

Eksotiske hvirvler – Fluxliniegitteret i magnetiske superledere

Morten Ring Eskildsen, *Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève*, og Niels Hessel Andersen, *Afd. for Materialers Fysik og Kemi, Forskningscenter Risø*.

Eksistensen af magnetiske fluxlinier og deres organisering i et fluxliniegitter i type-II superledere er et fascinerende kvantefænomen. Hvirvler i de superledende elektrons strømningsmønstre besidder egenskaber svarende til "rigtige" massive partikler og med en opførsel tilsvarende væsker og faste stoffer. Samtidig er hvirvlerne af afgørende betydning for teknologiske anvendelser. Alt dette har gjort studiet af fluxlinier til et meget aktivt forskningsfelt.

Denne artikel beskriver nogle af de fænomener som vi i løbet af de sidste år har opdaget ved studier af en bestemt familie af magnetiske superledere. Artiklen starter med en kort gennemgang af superledning generelt og fluxlinier og fluxliniegitteret i særdeleshed. En mere detaljeret fremstilling er bl.a. givet af Per Hedegård [1]. Derefter følger en kort introduktion til neutronspreddning, inden vi går over til at beskrive de studerede materialer og de opnåede resultater.

Superledning

Superledere er materialer der kan lede elektrisk strøm fuldstændig uden modstand. Fænomenet blev opdaget i 1911 af H. Kammerlingh-Onnes, der fandt at den elektriske modstand af kviksølv forsvandt pludseligt, når det blev kølet ned under en kritisk temperatur $T_c = 4.2$ Kelvin. Siden er superledning observeret i mange metaller, legeringer og visse organiske stoffer og siden 1986 også i flere familier af keramiske kobber-oxider kendt som høj-temperatur superledere.

Først i 1957 blev den detaljerede teoretiske forklaring på fænomenet superledning i metaller og legeringer givet af John Bardeen, Leon Cooper og Robert Schrieffer (BCS). De beskrev hvordan ledningselektronerne kan knyttes sammen ved vekselvirkning med krystallernes elastiske medium, og danne de såkaldte Cooper-par som kondenserer i den superledende tilstand. Elektronerne bliver herved bundet sammen med en vis energi og kan derfor flyde uhindret mellem de omgivende atomer. Med udgangspunkt i elektronparringen via elastiske kræfter gav BCS teorien en mikroskopisk forklaring på superledningen. Endnu tidligere i 1950, havde Vitaly L. Ginzburg og Lev D. Landau (GL) dog fremsat en fænomnologisk teori som beskrev superledningen ved en makroskopisk bølgefunktion for det superledende kondensat. Efterfølgende er de to teorier vist at være ækvivalente under visse omstændigheder. Det er klart at der lå en imponerende fysisk intuition bag ved fremsæt-

telsen af GL teorien. Diskussionen i de næste afsnit er baseret på GL teorien, da den umiddelbart fokuserer på de grundlæggende egenskaber ved den superledende tilstand og kan anvendes til tolkning og analyse af eksperimentelt målbare størrelser.

For en ordens skyld skal det nævnes at mekanismen bag elektronparringen i høj-temperatur superlederne endnu ikke er forstået, men den superledende tilstand kan beskrives med GL teori og en kompliceret makroskopisk bølgefunktion.

Superledning, magnetfelter og fluxlinier

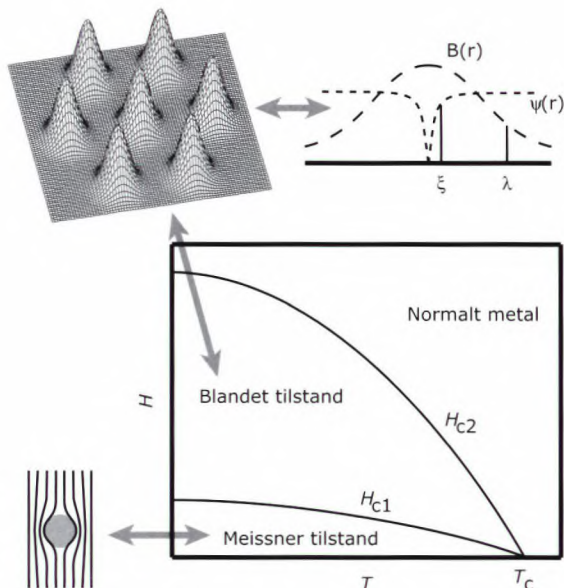
Belært af H. C. Ørstedts opdagelse af sammenhængen imellem elektrisk strøm og magnetisme, kan vi vente at superlederens usædvanlige elektriske egenskaber også må afspejles i de magnetiske egenskaber.

I GL teorien er beskrivelsen af den superledende tilstand knyttet til to karakteristiske længdeskalaer som på naturlig vis beskriver hvorledes superlederen reagerer på et påtrykt magnetfelt. Disse længder angiver dels hvor langt magnetfeltet trænger ind i superlederen og dels over hvilken afstand amplituden af den superledende ordensparameter varierer. De benævnes henholdsvis indtrængningsdybden (λ) og koherenslængden (ξ). I BCS teorien kan det vises at koherenslængden også er et mål for Cooper-parrenes udstrækning.

De to elektroner i et Cooper-par har modsat rettet magnetisk moment (spin). Et påtrykt magnetfelt, der ensretter disse momenter, vil billedligt talt vride Cooper-parrene fra hinanden og dermed ødelægge superledningen. Det felt der kræves for lige præcis at undertrykke superledningen kaldes for det termodynamisk kritiske felt H_c . Overordnet set gælder det således at superledning og magnetfelter er inkompatible, og superlederen søger derfor at afskærme feltet ved hjælp af tabsfri elektriske superstrømme. Herved fremkommer en rumlig separation af normale (dvs. ikke-superledende) områder gennemtrængt af magnetisk flux og superledende områder afskærmet fra magnetfeltet. Det er i denne sammenhæng underordnet om magnetfeltet pålægges udefra eller fremkommer ved at materialet indeholder magnetiske atomer som i sig selv skaber et magnetfelt.

Detaljerne af denne separation afhænger af energien i grænsefladen imellem et superledende og et normalt område (SN-grænseflade). Dette blev studeret af Alexei A. Abrikosov i 1957 som fandt at energien er posi-

tiv når den såkaldte Ginzburg-Landau parameter $\kappa = \lambda/\xi$ er mindre end $1/\sqrt{2}$ og negativ når $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Denne forskel fører til en vidt forskellig opførsel og dermed en klassificering af superledere som værende enten type-I ($\kappa < 1/\sqrt{2}$) eller type-II ($\kappa > 1/\sqrt{2}$). For en type-I superleder er det energetisk mest favorabelt at minimere arealet af SN-grænseflader hvilket fører til en total udstødning af magnetfelter mindre end det termodynamiske kritiske felt H_c . Dette kaldes Meissner-Ochsenfelt effekten. For felter større end H_c undertrykkes superledningen. For type-II superledere er situationen modsat. Her opnås tilstanden med den laveste energi ved at maximere antallet af normale domæner omsluttet af superledende materiale. Hver af disse normale områder gennemstrømmes af magnetisk flux, og da fasen af den superledende bølgefunktion skal være koherent er den magnetiske flux kvantiseret i enheder af $\phi_0 = hc/2e$ (totalt kommer fra elektron-parringen). Disse normale områder er omgivet af superledende skærmstrømme der holder magnetfeltet væk fra den øvrige del af superlederen. Hver af disse *fluxlinier* eller *Abrikosov hvirvler* indeholder ét fluxkvantum.



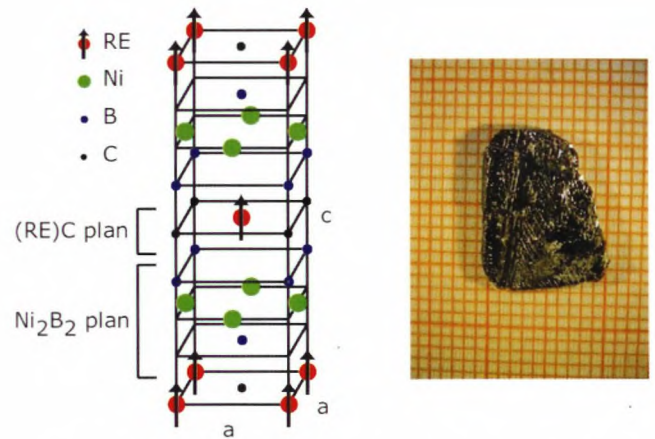
Figur 1. Typisk fasediagram for en type-II superleder. Under H_{c1} , i Meissner tilstanden vist til venstre, udstødes magnetfeltet fuldstændigt. Imellem H_{c1} og H_{c2} , i den blandede tilstand, gennemtrænger feltet superlederen i kvantiserede fluxlinier. Som vist øverst til højre i figuren er den superledende ordensparameter undertrykt i centeret af fluxlinien i en radius givet ved ξ . Udenfor fluxlinien falder magnetfeltet af over en karakteristisk afstand λ . Øverst til venstre ses feltfordelingen i et hexagonalt fluxliniegitter.

Fluxliniegitteret

For en type-II superleder falder det superledende respons på et påtrykt magnetfelt i tre forskellige kategorier afhængig af feltstyrken. Under et nedre kritisk felt, H_{c1} , udstødes dette fuldstændigt som i en type-I su-

perleder, dvs. der udvises Meissner-Ochsenfelt effekt. Superledningen bryder sammen over et øvre kritisk felt, H_{c2} . Forholdet imellem det øvre og nedre kritiske felt, og det termodynamiske kritiske felt er givet ved

$$H_c = 1/(\sqrt{2}\kappa) H_{c2} \approx \sqrt{H_{c1} H_{c2}}.$$



Figur 2. Krystalstrukturen for (RE)Ni₂B₂C samt foto af en typisk enkystal med dimensioner $10 \times 12 \times 1 \text{ mm}^3$ og en vægt på 1 gram.

Fra disse relationer fremgår det klart at $H_c = H_{c2}$ netop når $\kappa = 1/\sqrt{2}$. Imellem det nedre og det øvre kritiske magnetfelt, i et meget interessant mellemstadium, gennemtrænger magnetfeltet superlederen i fluxlinier som beskrevet ovenfor. Forholdet imellem de kritiske felter og længdeskalaer i GL-teorien er givet ved

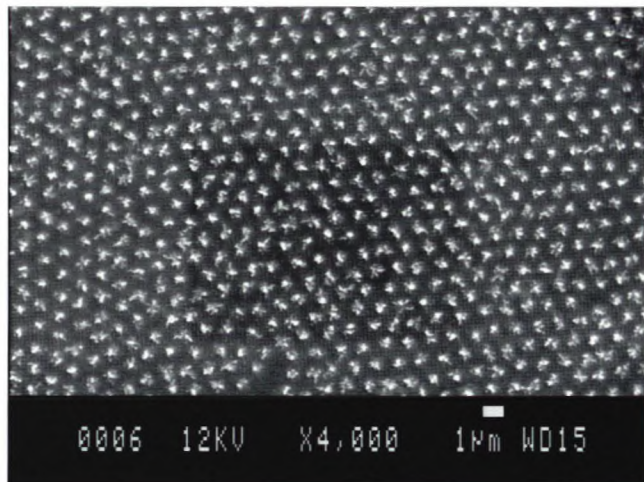
$$H_{c1} = \frac{\phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln \kappa$$

og

$$H_{c2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2}.$$

I figur 1 er vist de karakteristiske længdeskalaer og de kritiske felter for en type-II superleder. Det er i den blandede tilstand, vist i det skematiske fasediagram, at vi finder fluxlinierne. Afhængig af temperaturen og feltstyrken samt specifikke materialeegenskaber vil fluxlinierne arrangere sig i en mere eller mindre ordnet struktur, som efter graden af orden og andre fysiske egenskaber benævnes hhv. fluxliniegitter, -glas, og -væske. Fluxliniegitteret er karakteriseret ved at fluxlinierne er organiseret i en ordnet struktur og er immobile. Fluxlinievæsken er den diametrale modsætning, hvor der ingen ordnet struktur er, og hvor fluxlinierne frit kan bevæge sig omkring. Endelig er en fluxlinieglass en kombination af de to, hvor fluxlinierne er immobile men ikke er ordnet systematisk. Specielt fluxlinievæsken er kritisk i teknologisk henseende, da mobile fluxlinier vil medføre elektrisk tab selv i den superledende tilstand, og en undertrykkelse af denne fase

er derfor afgørende for praktiske anvendelser af f.eks. de keramiske høj-temperatur superledere. Resultaterne i denne artikel omhandler alene fluxliniegitteret.



Figur 3. Dekorationsbillede af fluxliniegitteret i $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$ ved 4.2 K og 20 ørsted. Mønsteret er dannet ved at skabe en tåge af jernpartikler som sætter sig på superlederens overflade hvor fluxlinierne skærer denne. Mønsteret af jernpartikler kan efterfølgende afbildes vha. et skanning elektronmikroskop. Her svarer de lyse områder til fluxliniernes position. I dette tilfælde ses et hexagonalt fluxliniegitter. Dekorationen er udført af Asger Abrahamson, Forskningscenter Risø.

Da hver fluxlinie bærer et fluxkvant er tætheden af disse bestemt af størrelsen af det påtrykte magnetfelt. Den præcise afstand imellem fluxlinierne afhænger af symmetrien af fluxliniegitteret, som, hvis vi antager at fluxlinierne er fuldstændig rette, kan anskues som et rent todimensionelt system. Det er simpelt at vise at for hhv. et kvadratisk og et hexagonalt fluxliniegitter (vist i figur 1) er afstanden, a , imellem fluxlinierne givet ved

$$a_{\diamond} = a_0 = \sqrt{(\phi_0/B)}$$

og

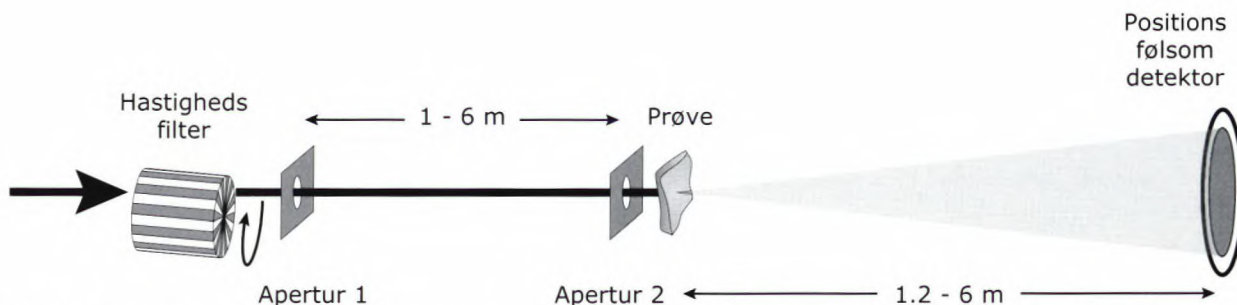
$$a_{\Delta} = (2/\sqrt{3})^{1/2} a_0 = 1.075 a_0.$$

Her er B den totale magnetiske induktion, dvs. det påtrykte felt, H , plus eventuelle demagnetiseringseffekter og bidrag fra det magnetiske delsystem. Sædvanligvis kan man sætte $B = H$, men som vi skal se i det følgende kan de magnetiske egenskaber give anledning til en væsentlig effekt. Som størrelsesordener finder man $a_0 \approx 4500, 1400$ og $450 \text{ \AA}$ for felter på hhv. $H = 100$ ørsted og 1 og 10 kiloørsted (10 kiloørsted svarer til 1 Tesla, $1 \text{ \AA} = 0.1 \text{ nm}$).

Magnetiske superledere, borkarbiderne

Som det fremgår af diskussionen ovenfor er superledning og magnetisme generelt set ikke forenelige. Indtil midten af 70'erne kendte man da heller ikke til materialer der var både superledende og magnetiske, dvs. som indeholdt magnetiske ioner der spontant ordner sig i et regelmæssigt mønster. Teoretisk var det dog forudsagt at sameksistens er mulig, hvis der er tale om antiferromagnetisk orden hvor det frembragte magnetfelt i gennemsnit er nul, eller hvis det frembragte magnetfelt midlet over den superledende koherenslængde, ξ , er mindre end det termodynamiske kritiske felt, H_c . Systematiske eftersøgninger efter sådanne materialer førte i 1975–77 til opdagelsen af sameksistens i de såkaldte Chevrel faser og rhodiumborider. En ny klasse af materialer, i daglig tale kaldt borkarbider, blev opdaget i 1993. Nogle medlemmer af denne familie er både superledende og har eksotiske magnetiske faser. De har yderligere den fordel at det er muligt at fremstille store enkrystaller nødvendige for detaljerede målinger heriblandt småvinkel neutronspretningsforsøg.

Borkarbiderne har støkiometrien $(\text{RE})\text{Ni}_2\text{B}_2\text{C}$, og består altså, udover bor og kulstof, af nikkel og et blandt følgende grundstoffer: $\text{RE} = \text{Y, Dy, Ho, Er, Tm}$ eller Lu . Disse elementer sidder ordnet i en tetragonal krystalstruktur, som vist i figur 2, lagdelt med skiftende nikkelbor-planer og planer af kulstof og RE (sjælden jordart).



Figur 4. Principskitse af småvinkel neutronspretnings spektrometret på Risø. Neutroner med forskellige hastigheder genereret i forskningsreaktoren DR3 kommer fra venstre, hvor hastighedsfilteret sørger for at udvælge en bestemt hastighed og dermed bølglængde. De to aperturer sørger for at kollimere neutronstrålen inden den rammer prøven. Efter at have passeret prøven og være afbøjet opsamles neutronerne på den positionsfølsomme detektor.

Borkarbiderne er relativt stærke type-II superledere med $\kappa = 6 - 15$ og kritiske temperaturer op til 17 K. Det er for RE = Dy, Ho, Er og Tm at man ser sameksistensen af superledning og magnetisme. Magnetismen stammer fra ordningen af momentet fra de sjældne jordarters lokaliserede $4f$ -elektroner. Ligeledes vist i figur 2 er et foto af en borkarbid prøve, der illustrerer hvordan krystallerne gror som plader med c -aksen parallelt med den tynde retning. Opdagelsen af borkarbiderne var som en gave til de eksperimentelle fysikere, idet man nu kunne studere den fundamentalt interessante sameksistens imellem superledning og magnetisme, i seks forskellige systemer med nærliggende, men dog forskellige egenskaber. En fyldigere introduktion til de superledende borkarbider kan f.eks. findes i Physics Today [2].

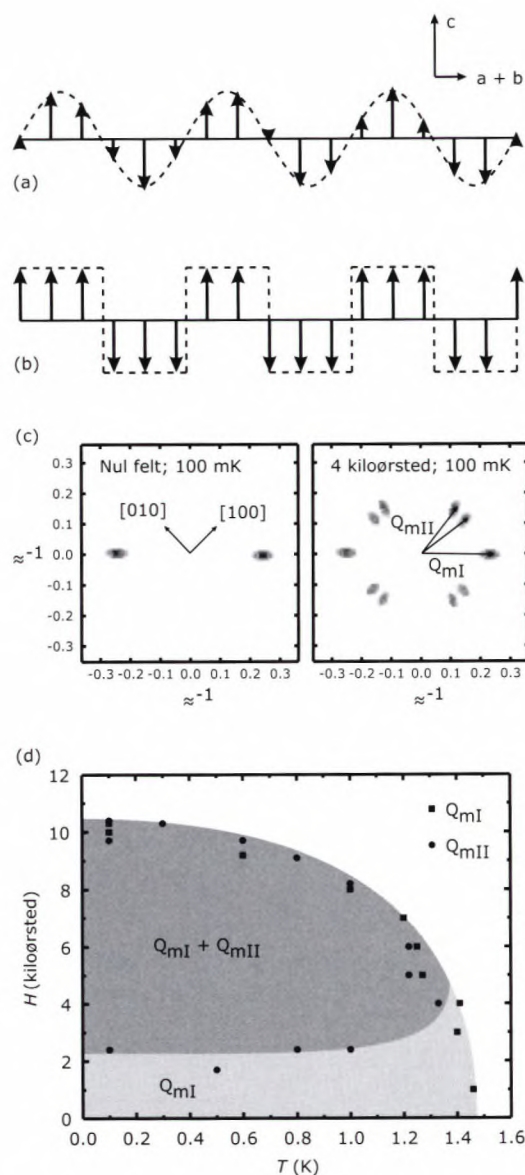
Eksperimentelle metoder til fluxliniestudier

Fluxliniegitteret kan studeres eksperimentelt med mange forskellige teknikker, som hver især har deres fordele og begrænsninger. Her vil vi blot diskutere tre metoder som har vundet bred udbredelse, og der er altså ikke tale om en udtømmende gennemgang. Før vi kommer ind på de enkelte metoder er det dog værd at gøre nogle generelle overvejelser, i det væsentlige er relateret til to forhold. Det første er hvilken fysisk størrelse den givne teknik er følsom overfor. Det kan enten være den magnetiske feltfordeling omkring fluxlinierne, eller undertrykkelsen af den superledende tilstand i centeret af fluxlinierne. Da disse størrelser varierer på forskellige længdeskalaer (hhv. λ og ξ) giver det også en forskel i den naturlige opløsning der kan opnås med de forskellige metoder, hvilket igen sætter en øvre begrænsning for feltstørrelsen. Det andet er om der er tale om en lokal teknik som kan give et rumligt billede af fluxlinierne og f.eks. kan kortlægge defekter i fluxliniegitteret, eller om det er en teknik som belyser hele prøven på en gang og derved giver en midling over mange fluxlinier velegnet til at bestemme eksempelvis fluxliniegitterets symmetri.

Den mest direkte visualisering fås vha. deko-
rationsteknikken, hvor magnetiske nanopartikler deponeres på overfladen af superlederen der hvor fluxlinierne skærer denne. Efterfølgende kan disse jernpartikler afbildes ved brug af et skanning elektron mikroskop (SEM) som det er vist i figur 3. Denne teknik er begrænset til relativt lave felter på op til få hundrede ørsted, da opløsningen forsvinder så snart feltet omkring de enkelte fluxlinie har blot et begrænset overlap.

En anden lokal teknik er skanning tunnel mikroskopi og spektroskopi (STM/STS). Her flyttes en mikroskopisk nål henover prøvens overflade og måler direkte det elektroniske spektrum. I denne teknik er det hhv. tilstedeværelsen eller fraværet af det superledende gab som gør det muligt at skelne imellem superledende og normale områder og dermed afbilde fluxlinierne.

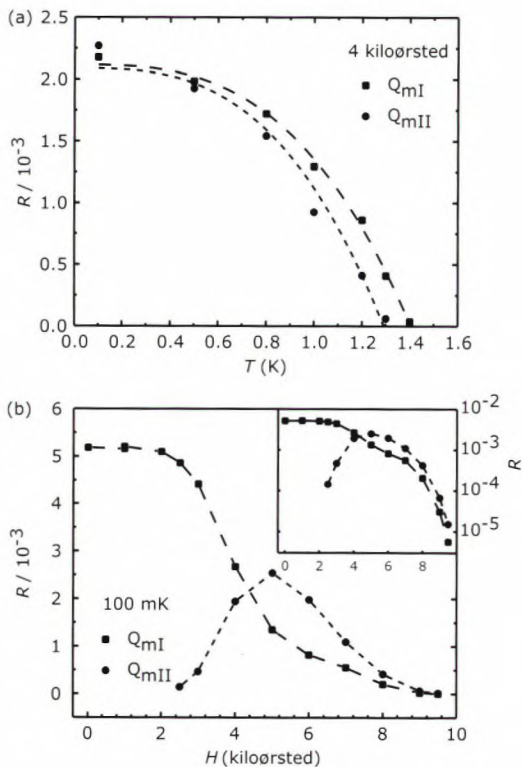
Denne teknik kan bruges helt op til det øvre kritiske felt, men er begrænset nedadtil til nogle få kilørsted af det forholdsvis begrænsede skanområde. Yderligere kræver denne metode en høj kvalitet af prøveoverfladen både med hensyn til homogenitet og topografi.



Figur 5. Magnetisme i $TmNi_2B_2C$. Øverst i (a) og (b) er vist hvorledes de magnetiske momenter varierer langs basalplanens diagonal, se også figur 2. Den magnetiske struktur er vist både lige under $T_N = 1.5$ K (a) hvor momenterne er moduleret og ved lave temperaturer < 1 K (b) hvor momenterne er "kvadreret op" og alle har samme størrelse. I figur (c) er diffraktionsmønstre optaget på den positionsfølsomme detektor ved 100 mK i hhv. nul og 4 kilørsted påtrykt felt. Ved nul felt ses kun reflektioner svarende til Q_{mI} . Ved 4 kilørsted ses yderligere reflektioner ved Q_{mII} placeret symmetrisk omkring [100], [010], $[\bar{1}00]$ og $0\bar{1}0$. Af praktiske årsager registreres der ikke reflektioner ved $Q_{mII} \parallel [110]$ og $[\bar{1}\bar{1}0]$. I fasediagrammet (d) er vist hvor de forskellige magnetiske reflektioner observeres. Firkanter og cirkler viser hvor respektivt Q_{mI} og Q_{mII} forsvinder.

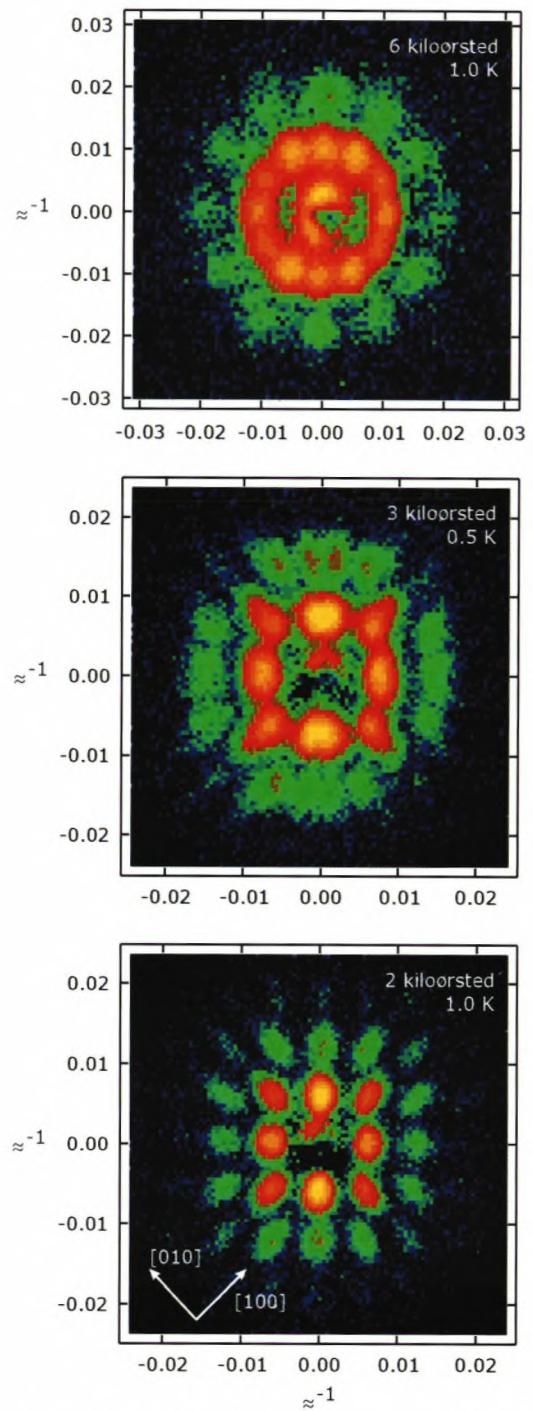
Småvinkel neutronspreddning

En teknik som overkommer mange af begrænsningerne nævnt ovenfor er småvinkel neutronspreddning (SANS = small angle neutron scattering). SANS spektrometeret på Forskningscenter Risø er vist skematisk i figur 4. Denne teknik udnytter at neutronerne besidder et magnetisk moment og derfor spredtes af det rumligt variende magnetfelt som er genereret af fluxliniegitteret eller af de ordnede magnetiske ioner. Der er altså her mulighed for at slå to fluer med et smæk og studere både fluxliniegitteret og den magnetiske orden samtidig. Da neutronerne, som vi her benytter kvantemekanikkens dualitetsprincip til at opfatte som bølger, spredtes på samtlige fluxlinier (eller magnetiske ioner) opnår vi implicit en midling over hele prøven, som fører til dannelsen af diffraktionsmønstre som illustreret i figuren på Kvants forside. Netop dette, at der er tale om koherent spredning, leder dog også til en begrænsning idet det kræver en velordnet fordeling af spredere (fluxlinier eller magnetiske momenter) for at opnå de skarpe toppe i diffraktionsmønstret.



Figur 6. Reflektivitet (intensitet) af de magnetiske refleksioner ved Q_{mI} og Q_{mII} (se figur 5) versus temperatur (a) og påtrykt felt (b).

Da der er tale om diffraktion, flyttes beskrivelsen af systemet fra det direkte rum over i det såkaldte reciprokke rum. Transformationen er en simpel matematisk øvelse. Hvis spredere i det direkte rum befinder sig i positioner udspændt ved tre basis vektorer $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ og $\mathbf{c}$, vil refleksionerne dukke op i det reciprokke rum i positioner givet ved $\mathbf{Q} = h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^* + l\mathbf{c}^*$, hvor h , j og k



Figur 7. Tre forskellige symmetrier af fluxliniegitteret i TmNi₂B₂C. De tre symmetrier er observeret ved forskellige styrker af det påtrykte magnetfelt: Øverst 6 kilorsted (hexagonalt), i midten 3 kilorsted (rhombisk) og nederst 2 kilorsted (kvadratisk). Orienteringen i forhold til krystalakserne er vist nederst.

er hele tal og

$$\mathbf{a}^* = 2\pi \frac{\mathbf{b} \times \mathbf{c}}{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \times \mathbf{c}}$$

$$\mathbf{b}^* = 2\pi \frac{\mathbf{c} \times \mathbf{a}}{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \times \mathbf{c}}$$

$$\mathbf{c}^* = 2\pi \frac{\mathbf{a} \times \mathbf{b}}{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \times \mathbf{c}}.$$

For fluxliniegitterets vedkommende bliver situationen endnu simplere da det er et kvasi-todimensionalt system. Her er det direkte og det reciproke rum relateret ved en simpel 90° drejning og omdøbning af akserne. Ser man således et kvadratisk diffraktionsmønster kan man være sikker på at fluxliniegitteret er kvadratisk. Spredningsvinklen, 2θ , er bestemt af længden af spredningsvektoren samt den valgte neutronbølgelængde, λ_n , og er givet ved Braggs lov, $Q = 4\pi/\lambda_n \sin \theta \approx 2\pi/\lambda_n 2\theta$. Den sidste approksimation er gyldig for små spredningsvinkler, hvilket jo per definition er opfyldt for SANS. Som eksempel kan man tage fluxliniegitteret induceret af et felt på en kiloørsted. Hvis vi antager at der er tale om et kvadratisk fluxliniegitter, finder man let $Q = 2\pi/a_0 = 2\pi/1400 \text{ \AA}$. En stor fluxlinieafstand giver altså kort spredningsvektor og dermed små spredningsvinkler. Med en bølgelængde på $9 \text{ \AA}$ bliver spredningsvinklen $2\theta = 0.4^\circ$.

Ud fra SANS målinger kan en lang række af fluxliniegitterets og dermed superlederens egenskaber bestemmes. Fra diffraktionstoppenes placering og udstrækning bestemmes fluxliniegitterets symmetri og korrelation (velordnethed). Ved at måle refleksiviteten, dvs. antallet af spredte neutroner, kan man få oplysninger om feltfordelingen omkring hver fluxlinie og derved bestemme både korrelationslængden, ξ , og indtrængningsdybden, λ . Når disse parametre er kendt kan Ginzburg-Landau parameteren, κ , samt de kritiske felter, H_c , H_{c1} og H_{c2} , udregnes vha. udtrykkene i afsnit II. I næste afsnit skal vi se eksempler på fluxliniegitter og magnetiske målinger.

Resultater - $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$

På Forskningscenter Risø har vi i samarbejde med kolleger fra bl.a. USA udført systematiske småvinkel neutronspretningsstudier af fluxliniegitteret i bor-karbid superlederne. Som resultat af disse studier er en række nye effekter opdaget. Nogle af disse viste sig at være relateret direkte til samspillet mellem superledning og magnetisme, mens andre var mere generelle.

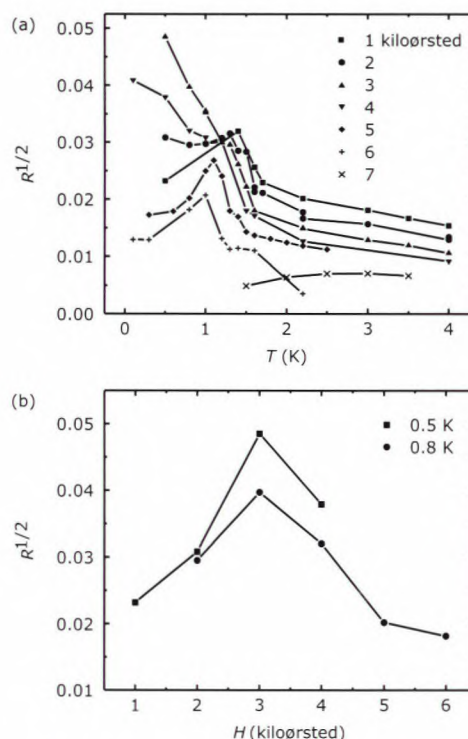
Vi har valgt at præsentere et enkelt eksempel, der klart demonstrerer vekselvirkningen imellem superledning og magnetisme. Resultaterne blev opnået på $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$ som bliver superledende ved $T_c = 11 \text{ K}$ og ordner antiferromagnetisk ved $T_N = 1.5 \text{ K}$. Den magnetiske struktur er en transvers polariseret spinbølge med en forholdsvis lang periode på $26 \text{ \AA}$ vist i figur 5a. Ved lave temperaturer "kvadrerer" momenterne, der er parallelle med krystallens c -retning, op så alle får den samme længde som illustreret i figur 5b.

Netop for dette valg af sjældnen jordart, thulium (Tm), fandt vi samtidige ændringer i struktur og sym-

metri af både den magnetiske orden og fluxliniegitteret, og ændringer i magnetfeltfordelingen omkring de enkelte fluxlinier ved de magnetiske overgange.

Magnetisme

Som konsekvens af den magnetiske strukturs meget lange periode i $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$, er det muligt at studere denne vha. småvinkel neutronspretning, blot ved at ændre lidt på spektrometerets opsætning (husk at store strukturer giver små vinkler). Som vi skal se i det følgende viste det sig at være meget bejligt at kunne studere både magnetisme og superledning med den samme forsøgsopstilling, og dermed under identiske forhold.



Figur 8. Refleksivitet af fluxliniegitteret i $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$ versus temperatur (a) og påtrykt felt (b). I begge tilfælde ses et klart maksimum i intensiteten når man krydser en magnetisk faseovergang.

Oprindeligt var det blot meningen at benytte de magnetiske refleksioner til at bestemme prøvens misorientering i forhold til retningen af det påtrykte felt. Imidlertid fandt vi at den magnetiske struktur undergik en ændring når det påtrykte felt oversteg 3 kiloørsted. Dette er vist i figur 5c hvor man ser to forskellige diffraktionsmønstre fra den magnetiske struktur afhængigt af feltstyrken. Under 3 kiloørsted ses refleksioner ved ordningsvektoren $\mathbf{Q}_{\text{mI}} = 0.094(\mathbf{a}^* + \mathbf{b}^*)$ svarende til den magnetiske struktur beskrevet ovenfor. Bemærk at de to refleksioner i top og bund er fraværende af praktiske årsager.

Idet feltet hæves over 3 kiloørsted skifter billedet, og nye refleksioner med spredningsvektor $\mathbf{Q}_{\text{mII}}$ dukker op

og undertrykker delvist Q_{ml} . I forhold til Q_{ml} er Q_{mII} ca. 22% kortere og samtidig er de nye reflektioner placeret symmetrisk omkring [100]-retningen og splittet ca. 15° . Det faktum at disse nye reflektioner ikke ligger direkte på en højsymmetriretning havde gjort dem svære at finde med et traditionelt treakse spektrometer.

Ved at måle intensiteten af reflektionerne ved hhv. Q_{ml} og Q_{mII} ved forskellige felter og temperaturer kunne vi konstruere det magnetiske fasediagram vist i figur 5d. Man kan se at den metamagnetiske (felt-drevne) faseovergang er næsten uafhængig af temperaturen. For fuldstændighedens skyld skal det nævnes at den magnetiske struktur som giver anledning til Q_{mII} endnu ikke er bestemt.

Temperatur- og feltafhængigheden af intensiteten ved Q_{ml} og Q_{mII} er vist i figur 6. Øverst er temperaturafhængigheden ved et påtrykt felt på 4 kiloørsted, hvor det ses at reflektiviteten for både Q_{ml} og Q_{mII} går til nul ved en veldefineret temperatur på hhv. 1.4 og 1.3 K. Nederst i figur 6 er feltafhængigheden ved 100 mK. Intensiteten af Q_{ml} -reflektionen er konstant op til 2 kiloørsted, hvor den begynder at falde samtidig med at Q_{mII} dukker op og bliver kraftigere. Ved højere felter falder begge intensiteter meget langsomt, som det ses af den indsatte figur hvor de samme data er vist på en logaritmisk skala. Dette gør det svært at definere præcis hvornår de magnetiske reflektioner er forsvundet, og den øverste grænse i fasediagrammet i figur 5d er da også behæftet med en vis usikkerhed.

Fluxliniegitterets symmetri

Lad os nu vende tilbage til fluxliniegitteret, og se hvad der sker med dette når vi bevæger os rundt i det magnetiske fasediagram. I første omgang vil vi koncentrere os om symmetrien af fluxliniegitteret.

I figur 7 er vist diffraktionsmønstre for fluxliniegitteret induceret af et påtrykt felt på 2, 3 og 6 kiloørsted. I borkarbiderne ses oftest et kvadratisk fluxliniegitter, stabiliseret af fluxliniernes vekselvirkning via den tetragonale krystal- og elektronstruktur. Ved det laveste felt finder vi da også netop et kvadratisk fluxliniegitter. Men hæves feltet blot 1 kiloørsted ses en tydelig rhombisk forvridning af fluxliniegitteret. Det skal bemærkes at diffraktionsmønstret nu indeholder reflektioner fra to domæner som er orienteret vinkelret på hinanden. Det kvadratiske fluxliniegitter har samme symmetri som krystallens basalplan og orienteringen med enhedscellens langs den krystallografiske [100] retning er derfor ikke degenereret. På grund af det rhombiske fluxliniegitters lavere symmetri har det to ækvivalente orienteringer, svarende til at den kvadratiske enhedscelle er blevet strakt langs en af de to forskellige diagonaler. Dette giver anledning til domæner med to forskellige orienteringer, men stadig med enhedscellediagonalen orienteret langs enten [100] eller [010]. Ser man på vinklen imellem de to domæner finder man et split på 15° . Sammenfaldet imellem splittet i den feltin-

ducerede magnetiske struktur og i de to fluxliniegitter domæner indikerer at de to ting enten er relateret, eller at de i det mindste er drevet af den samme underliggende mekanisme.

Hæves feltet yderligere antager fluxliniegitteret en hexagonal symmetri som vist øverst i figur 7. Denne anden symmetriændring foregår ved en omlejring af fluxliniegitteret så det nu er orienteret med diagonalen langs [110] eller $[1\bar{1}0]$. I modsætning til den rhombiske forvridning ved lavere felter som er kontinuert, er der her tale om en første ordens faseovergang.

Begge symmetritransformationer var overraskende, idet de er i kontrast til opførslen i de andre borkarbider. For begges vedkommende må de enten skyldes ændringer i den elektroniske anisotropi i planen vinkelret på det påtrykte felt hvor de superledende skærmsstrømme løber, eller i rækkevidden af fluxliniernes vekselvirkning.

Fluxliniegitterets reflektivitet

Lad os nu vende os imod reflektiviteten af fluxliniegitteret. I figur 8 er kvadratroden af reflektiviteten afbildet som funktion af både felt og temperatur. Reflektiviteten er bestemt af den rumlige variation af magnetfeltet, som er den kontrast som neutronerne spredes på, og afhænger i første approximation alene af indtrængningsdybden:

$$\sqrt{R} \propto \frac{1}{\lambda^2}.$$

I Ginzburg-Landau teorien er kvadratet på indtrængningsdybden omvendt proportionalt med den reducerede temperatur

$$\lambda^2 \propto (1 - T/T_c)^{-1},$$

når vi er tæt på T_c , og $\sqrt{R}$ skal derfor have en lineær temperaturafhængighed. Temperaturafhængigheden i figur 8a viser vi da også en lineær opførsel når $T > T_N = 1.5$ K. Under denne temperatur finder vi dog en kraftig stigning og et maksimum i reflektiviteten. For påtrykte felter på 3 og 4 kiloørsted vedbliver reflektiviteten endda med at stige til den lavest målte temperatur. Ser vi på figur 8b hvor reflektiviteten er afbildet versus felt for to forskellige temperaturer, bliver systematikken dog klar. Vi ser at der er et maksimum i reflektiviteten hver gang vi kryder en magnetisk faseovergang, enten når temperaturen sænkes under $T_N(H)$ eller når feltet øges forbi den metamagnetiske overgang.

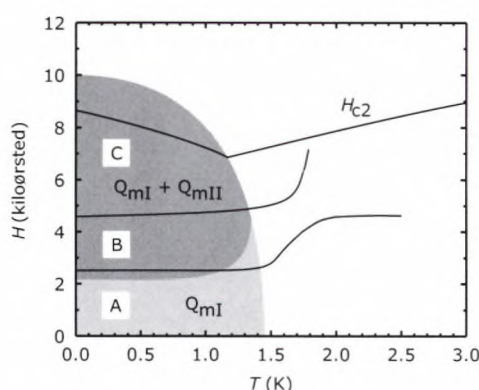
Vi kan forklare det observerede maksimum i reflektiviteten hvis vi antager at det, tæt på de magnetiske overgange, er muligt at polarisere de magnetiske momenter inden de ordner fuldstændigt. Det vil give anledning til en maksimum i susceptibiliteten, χ , og dermed en forkortelse af indtrængningsdybden,

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{1 + 4\pi \chi}.$$

Dette er intuitivt klart da polariseringen af momenterne betyder at de bidrager med en magnetisk flux, og de superledende skærmstrømme omkring hver fluxlinie behøver således ikke løbe i så stor en radius for at generere et fluxkvantum. Maksimet i reflektiviteten er altså et direkte bevis på hvorledes superledningen er påvirket af magnetismen.

Kombineret fasediagram

For at sammenfatte vores resultater for $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$ er det magnetiske fasediagram og fluxliniegitterets symmetri kombineret i figur 9 i et fælles fasediagram. Her er sammenfaldet imellem den metamagnetiske faseovergang og fluxliniegitterets symmetritransformation fra kvadratisk (A) til rhombisk (B) tydelig. Endvidere har vi ledt efter effekter af temperatur- og felt-historie, og fundet at splittet af den magnetiske refleksion ved Q_{mII} udviser hysteresi i forbindelse med fluxliniegitterets transformation fra rhombisk til hexagonal (C).



Figur 9. Fasediagram for $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$ indeholdende både magnetiske og fluxliniefaser. De magnetiske faser er vist med forskellig gråskravering. Linierne angiver grænserne imellem fluxliniegitterets forskellige symmetrier: kvadratisk (A), rhombisk (B) og hexagonal (C).

Alt i alt vidner resultaterne præsenteret ovenfor om en intim vekselvirkning imellem de superledende og magnetiske egenskaber af $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$. For nærværende har vi ikke nogen dybtgående forståelse af disse fænomener, udover de simple betragtninger beskrevet ovenfor.

Sammenfatning

En mere dybtgående præsentation og diskussion af studierne af fluxliniegitteret i de superledende borkarbider kan findes i reference [3, 4]. Det har været fantastisk spændende een efter een at studere de superledende borkarbider og iagttage fluxliniegitterets opførsel. Foran ligger nu arbejdet med at overføre vores empiriske forståelse til en mere detaljeret teoretisk forståelse af de magnetiske superledere, og mange af de opnåede resultater har da endnu heller ikke fundet en teoretisk forklaring, eller er kun forstået på et kvalitativt niveau. Efterhånden som teoretiske forklaringer fremkommer må yderligere forsøg afklare gyldighe-

den af disse. Karakteristisk for de resultater vi har opnået, hvoraf nogle er præsenteret i denne artikel, er dog at de tager udgangspunkt i studier af den superledende fase, og de effekter som magnetismen har på denne. For nylig har vi også forsøgt at tage det modsatte udgangspunkt, og se på magnetismen og hvordan den er påvirket af superledningen. Foreløbige resultater af dette arbejde kan findes i reference [5].

Nogen samlet konklusion på dette indlæg kan derfor ikke gives, og det må derfor blot afsluttes med et "fortsættelse følger . . ."

Referencer:

- [1] P. Hedegård (1991) "Forenede elektroner A/S: Om superledning og kvanteteori", Munksgaard (København); se roemer.fys.ku.dk/Nysyn/forenede.html.
- [2] P. C. Canfield, P. L. Gammel og D. J. Bishop (1998) "New Magnetic Superconductors: A Toy Box for Solid-State Physicists", Physics Today, bind 51 okt. udg. side 40.
- [3] M. R. Eskildsen m.fl. (1998) "Intertwined symmetry of the magnetic modulation and the flux line lattice in the superconducting state of $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$ ", Nature, bind 393, side 242.
- [4] M. R. Eskildsen, (1998) "Small Angle Neutron Scattering of the Flux Line Lattice in the Borocarbide Superconductors", Ph. D. afhandling, Risø-R-1084; se www.risoe.dk/rispubl/FYS/ris-r-1084.htm.
- [5] K. Nørgaard m.fl. (2000) "Interdependence of Magnetism and Superconductivity in the Borocarbide $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$ ", Phys. Rev. Lett., bind 84 side 4982.

Note efter artiklens indsendelse: "Den 28. september i år besluttede Risøs ledelse definitivt at lukke reaktoren DR3 på grund af tekniske problemer. Den videre udvikling af neutronspreddning i Danmark er i skrivende stund ikke afklaret."



Morten Ring Eskildsen er Post. Doc. ved Université de Genève, hvor han studerer superledning og dens vekselvirkning med magnetisme vha. neutronspreddning og skanning-tunnel-mikroskopi og -spektroskopi.



Niels Hessel Andersen er programleder for magnetisme og superledning i Afdelingen for Materialers Fysik og Kemi, Forskningscenter Risø.