fysik – således at en god gymnasieelev vil få noget ud af at læse artiklen. Det gør ikke noget, at der optræder enkelte (og enkle) formler i teksten. Illustrationer til artiklerne er meget velkomne.

Det er håbet, at der vil komme en række rubrikker – der er allerede en debatside, som er åben for indlæg om alt hvad der rører sig om fysik. Bladet vil også bringe meddelelser fra Dansk Fysisk Selskab og Selskabet for Naturlærens Udbredelse, ligesom omtale af arrangementer, der kan have interesse for fysikinteresserede vil blive bragt. Da der kun kommer fire numre om året skal der gives meddelelse om et givet arrangement i god tid, hvis det skal kunne komme med i bladet. Redaktionen vil også stræbe efter at kunne bringe korte notitser med friske nyheder og anmeldelser af bøger af interesse for fysikere.

Vejledning i udformning af artikler til KVANT

For at lette produktionen modtages artikler helst på elektronisk facon. Det kan enten være som elektronisk post til e-mail adressen

kvant@nbivax.nbi.dk

eller (hellere) på en DOS-formatteret diskette, der sendes til

KVANT
c/o Mads Hammerich
Gersonsvej 40
2900 Hellerup

eller afleveres til et redaktionsmedlem sammen med eventuelle figurer, og – *meget vigtigt* – et billede og en præsentation af forfatteren, i stil med de præsentationer, der findes i slutningen af hver artikel i dette nummer.

Teksten kan være skrevet i L^AT_EX, som ren ASCII fil, i WordPerfect eller Word. De første formater foretrækkes. Hvis det ikke er muligt at aflevere teksten i et af disse formater, kan en papirudgave af artiklen naturligvis anvendes.

Formler og specielle symboler kan indsættes i teksten med L^AT_EX eller T_EX. De modtages dog under alle omstændigheder også gerne på papir.

Illustrationer og billeder til artiklerne afleveres separat – det er (endnu) en kvalitetsmæssig fordel at indsætte disse i artiklen på sædvanlig facon. Undlad venligst at afsætte plads til dem i teksten, men placer figurforklaringen til sidst eller for sig selv.

Tabeller og opstillinger ønskes som simple opstillinger med tabulatorer. Brug ikke for megen energi på at lave "snedige" opstillinger med linier og lignende, men vis gerne på papir hvordan du selv ville foretrække det.

- Forfatternavne skrives med kursiv.
- Afsnitoverskrifter skrives med fed skrift.
- Der er ingen tomme linier mellem afsnit, men de indledes med en indrykning (tabulering).
- Referencer anføres i teksten med et løftet ciffer, og anføres til sidst i artiklen med nummer, forfatter, artikel (eventuelt bind-nummer med fed skrift), sidetal og årstal i parentes.
- Husk et billede og en kort præsentation af forfatteren.
- Forfattere der skriver i L^AT_EX kan rekvirere en skabelon, at skrive i, hos redaktionen.

Abonnement på KVANT

koster 135 kr for en årgang og vil blive opkrævet pr. giro. Nye abonnenter vil modtage eventuelle tidligere numre af den løbende årgang. Medlemmer af Dansk Fysisk Selskab og Selskabet for Naturlærens Udbredelse vil modtage bladet som et medlemsblad.

Hvis du mener at du har abonnement, men ikke får bladet – har du nok glemt at melde flytning af bladet hos dit lokale postkontor, eller måske har du ikke betalt. Bemærk at flytning af KVANT skal meddeles postvæsenet eksplicit!

Abonnement tegnes ved at skrive til

Lene Körner, Matematisk Institut, Universitetsparken 5, 2100 København Ø

