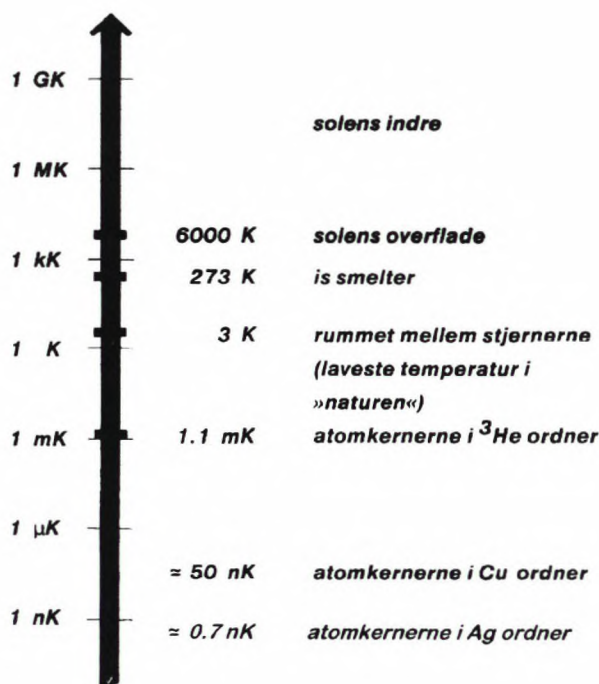


Verdens trediekoldeste eksperiment – kernemagnetisk orden i sølv.

Kim Lefmann, Afdeling for Faststoffysik, Forskningscenter Risø
Finn B. Rasmussen, Ørsted Laboratoriet, Niels Bohr Institutet



Figur 1. Den absolutte temperaturskala afbildet logaritmisk.

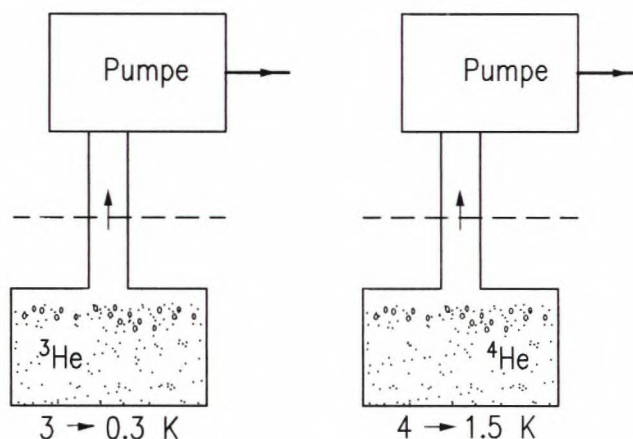
Temperaturskalaen

I dagligdagen føler vi en gevaldig forskel på en varm sommerdag og en kold vintermorgen. Målt på den absolutte temperaturskala (Kelvinskalaen) holder forskellen i temperatur sig dog under 20%, så set i det helt store perspektiv (figur 1) lever vi i et ret snævert temperaturinterval. I verdensrummet er temperaturvariationerne meget større, rækkende fra millioner af grader i stjernernes indre til det tomme rum mellem stjernerne, hvor den termiske baggrundsstråling svarer til en temperatur på 2.7 K – altså mindre end 3 grader over det absolutte nulpunkt.

Lavtemperaturfysikken er den diciplin, der beskæftiger sig med de laveste temperaturer, jo lavere desto bedre. Praktisk taget hver gang, det er lykkedes at drive temperaturen endnu længere ned, har man gjort nye, overraskende opdagelser. I 1996 er Nobelprisen i fysik blevet tildelt de tre, der i 1972 uventet opdagede superfluiditet i ^3He , fundet ved 2,5 mK. Grænsen for de lavest opnåelige temperaturer ligger nutildags 10 millioner gange lavere, under 1 nK. Det er det temperaturområde, denne artikel handler om.

Hvordan opnår man de laveste temperaturer?

Det eneste stof, der forbliver flydende ned til de laveste temperaturer, er helium. Den almindelige isotop, ^4He , koger ved atmosfæretryk ved en temperatur på 4,2 K. På grund af den latente varme forbundet med fordampningen bliver flydende ^4He i praksis ofte brugt som kølemiddel. Hvis trykket over flydende ^4He sænkes, f. eks. med en pumpe, vil den forøgede fordampning sænke temperaturen af væsken, se figur 2. Omkring ca. 1 K vil damptrykket af ^4He imidlertid være så lavt, at der ikke længere er nogen køleeffekt. Med den lette, men sjældne helium-isotop, ^3He , går det tilsvarende. Kogepunktet ved atmosfæretryk er 3,2 K, og ved pumpning kan man i praksis køle ned til 0,3 K. Denne metode udnyttes også til køleformål – men der er stadig meget langt endnu til de lave temperaturer, vi søger.



Figur 2. Kogning ved lavt tryk af flydende ^3He eller flydende ^4He kan frembringe temperaturer ned til henholdsvis 0,3 K og 1,5 K. Komponenter under den punkterede linie befinder sig i et vakuumkammer neddykket i flydende ^4He (4,2 K).

Et meget vigtigt skridt mod lavere temperaturer kan tages ved at blande ^3He og ^4He . Ved de laveste temperaturer er væskerne kun delvist blandbare (6% ^3He i ^4He og 0% ^4He i ^3He). Hvis man køler en flydende 50:50 blanding af de to, adskilles den i to faser, og den lette fase med koncentreret ^3He vil lægge sig øverst. En proces, hvor ^3He opløses i ^4He , er endoterm, og kan køle He-blandingen. For at opretholde en køleeffekt kan man fjerne ^3He selektivt fra den fortyndede (nederste) fase ved destillation. Under 1 K er damptrykket af ^3He er nemlig langt større end af ^4He , som nævnt tidligere (figur 2). I praksis vil man pumpe på en beholder, der er forbundet til



Dedicated XPS Quality-Analysis System New ESCA-Q System



- ◇ 200mm stainless steel analysis chamber
- ◇ 3 sample magnetic transfer mechanism
- ◇ Isolated fast entry airlock
- ◇ Bakeout facility (120 C°)
- ◇ Integrated electronics within system bench
- ◇ Analyser, X-ray and ion gun on sealed ports
- ◇ 250l/s turbo pump with rotary backing
- ◇ Base Pressure (5×10^{-9} mB)

A complete XPS analysis system designed for surface quality control applications, analysing contamination and elemental constituents on surfaces of metals, semiconductors, catalysts and polymers. This integrated system also provides an ideal student training facility.

For further information, please contact Kennet Joelsson, Fisons Instruments Nordic AB, tel. +46-(0)8-6292400, fax +46-(0)8-627 52 20.
E-mail: kennet.joelsson@fisons-instruments.se

den fortyndede fase, som vist på figur 3.

For at få den skitserede blandingskøling til at forløbe kontinuerligt, komprimerer man den uddestillerede ^3He gas ved stuetemperatur og sender den tilbage til den koncentrerede (øverste) fase, efter først at have fortættet gassen ved hjælp af pumpet ^4He ved ca. 1,5 K. Hele denne opstilling, som er skitseret på figur 3, kaldes en *blandingskøler*. Disse kølemaskiner kan købes kommercielt og kan – afhængig af pris, varmebelastning m.v. – nå ned til temperaturer i intervallet 2-35 mK. Blandingskøleren er et meget vigtigt instrument i dagens lavtemperaturfysik, og den udgør da også en vigtig del af den opstilling, vi her vil beskrive.

Ved millikelvin-temperaturer er varmekapaciteten af de fleste stoffer forsvindende. Der kræves derfor ikke meget kølekraft for at få stoffet kølet yderligere. Denne kølekraft kan hentes fra atomkernerne i stoffet! Kølemetoden kaldes for *adiabatisk afmagnetisering*, og vi vil nedenfor prøve at illustrere principperne i den.

Man placerer en prøve, oftest kobber, i et kraftigt magnetfelt, typisk 5-10 T. Atomkernernes spin I (se box: Spin) giver anledning til et magnetisk dipolmoment, μ , som igen bevirker en energiforskel mellem de enkelte kerner spintilstande i feltet. Dette er illustreret i figur 4 for det simpleste tilfælde med kun 2 tilstande.

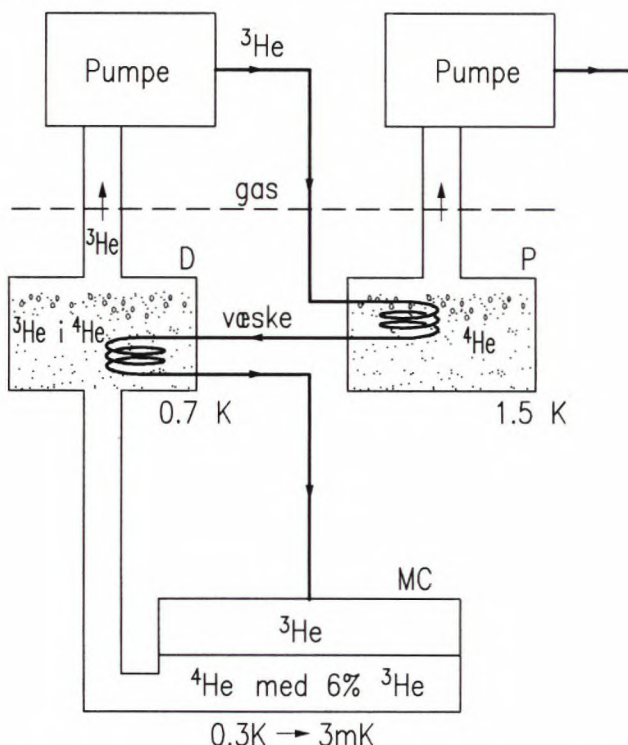
Hvis temperaturen er tilstrækkelig lav, vil det magnetiske felt være i stand til at polarisere kernerne betragteligt. Det koster energi at vende et spin væk fra magnetfeltets retning. Deraf følger at det polariserede materiale har en såkaldt magnetisk varmekapacitet. Denne magnetiske varmekapacitet vil være mange gange større end varmekapaciteten for resten af systemet (ledningselektronerne og krystalgitteret). Kaldes antallet af kerner med spin op (dvs. magnetisk moment parallelt med feltet) for n_{op} og antallet med spin ned for n_{ned} , vil forholdet mellem dem være givet ved Boltzmann faktoren

$$\frac{n_{ned}}{n_{op}} = \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_B T}\right), \quad (1)$$

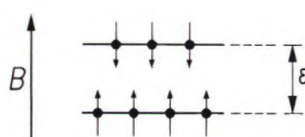
hvor $\epsilon = 2\mu B$ er energiforskellen mellem de to kernetilstande i magnetfeltet B , k_B er Boltzmanns konstant og T er temperaturen. I tilfældet i figur 4, hvor $n_{ned}/n_{op} = \frac{3}{4}$, kan T beregnes, når B samt konstanterne er kendt.

Polariseringen af atomkernerne tager ved temperaturer på omkring 10 mK lang tid – i et metal typisk 1-2 dage, i isolatorer op til adskillige år. Denne lange *relaksationstid* skyldes, at den termiske kontakt mellem kernerne og det omgivende stof er meget svag. Dette lyder umiddelbart som en ulempe for eksperimentalfysikeren, men det viser sig at være en meget vigtig egenskab. Hvis man nemlig

ændrer på magnetfeltet på en tidsskala, der er hurtigere end kernerens relaksationstid, kan man regne den samlede kernepolarisering for konstant. Derved vil kernerens entropi, der i et magnetfelt kun afhænger af polariseringen (se box: Entropi), også være konstant, og processen er *adiabatisk*. En anden konsekvens af den langsomme relaksation er, at kernerens temperatur sagtens kan være forskellig fra temperaturen af det elektroniske system – i hvert fald i nogen tid.



Figur 3. Komponenterne fra foregående figur er udbygget til en blandskøler. ^3He gas fortættes ved 1,5 K og opløses i ^4He i blandskammeret MC. I destillatoren D separeres ^3He atter fra ^4He . Alt under den punkterede linie er inde i et vakuumkammer, hvis væg har temperaturen 4,2 K.



Figur 4. Energiniveauer for atomkerner med spin $I = 1/2$ (f. eks. ^{109}Ag) i et magnetisk felt B .

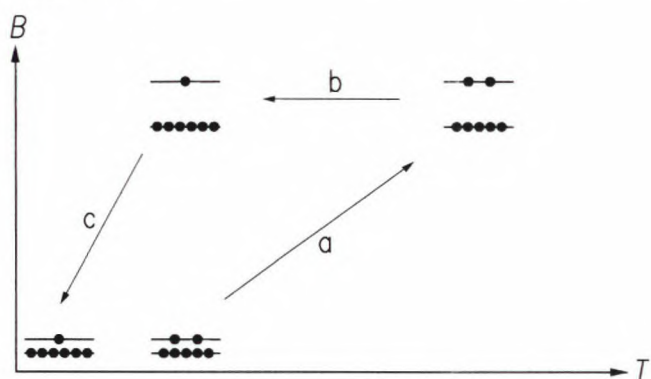
Lad os nu se på, hvad der sker med kernerens temperatur ved en adiabatisk afmagnetisering. Da $n_{\text{ned}}/n_{\text{op}}$ er konstant, må højresiden af (1) også være konstant. μ og k_B er konstante, og derfor må vi have at $B/T = \text{konstant}$, så vi får:

$$T_{\text{slut}} = \frac{B_{\text{slut}}}{B_{\text{start}}} T_{\text{start}}. \quad (2)$$

Ved at reducere magnetfeltet kan man altså sænke kernerens temperatur! Fra (2) ser det endda ud som om, at temperaturen kan bringes helt ned til det absolutte nulpunkt ved at lade $B_{\text{slut}} = 0$. Dette er nu ikke tilfældet, for i det simple udtryk ovenfor har man udeladt det lokale magnetfelt

på den enkelte kernes plads, B_{lokal} , der skyldes kernerens indbyrdes vekselvirkning. Bliver dette inkluderet, skal B erstattes med (approximativt) $\sqrt{B^2 + B_{\text{lokal}}^2}$. Men da det lokale felt ofte er meget lille, af størrelsesordenen 1 mT, kan processen bruges til at køle til meget lave temperaturer.

Princippet bag adiabatisk afmagnetisering virker umiddelbart anti-intuitivt og kræver nok en kvalitativ forklaring. Prøv at betragte ændringerne i ϵ og i kernerens fordeling på figur 5. Lad processen starte i et svagt magnetfelt og ved en lav forkølingstemperatur (typisk nær blandskammerets temperatur). Under delproces a forøges magnetfeltet til B_{start} ; herved bliver ϵ større, og temperaturen stiger. Under b relaxerer kernesystemet tilbage til forkøleanlæggets temperatur T_{start} ; spinsystemet afgiver varme, indtil det opnår den højere polarisering givet ved det høje felt og T_{start} . Til slut tager en adiabatisk afmagnetisering os tilbage til det oprindelige lave magnetfelt B_{slut} , men den højere polarisering betyder, at temperaturen T_{slut} er lavere end T_{start} , jvnfr. lign. 2. Processen a - b - c har fjernet varme (og entropi) fra kernesystemet, som derved er blevet afkølet. Systemet kan optage varme udefra, mens temperaturen stiger til T_{start} , ved konstant magnetfelt.



Figur 5. Køling ved adiabatisk afmagnetisering. a: magnetfeltet forøges til B_{start} . b: kernesystemet køles tilbage (relaxerer) til T_{start} ; det bliver herved stærkere polariseret. c: magnetfeltet sænkes til B_{slut} ved uændret polarisation. Temperaturen falder til T_{slut} , jvnfr. ligning (2)

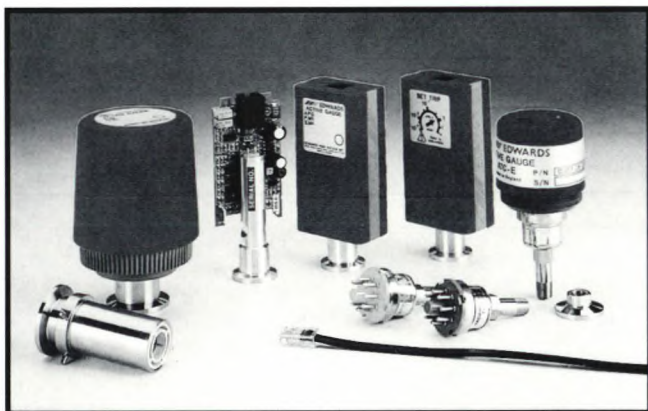
Kernemagnetisme og neutronspreddning

I et magnetisk materiale, f.eks. en køleskabsmagnet, virker der stærke kræfter mellem de magnetiske momenter fra nærtliggende atomer. Ligeledes virker der magnetiske kræfter mellem momentet fra atomkerner, omend disse kræfter kan være milliarder af gange svagere.

I mange tilfælde kan de magnetiske dipolkræfter negligeres til fordel for de stærkere udvekslingskræfter (*exchange*), som er af elektrisk natur og skyldes indflydelsen fra de omgivende elektroner. Den magnetiske energi som følge af vekselvirkningen mellem to spin kan så approximeres ved Heisenberg modellen:

$$H_{i,j} = J \vec{I}_i \cdot \vec{I}_j. \quad (3)$$

Hvis J er negativ, svarer det til, at spinnene foretrækker



Active gauges er et nyt koncept til vakuummåling. Målehovedet indeholder hele elektronikken til måleudstyret og kræver derfor kun en standard DC strømforsyning. Udgangssignalet er 0 - 10V DC. Udlæsningen kan foregå på et almindeligt måleinstrument, PLC eller på en computer. Derved er der bedre mulighed for dokumentation ved f.eks. produktionskontrol. Fordelen ved denne konstruktion er bl.a., at man ikke behøver at have målehoved og måleudstyr i nærheden af hinanden. Kabler kan leveres i længder på op til 100 meter.

Pris pr. målehoved fra kr. **2.540,-** ex. moms

EDWARDS

Rotationsvakuumpumpe type RV er en ny oliepumpe, som både er en et- og to-trins pumpe, da der er mulighed for med en drejeknap at øge luftgennemstrømningen. Denne mulighed er der ingen andre vakuum-pumper på markedet der har. Pumpen leveres i 4 størrelser 3,7 - 5,8 - 9,7 - 14,2 m³/h.

Edwards RV pumper er velegnet som kemipumpe til f.eks. geltørring, centrifugering og frysetørring. Er også velegnet til rene systemer, hvor der kræves lavt sluttryk. I laboratoriet vil man også påskønne det meget lave støjniveau på kun 48 dBA.



Buch & Holm A/S

Marielundvej 36 - 2730 Herlev ☎ 42 91 75 11 Fax 44 92 31 00

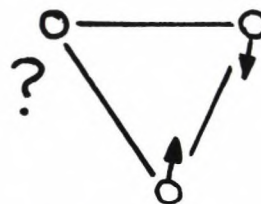
at pege i samme retning. Herved kan man få et stort samlet moment, som for en elektronisk magnet kan udnyttes makroskopisk. Jern er et sådant materiale, og denne magnetismetype kaldes derfor ferromagnetisme. Jern er ferromagnetisk under en kritisk temperatur på $T_C = 1043$ K, men over denne værdi vil den termiske uorden ødelægge den magnetiske orden. Hvis J derimod er positiv, foretrækker spinnene en anti-parallel ordning, og man taler om antiferromagnetisme. Dette er illustreret i figur 6. Den kritiske temperatur for antiferromagneter kaldes T_N .



Figur 6. Ferromagnetisk og antiferromagnetisk orden i 1 dimension.

Der er mange spændende, uløste problemer indenfor antiferromagnetisme, men vi vil nøjes med at præsentere et enkelt her. Figur 7 forestiller tre spin, som alle vekselvirker med hinanden. Lader man det ene spin pege "op" og det andet "ned", kan det sidste ikke samtidigt "tilfredsstille" relationerne til begge sine naboer. Denne situation betegnes meget rammende med ordet *frustration*. Var der tale om klassiske spin, kunne

de indgå et kompromis ved at dreje spinnene 120° i forhold til hinanden, men for kvantemekaniske spin (for ^{109}Ag er $I = 1/2$) er dette ikke så ligetil. Endnu ved man ikke en gang, om et antiferromagnetisk to-dimensionalt trekantgitter vil have en ordnet fase, eller om der vil være uorden ned til de laveste temperaturer.



Figur 7. Magnetisk frustration illustreret ved antiferromagnetiske spin i en trekant. Det er umuligt at få alle tre spin til at være indbyrdes antiparallelle samtidigt.

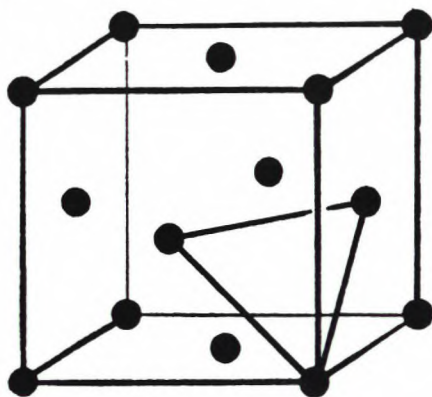
Krystalstrukturen af Ag er flade-centreret kubisk (fcc), som skitseret på figur 8. En antiferromagnetisk nærmeste-nabo kobling i denne geometri vil føre til frustration i tre dimensioner. Dette er netop tilfældet for ^{109}Ag , og det var en af grundene til, at vi valgte at undersøge kernemagnetisme i netop dette stof.

Det overordnede formål med vores projekt var altså at

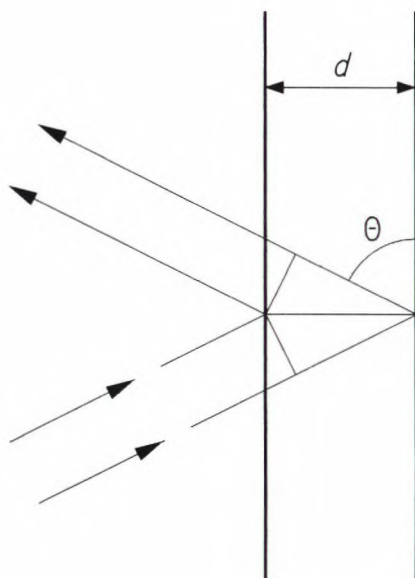
finde ud af:

- Om kernespinne i ^{109}Ag har en ordnet tilstand ved de laveste temperaturer.
- Hvilken struktur der i så fald er tale om.

Fra tidligere målinger i Helsinki var man ret sikker på, at der var en ordnet fase, omend dette ikke kunne vides med sikkerhed.



Figur 8. Atomernes position i en flade-centreret kubisk krystal. Trekanten forbinder nærmeste naboer og ses også i den foregående figur.



Figur 9. Bragg's betingelse for konstruktiv interferens ved refleksion fra to planer.

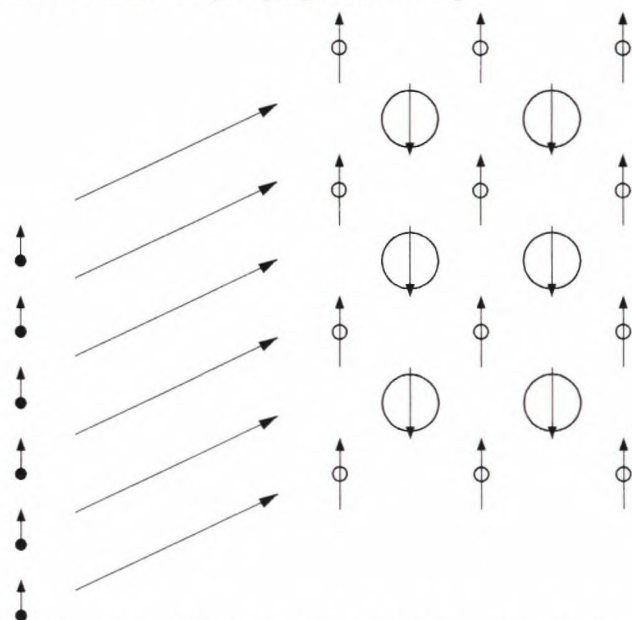
Det endelige svar på de to spørgsmål ovenfor kunne kun findes ved hjælp af *neutronspredning*. Her udnytter man, at neutroner (ligesom andre partikler) har bølgenatur. En neutron med en veldefineret hastighed kan altså tilskrives en bestemt bølgelængde, λ , som for spredningseksperimenter typisk er en brøkdel af en nanometer. Når neutroner sendes ind imod en krystal, kan de spredes i bestemte retninger på samme måde som for röntgendiffraktion. Dette skyldes interferens imellem

spredning fra atomerne i forskellige gitterplaner, og spredningsvinklerne er givet ved Bragg's lov:

$$2d \sin(\theta) = n\lambda, \quad (4)$$

hvor d er afstanden mellem gitterplanerne, og n er et naturligt tal (se figur 9). I dette eksperiment har vi koncentreret os om de mindste observerede spredningsvinkler, d.v.s. $n = 1$.

Også neutroner har et spin, $s = 1/2$, og sandsynligheden for spredning mellem en neutron og en atomkerne afhænger generelt af de to spins indbyrdes orientering. For ^{109}Ag spredes neutroner kraftigst fra kerner med antiparallelt spin (her er *spredningstværsnittet* størst). Derfor er neutronerne følsomme overfor kernemagnetisk orden, som vil give anledning til nogle længere effektive gitterafstande og derved til spredning ved lavere vinkler. Dette er illustreret på figur 10 for en såkaldt type-I, eller (001), struktur svarende til, at kernespinne peger skiftevis op og ned i hvert andet gitterplan langs en kubisk hovedakse af krystallen. Denne struktur var før forsøget forudsagt ud fra teoretiske udregninger på klassiske spin.



Figur 10. Antiferromagnetisk (001) struktur af kernespin set fra en neutrons synsvinkel. De åbne cirkler illustrerer forskellen i spredningstværsnit for de to spinretninger.

Den ordnede kernemagnetiske fase af ^{109}Ag

For at undersøge den ordnede fase af kernespinne i ^{109}Ag måtte vi altså både have en kryostat, der kunne køle til de allerlaveste temperaturer samt have adgang til en konstant tilførsel af neutroner med veldefineret bølgelængde. Neutronerne fandt vi på Hahn-Meitner Institut i Berlin, og kryostaten blev transporteret fra Risø, hvor et lignende forsøg med kernemagnetisk orden i Cu var blevet afsluttet kort forinden. (Sølvprojektet kunne teknisk set også have været afviklet på Risø, men økonomien her kunne ikke længere bære et kostbart kernemagnetisk eksperiment.)

I figur 11 er skitseret opbygningen af den kryostat, vi har anvendt i Berlin siden 1992. I den yderste tynde

FRA VORT STORE PROGRAM

VARIAN

Turbopumper
Ionpumper
Oliediffusionspumper
Læksøgere
Vacuum måleudstyr
UHV & HV fittings

DCA Instruments

Fremstilling af UHV anlæg til:
Sputterprocesser
MBE
Tyndfilm deponering
Overfladeanalyse
samt kundespecificeret UHV kamre

Lake Shore Cryotronics

Lavtemperatur kontrollere
& sensorer
Elektromagneter & strømforsyninger
Gaussmetre & Hall elementer
VSM (vibrating sample magnetometer)
AC/DC magnetometer - susceptometer

Oxford Applied Research

Reaktive atomkilder
Mini E-beams
Quartz micro vægte
Ioniserede doping
K-celler
Substratholdere i
UHV udførelse
Rheed Guns
Magnetronkilder
Ion cleaning Guns
Fokuserende
elektronkilder
Scanning Ionkilder

Leda - Mass

Quadrupoler / RGA
Windowsbaseret software
Specielt design til
sputterprocesser
ion implantering
tyndfilm
optisk coating
acceleratorer
overfladeanalyse m.m.

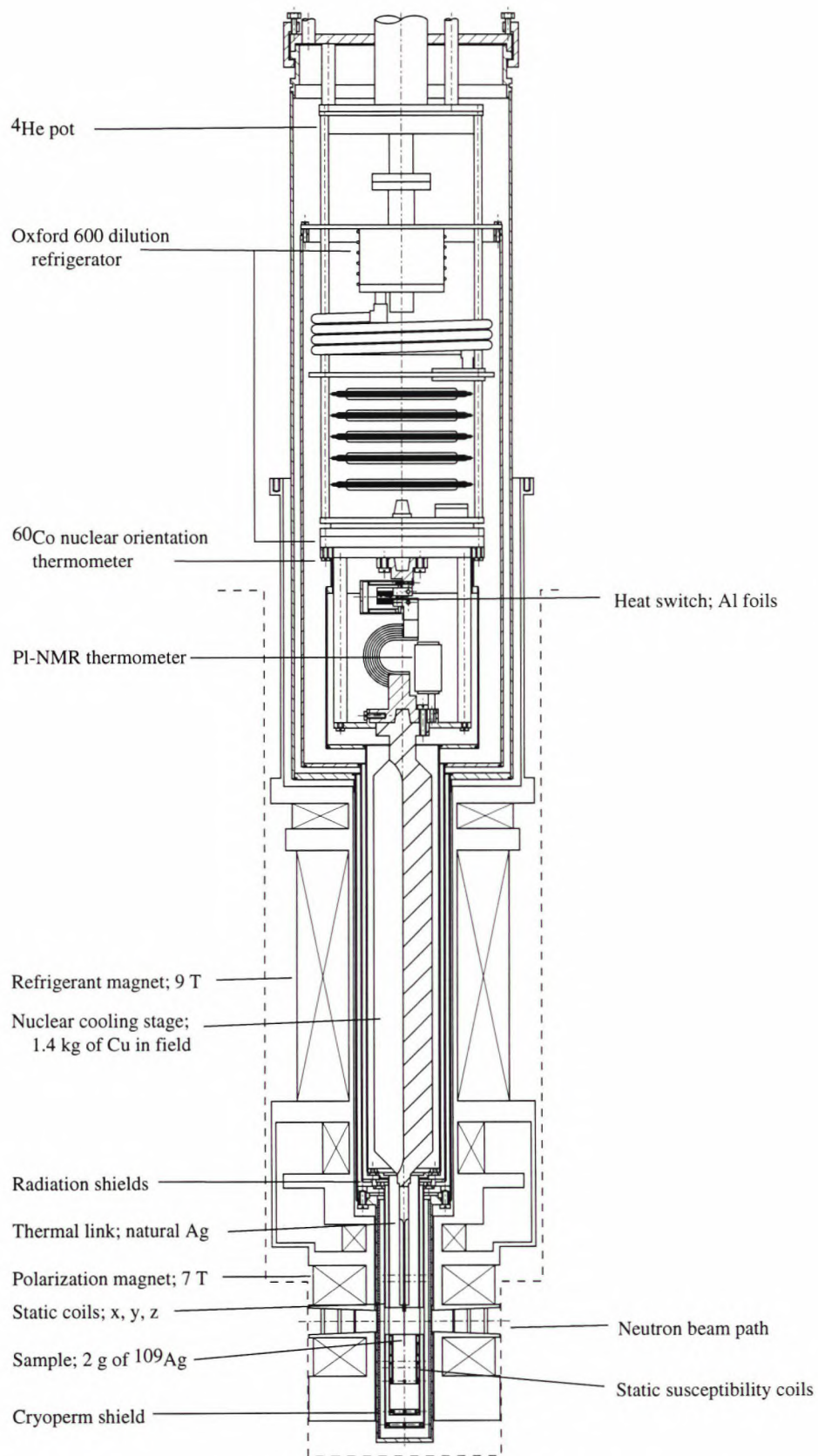
APD cryogenics

Close cycle kryostater ned til 6,5 °K
Open cycle kryostater ned til 2 °K
Cryotiger fra 80 °K til 120 °K
Kryopumper

AAGE CHRISTENSEN A/S

Skelmosevej 10, DK-2500 Valby Tlf. 36 44 24 44 Fax 36 44 20 24





En skitse af den kryostat, der er blevet anvendt til studiet af kernemagnetisk orden i sølv i Berlin siden 1992.

skal er der et isolerende vakuum, mens den næstyderste skal er fyldt med flydende ^4He ved 4,2 K samt en række superledende magneter. Det inderste store volumen er ligeledes i vakuum og indeholder selve eksperimentet. Øverst ses blandingskøleren med det kolde blandingskammer underst. Derunder hænger første kernetrin: En stor (1,4 kg) kobbercylinder, termisk forbundet til blandingskøleren gennem en varmeafbryder af aluminium, der kan gøres superledende eller normaltledende ved hjælp af en magnet. Under første kernetrin hænger andet trin, som udgøres af selve prøven: En eenkrystal af isotoprent ^{109}Ag . Når der bliver "åbnet" for neutronerne, vil de fleste af dem gennemtrænge kryostatens vægge, og nogle af dem vil spredes fra prøven.

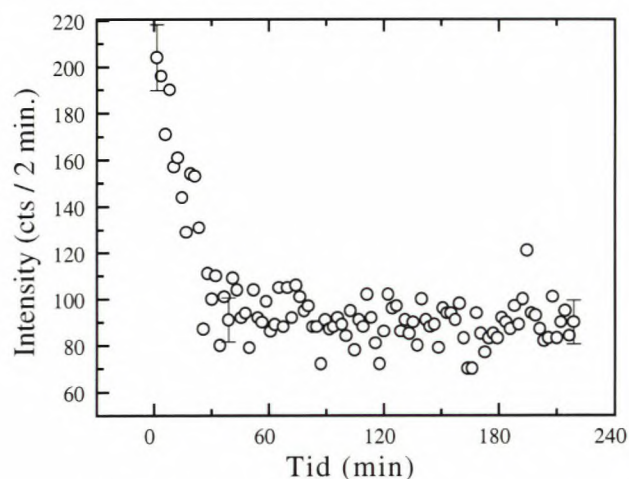
I praksis foretages et eksperiment på følgende måde:

- Kryostaten og neutrontektoren indstilles i vinkler, svarende til den struktur, man vil undersøge. Mens prøven er kold kan man nemlig ikke ændre disse vinkler (små rystelser ville varme prøven op).
- Første kernetrin magnetiseres til 9 T.
- Varmekontakten slutes ved at undertrykke superledningen i Al med et magnetfelt (superledende materialer leder varme ekstremt dårligt).
- Blandingskøleren køler første kernetrin til en temperatur på 8-10 mK. Dette tager ca. 36 timer.
- Varmekontakten afbrydes ved at fjerne magnetfeltet på Al-afbryderen.
- Første kernetrin afmagnetiseres til ca. 50 mT, hvilket giver en temperatur på ca. 60 μK . Samtidigt magnetiseres andet trin til 7 T.
- Kernespinne i prøven polariseres kraftigt (99%) ved relaxsation til den lave temperatur, i 7 T. Dette tager ca. 30 timer.
- Andet trin (prøven) afmagnetiseres til nul ($\pm 5 \mu\text{T}$). Herved falder temperaturen i prøven med en faktor 10^5 .
- Der åbnes for neutronerne, og signalet fra den ordnede fase kan (forhåbentlig) ses ved de indstillede vinkler.

Et enkelt eksperiment tager altså mindst 3 døgn – forudsat at neutronkilden kører og kryostaten virker!

Efter halvandet års byggearbejde havde vi fået kryostaten samlet og blandingskøleren til at virke i efteråret 1993. Men signalet fra den ordnede fase udeblev. Eftersøgningen blev udvidet til andre (mere eller mindre begrundede) spredningsvinkler, men stadig uden resultat. Igennem det næste års forsøg faldt deltagernes spænding og nervøsitæt forud for hvert eksperiment, og vi var så småt begyndt at indstille os på ikke at få nogen klare resultater; måske var der ingen langtrækkende orden pga. frustration i spinsystemet. I efterårsferien i 1994 opdagede vi

imidlertid en svag stigning i neutrontællingerne lige efter den sidste afmagnetisering. Resultaterne fra dette forsøg er vist på figur 12.



Figur 12. Det første succesfulde eksperiment. Lige efter afmagnetiseringen er neutronintensiteten fordoblet i forhold til baggrunden.

Spin

Naturen har forsynet alle elementarpartikler med et impulsmoment (bevægelsesmængdemoment, rotationsmængde) med konstant størrelse. Også atomkernernes impulsmoment har en foretrukket størrelse, som kun kan ændres ved tilførsel af store mængder energi. Som en konsekvens af kvantemekanikkens ubestemthedsrelationer kan man kun kende en af komponenterne af impulsmomentvektoren af gangen – lad os vælge z -retningen. Denne komponent vil tilmed være kvantiseret – den kan kun antage visse værdier: $L^z = 0, \pm\hbar/2, \pm\hbar, \pm3\hbar/2, \dots, \pm I\hbar$. Den maksimale værdi (i enheder af $\hbar = h/2\pi$), I , kaldes for kernens *spin*, ligesom spinkomponenten I^z defineres ved $L^z = \hbar I^z$.

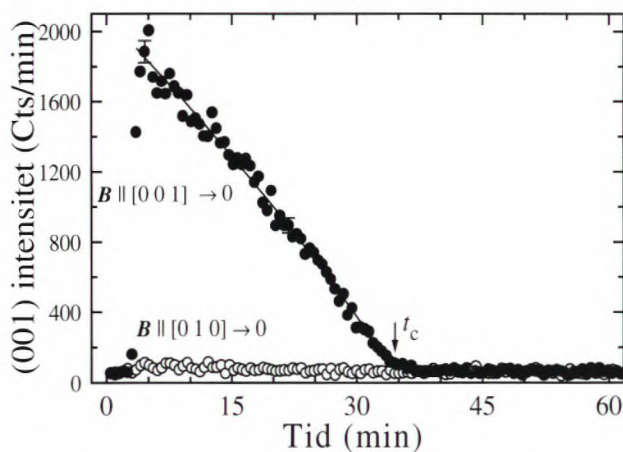
En fundamental sætning i kvantemekanikken siger, at enhver vektoregenskab af en partikel må have samme retning som partiklens spin. Dette gælder også for kernens magnetiske dipolmoment, hvorfor dets z -komponent kan skrives som $\mu^z = gI^z$. Den magnetiske energi af en kerne i et påtrykt felt langs z -retningen kan derfor skrives $E_{\text{magn}} = gBI^z$.

Jo større en partikels spin er, desto bedre kan partiklens impulsmoment beskrives ved en klassisk vektor. Den mest "kvantiske" opførsel fås altså for $I = 1/2$ (idet $I = 0$ er uinteressant).

Selvom dette signal var meget svagere end forventet, var begejstringen stor over endelig at se noget overhovedet. Bare dette svage signal var nemlig et entydigt bevis for at kernespinne i Ag ordner i en simpel antiferromagnetisk struktur: signalet afhang øjensynligt af temperaturen, og

den observerede spredningsvinkel svarede til en gitterafstand, der var længere end muligt i en uordnet Ag krystal.

Senere fandt vi ud af, at eksperimentet var meget følsomt overfor retningen af magnetfeltet i den afsluttende afmagnetisering. Hvis magnetfeltet pegede *vinkelret* på de gitterplaner, som neutronerne var indstillet til, var signalet tydeligt. Hvis feltet derimod lå *parallelt med* planerne, så man ingenting. Klare resultater er vist på figur 13, hvor man i det ene forsøg ser et højt tælleantal efter den sidste afmagnetisering – fulgt af en lineær aftagen, der skyldes den uundgåelige opvarmning fra omgivelserne. I det andet forsøg ser man overhovedet ingenting, selvom magnetfeltets retning er det eneste, der adskiller de to forsøg. Denne retningsafhængighed var overraskende for os, idet afmagnetiseringen faktisk foregik hele vejen til nul felt, hvor der jo ikke længere er nogen foretrukket retning. Men det kernemagnetiske system har åbenbart en slags hukommelse, ligesom man kender det fra magnetbånd. Effekten kan forstås ved, at den magnetiske struktur opbygges under den sidste del af afmagnetiseringen, hvor magnetfeltet udpeger en bestemt retning, men vi har endnu ikke forstået denne effekt til bunds.

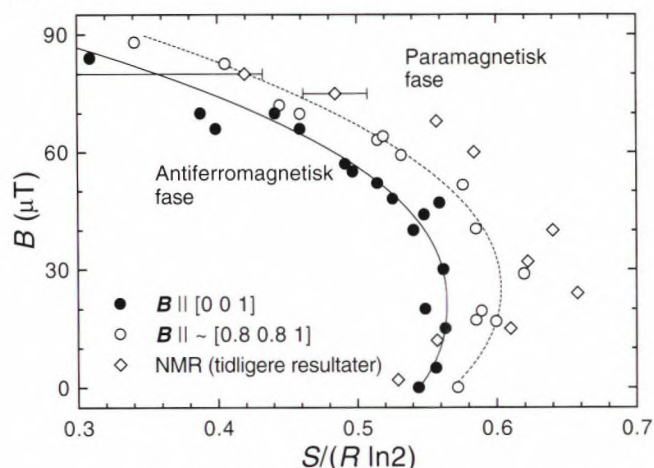


Figur 13. To rigtigt vellykkede eksperimenter. Den endelige afmagnetisering sker ved tiden 3 min, og kernespinsystemet går ind i den ordnede fase. For begge kurver kommer neutronintensiteten ved refleksion fra det samme sæt af planer i krystallen, og magnetfeltet er nul. For de sorte punkter var magnetfeltets retning vinkelret på disse planer under afmagnetiseringen, mens en afmagnetiseringsretning parallel med planerne gav cirklerne.

Ved at udføre forsøget i forskellige magnetfelter fandt vi ud af, at den type-I ordnede magnetiske fase forekom ved felter op til et kritisk felt, $B_c = 100 \mu\text{T}$. Det samlede magnetiske fasediagram er vist på figur 14. I dette diagram er x -aksen ikke (som man ellers plejer) temperaturen, men derimod entropien. Dette skyldes, at temperaturen ikke kan måles direkte, men at man derimod kan udregne entropien ved at måle kernernes polarisering i et højt felt, lige når systemet har forladt den ordnede fase. Og da feltændringer er adiabatisk, kan man derved bestemme entropien ved den magnetiske faseovergang. Ved høje magnetfelter ligger fasegrænsen ved lave entropier, svarende til at magnetfeltet hjælper den termiske uorden med at ødelægge den antiferromagnetiske orden. Med faldende magnetfelt stiger overgangsentropien da

også. Ved helt lave magnetfelter ses imidlertid den modsatte effekt, overgangsentropien falder! Dette kan være en konsekvens af frustrationen i systemet, men kan også skyldes, at vi ikke har målt det lave magnetfelt præcist nok. Dette spørgsmål er endnu ikke helt afklaret.

På figur 14 ses endvidere resultatet af et tidligere forsøg fra Helsinki lavet på naturligt forekommende sølv (stort set lige dele ^{107}Ag og ^{109}Ag) uden brug af neutroner. Overensstemmelsen mellem de to datasæt er nogenlunde, og man kan ved at forskyde entropiskalaen en smule få de to fasediagrammer til at overlapse på nær for de laveste magnetfelter. I dette tidligere eksperiment bestemte man sammenhængen mellem entropi og temperatur ved brug af termodynamikkens anden hovedsætning (se box: Entropi): Man tilførte en varme Q og målte den inducerede ændring i entropi, ΔS . Temperaturen er da givet ved $T = Q/\Delta S$. Ved brug af den fundne temperaturskala – korregeret for et lidt højere gennemsnitligt kernemagnetisk moment i vores prøve – kunne vi bestemme overgangstemperaturen ved nul felt til $T_N = 700 \pm 80 \text{ pK}$, hvilket gør dette eksperiment til det tredje-koldeste nogensinde, kun overgået af det tidligere Ag eksperiment ($560 \pm 60 \text{ pK}$) – samt rekordforsøget på rhodium, som omtales i næste afsnit.



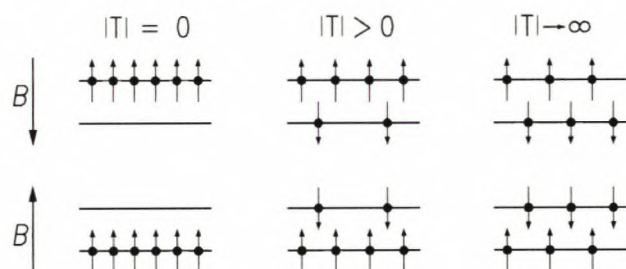
Figur 14. Magnetisk fasediagram af Ag ved temperaturer under 1 nanokelvin.

Kernemagnetisk orden ved negative temperaturer – og temperaturrekorden

I modsætning til de fleste termodynamiske systemer (f. eks. en gas af atomer) er energien af et spinsystem opadtil begrænset; når spinnene peger fuldt imod magnetfeltets retning og alle spinnene er parallelle (for en antiferromagnet), kan der ikke tilføres mere energi. Denne tilsyneladende ligegyldige observation har vigtige principielle konsekvenser, for den muliggør eksistensen af *negative temperaturer* i et kernespinsystem!

Først må vi beskrive, hvad man forstår ved negative temperaturer. Lad os gå tilbage til eksemplet med $I = 1/2$ kerner i et magnetfelt, hvilket er illustreret i en udvidet version på figur 15. Ved lave (positive) temperaturer er der meget få kerner i den øverste tilstand,

svarende til at i Boltzmann faktoren $\exp(-2\mu B/k_B T)$, ligning (1), har B/T en høj, positiv værdi. Ved meget høje temperaturer ($T \rightarrow \infty$) bliver befolkningen af de to niveauer næsten ens, svarende til $B/T \rightarrow 0$. Nu er det imidlertid muligt at "bytte om" på de to energiniveauer ved at vende magnetfeltet så hurtigt, at spinnene ikke kan nå at følge med. Nu er der så overvægt af spin i det øverste niveau, og det svarer til, at Boltzmannfaktoren er større end 1, altså at B/T er negativ. Og da B er defineret positiv, må T være negativ. De negative temperaturer er altså en matematisk inspireret definition til beskrivelse af tilstande, der indeholder mere energi end ved $T \rightarrow \infty$. De varmeste temperaturer er derfor de negative!



Figur 15. Sammenligning af positive (nederst) og negative temperaturer (øverste række).

Entropi.

Entropi står løst sagt for mængden af (termisk) uorden, og er et meget fundamentalt begreb i fysikken. Hvis et systems makroskopiske tilstand (f.eks. totale energi) kan fremkomme på W måder ved forskellige konfigurationer af systemets mikroskopiske variable (f.eks. spin), er entropien givet ved $S = k_B \ln(W)$. Kender man derfor polariseringen af kernerne spin i et magnetisk felt, kan man beregne antallet af konfigurationer svarende til, at man kender *antallet* af spin, der peger hhv. op og ned: $W = n_{op}!n_{ned}!/(n_{op} + n_{ned})!$. En måling af kernespinnes polarisering bestemmer derfor entropien af systemet.

Hvis et system tilføres varme øges dets entropi. Når varmen Q tilføres ved den konstante temperatur T , er entropitilvæksten givet ved $\Delta S = Q/T$, ifølge *termodynamikkens anden hovedsætning*.

Eksistensen af negative temperaturer har en række interessante termodynamiske konsekvenser, som det ville føre for vidt at komme ind på i detaljer. Som eksempel kan dog nævnes, at systemet vil forsøge at maksimere (i stedet for som normalt at minimere) sin fri energi. Derfor vil den magnetiske ordening foregå stik omvendt af "normalt": Antiferromagnetiske kræfter vil føre til fer-

romagnetisk orden – og omvendt. Dette blev vist ved et eksperiment på sølv i Helsinki, hvor ferromagnetisk orden blev set ved temperaturer "højere" end $T_C = -1.9$ nK. Det er på tale at eftervise dette resultat ved hjælp af neutroner i Berlin.

Den temperatur, der ligger tættest på det absolutte nulpunkt, er dog opnået på den "normale" positive side. Det skete i Helsinki ved et eksperiment med kernemagnetisme i det sølv-lignende metal rhodium (Rh), hvor temperaturen blev målt til 280 pK ved brug af den tidligere beskrevne anden-hovedsætning-metode. Derudover blev eksperimentet dog ingen succes, idet man ikke så tegn på en ordnet tilstand af kernespinne. Dette skyldes formentlig, at de indirekte magnetiske vekselvirkninger mellem næst-nærmeste naboer i Rh er langt mere betydelige end i Ag, og at heller ikke de direkte magnetiske dipolkræfter kan negligeres. Dette kan forstærke effekten af den geometriske frustration, således at den ordnede fase først indtræder ved endnu lavere temperaturer. For at undersøge dette har man samme sted opbygget en forbedret udgave af eksperimentet, hvilket blandt andet indebar konstruktionen af en ny og langt kraftigere kryostat – som dog opererer efter helt samme principper som den, vi har beskrevet ovenfor. Afprøvningen af dette nye eksperiment er i øjeblikket i fuld gang, og indenfor et år eller to vil temperaturrekorden forhåbentlig have taget endnu et skridt nedad i lavtemperaturfysikkens endeløse stræben imod det absolutte nulpunkt.



Finn Berg Rasmussen er lektor ved Niels Bohr Institutets Ørsted Laboratorium. Har bl.a. arbejdet med kernemagnetisme (termodynamik og NMR) i fast, flydende og superflydende He-3 (og nu også i Ag). Medlem af KVANTs redaktion.



Kim Lefmann tog ph. d. grad 1995 fra Københavns Universitet på grundlag af det her beskrevne arbejde. Arbejdede 1995-96 ved Helsinkis tekniske Universitet. Nu postdoc ved Forskningscenter Risø.