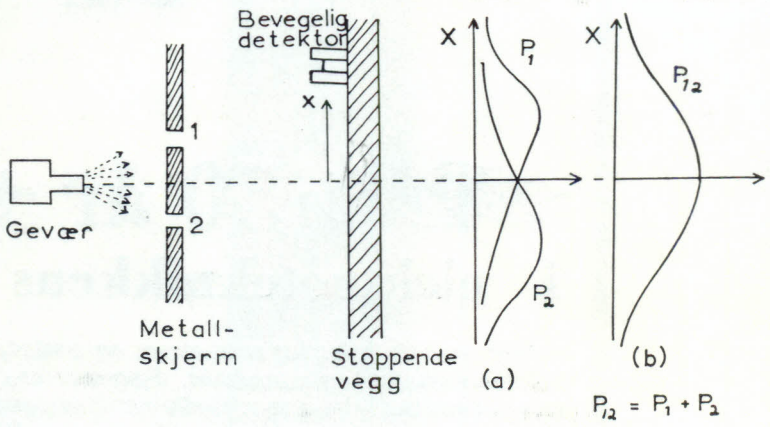
Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Kvantefysikk og indeterministisk naturbeskrivelse	45
Supraledning	51
Betraktninger om fisjonsfysikk	59
Pieter Zeeman (f. 1865)	63
Undersøkelser av røntgenstrålene	64
Brev fra leserne	66
Bøker	66



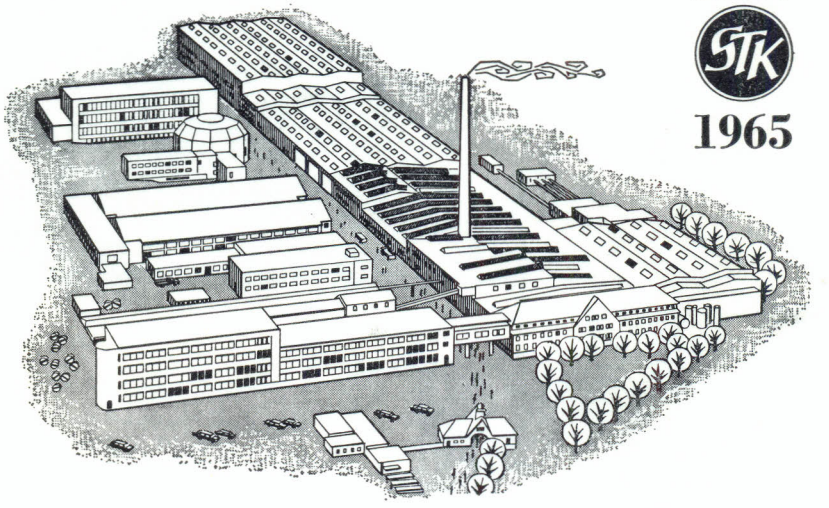
Eksperimentell anordning for måling av makroskopiske partiklers sannsynlighetsfordeling. *(Se side 45).*

Nr. 3 - 1965
27. årgang

1915

STK

1965



50 år

i elektroteknikkens tjeneste

Kabler og ledninger for sterkstrøm og svakstrøm. Skjøteutstyr ● Telefonsentraler og apparater. Fjernskrivere ● Linje- og radio telekommunikasjonsutstyr. Radio navigasjonsutstyr. Skipsradio ● Sendere og mottagere for kringkasting og fjernsyn ● Utstyr for kontroll og fjernstyring. Trafikk-kontroll ● Kjøle- og fryseutstyr. Hjemmefrysere, kjøleskap. ● Likerettere. Sveisemaskiner for plast. Utstyr for industrien ● Komponenter og rør ●

Standard Telefon og Kabelfabrik A/S

Tilsluttet International Telephone and Telegraph Corporation ITT

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Redaktør: HAAKON OLSEN

Nr. 3. - 1965

27. årgang

Kvantefysikk og indeterministisk naturbeskrivelse

Steingrim Skavlem

Det er en velkjent sak at den såkalte klassiske fysikk gir oss en i prinsippet deterministisk beskrivelse av naturprosessene. Jeg skal rent innledningsvis minne om hva som menes med deterministisk beskrivelse.

La oss betrakte et fysikalsk system av aller enkleste sort, nemlig en eneste massepartikkel som beveger seg under påvirkning av en kjent kraft. Hvis vi ved et bestemt tidspunkt, la oss si ved tiden $t = 0$, kjenner både partikkelens posisjon i rommet og partikkelens hastighet, så kan vi ved hjelp av Newtons annen lov beregne banen for partikkelen. Dette betyr at vi kan predikere eksakt partikkelens bevegelsestilstand, det vil si både dens posisjon og hastighet, ved ethvert tidspunkt t forskjellig fra begynnelsesøyeblikket $t = 0$. Dette er illustrert i fig. 1.

Ved mere kompliserte fysikalske systemer forholder det seg på tilsvarende måte. Bevelsesligninger pluss nøyaktig kjennskap til tilstanden i et bestemt øieblikk bestemmer entydig og eksakt tilstanden i ethvert annet øieblikk.

Muligheten av en slik deterministisk beskrivelse av de fysikalske prosesser er altså betinget av at vi kjenner i detalj situasjonen i et gitt øieblikk. Vi må kjenne begynnelsesbetingelsene som det ofte uttrykkes. Men det spørsmål melder seg nå: Hvordan skal vi skaffe oss kjennskap til begynnelsesbetingelsene? Ja, det må jo bli ved eksperiment, ved måling. La oss igjen betrakte partikkelen i fig. 1.

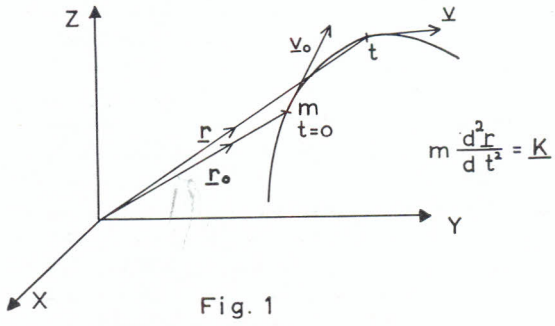


Fig. 1

Fig. 1. En partikkels bane bestemt ved bevegelsesligningene og begynnelsesbetingelsene.

Vi må ved tiden $t = 0$ virkelig være i stand til å kunne måle nøyaktig og *samtidig* både partikkelens koordinater og hastighetskomponenter med hensyn til et eller annet koordinatsystem. Posisjonen kunne for eksempel bestemmes ved stereoskopisk fotografering, altså ved samtidig å fotografere partikkelen fra to forskjellige retninger. Hastigheten kan finnes ved at man fotograferer enda en gang, ved et litt senere tidspunkt. På grunnlag av disse to posisjonsbestemmelser og den observerte tidsforskjell mellom dem kan hastigheten regnes ut som forholdet mellom veilengde og tid. Imidlertid er det her en overordentlig viktig omstendighet som vi straks bør merke oss. Hva enten posisjonsbestemmelsen foretas på den ene eller annen måte, så vil det alltid

finne sted en viss utveksling av energi og impuls mellom selve måleapparaturen og den partikkel hvis posisjon skal bestemmes. Lysbølgene er bærere av både impuls og energi, og når de reflekteres fra den partikkel som fotograferes, må det finne sted en utveksling av energi og impuls mellom strålingsfelt og partikkel. Vi rører her ved et generelt prinsipp. Ethvert objekt, som skal gjøres til gjenstand for observasjon eller måling, må til en viss grad få sin bevegelsestilstand forstyrret ved at det skjer en impuls- og energiutveksling mellom måleapparatur og objekt. Hvis vi i eksemplet med partikkelen tenker oss at vi, istendenfor å fotografere den, bruker en grov eksperimentell metodikk, slik at vi får en kraftig forstyrrelse av partikkelens bevegelsestilstand ved første posisjonsbestemmelse, så vil hastigheten, som regnes ut på grunnlag av to nær på hverandre følgende posisjonsbestemmelser, bli en helt annen enn hva den vil bli om vi bruker en eksperimentell metodikk som praktisk talt ikke forstyrrer partikkelens bevegelsestilstand. Vi ser at vi ville komme opp i vanskeligheter, hvis vi *ikke* kunne forutsette at vi *alltid* har eksperimentelle metoder for hånden, som er så fine, at den mengde energi som utveksles mellom objekt og måleapparatur, er forsvinnende liten i forhold til den mengde energi som objektet på forhånd er i besittelse av.

Et av den klassiske fysikks grunnprinsipper er nettopp antagelsen av, at sådanne forsøksoppstillinger *alltid* er mulige hvorved vekselvirkningen mellom objekt og måleapparatur kan gjøres så liten vi måtte ønske den, i grensetilfellet forsvinnende liten. Man kan endog definere den klassiske fysikk som den del av fysikken hvor denne forutsetning alltid er oppfylt. I klassisk fysikk kan man derfor også tale om de undersøkte objekters oppførsel uavhengig av iakttagelsesinstrumentene. Hermed er også grunnlaget lagt for en kausal beskrivelsesmåte hvor et fenomens forløp er helt determinert ved de gitte omstendigheter og systemets begynnelsestilstand. Hvis et bestemt forsøk gjentas mange ganger, hver gang med de samme begynnelsesbetingelser og med samme eksperimentelle betingelser forøvrig, får vi hver gang samme resultat.

Går vi så over til atomfysikken, så er situasjonen fullstendig forandret, fordi den grunnleggende forutsetning som den klassiske fysikk bygger på, ikke lenger er oppfylt. På grunn av det såkalte virkningskvantums eksistens er det satt en nedre grense for størrelsen av den vekselvirkning som finner sted mellom objekter og iakttagelsesapparater. Virkningskvantet, eller det universelle virkningskvantum som det også kalles, ble oppdaget av den tyske fysiker Max Planck i året 1900. Det representerer en universell minste enhet for virkning, som er det samme som impulsmoment eller spinn. Alle i naturen forekommende impulsmomenter er altså heltallige multipla av denne minste enhet. Den nedre grense for vekselvirkningen, som virkningskvantets eksistens medfører, er aldeles ikke forsvinnende når det gjelder prosesser hvor det dreier seg om objekter av atomar størrelsesorden, f. eks. elektroner, protoner etc.

Vi skal nå studere et eksperiment hvorved en partikkel får sin bevegelsestilstand endret i vesentlig grad ved at det skjer et sterk og ukontrollerbar utveksling av energi og impuls mellom partikkelen og en viss måleapparatur. Når dette eksperiment gjentas mange ganger, vil vi få resultater som varierer fra gang til gang. For å beskrive slike forsøk i kvantitative termer, tar vi vår tilflukt til statistikk, det vil si at sannsynlighetsbegrepet kommer inn i beskrivelsen. Vi skal først tenke oss eksperimentet utført med geværkuler, som i høy grad er klassiske partikler, eller makroskopiske partikler om vi heller vil bruke den betegnelsen.

Vi betrakter et eksperimentelt arrangement som vist i fig. 2. Helt til venstre har vi et maskingevær som skyter ut en jevn strøm av kuler. Det skal ikke være noe særlig godt gevær, idet det sprer kulene ut over et temmelig stort vinkelområde. Et stykke foran geværet har vi en solid metallplate med to huller i, som er akkurat så store at en kule kan slippe gjennom dem. Bak metallplaten befinner seg en trevegg som er så tykk at kulene stoppes av den. På forsiden av treveggen har vi en gjenstand som vi kaller en "detektor" for kulene. Det kan for eksempel

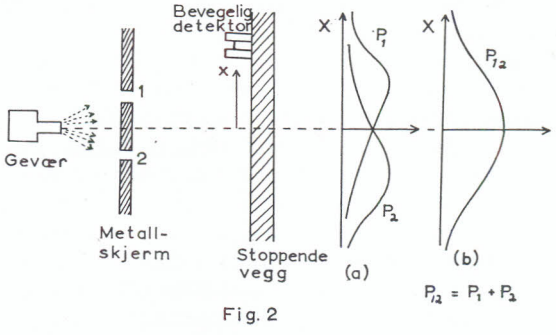


Fig. 2

Fig. 2. Eksperimentell anordning for måling av makroskopiske partiklers sannsynlighetsfordeling.

være en boks som inneholder sand. Alle kuler som treffer boksen stoppes der og akkumuleres. Når som helst vi måtte ønske det, kan vi tømme boksen og telle det antall kuler den har fanget inn. Detektoren kan skyves opp og ned i hva vi vil kalle x-retningen.

Med den her skisserte forsøksoppstilling kan vi ved hjelp av eksperiment finne svar på følgende spørsmål: Hva er sannsynligheten for at en kule som har passert gjennom et av hullene i metallskjermen skal treffe treveggen i en avstand x fra sentret? Vi skal merke oss at det ved et eksperiment av den her omhandlede art er umulig på forhånd å si noe bestemt om hvorhen en kule vil gå. En kule som tilfeldigvis treffer et av hullene i skjermen vil kunne vekselvirke meget sterkt med kanten av hullet, kanten kan endog deformeres noe, og kulen kan nærsagt havne hvorsomhelst på treveggen. For å si det på en annen måte: Det er ingenting i dette eksperimentelle arrangement som gir oss mulighet for å kontrollere den utveksling av impuls eller energi som finner sted mellom skjermen og kulen. Det er derfor heller ikke noe ved *dette spesielle eksperiment*, som gir oss mulighet for å predikere med hundre prosents sikkerhet hvor hen kulen vil treffe treveggen. Men vi kan *måle* sannsynligheten for at den skal treffe et bestemt sted. Det gjør vi ved å plasere detektoren på dette sted, og så telle hvor mange kuler den har fanget opp i løpet av en viss tid. Dernest dividerer vi dette antall med det totale antall kuler som har truffet treveggen i det samme tidsrom. Det tall som herved fremkommer er sannsynligheten for at en kule, som skytes ut ved et hvilketsomhelst tidspunkt, skal treffe treveggen på dette bestemte sted. Hvis vi gjennomfører denne måling på forskjellige steder langs treveggen, så finner vi sannsynligheten som funksjon av x, det vil si vi finner sannsynlighetsfordelingen. La oss kalle denne for $P_{12}(x)$ (indekser 1 og 2 fordi kulen kan ha gått *enten* gjennom hull 1 *eller* hull 2). Resultatet av målingene er plottet lengst til høyre på figuren. Vi ser at sannsynligheten har en maksimumsverdi i det sentralt beliggende punkt (det punkt hvor figurens symmetriakse skjærer treveggen), og at den avtar når vi beveger oss bort fra sentret.

Vi tenker oss nå eksperimentet gjennomført for det tilfelle at vi har en lukker som stenger for hull 2. Kulene må da alle passere gjennom hull 1 for å kunne treffe treveggen, og vi får en sannsynlighetsfordeling $P_1(x)$ som er plottet i (a) på figur 2. Denne fordeling har maksimum i et punkt som ligger på den rette linje vi kan trekke fra geværmunningen og gjennom hullet 1. Analogt får vi sannsynlighetsfordelingen $P_2(x)$ når vi stenger for hull 1, mens hull 2 er åpent. Videre viser det seg at for hver x-verdi er

$$P_{12}(x) = P_1(x) + P_2(x), \tag{1}$$

et resultat som synes ganske naturlig.

Det som er pointet ved vårt eksperiment hittil er følgende: På grunn av den sterke forstyrrelse av en kules bevegelsestilstand i det øyeblikk da den passerer et av hullene, er vi avskåret fra å kjenne nøyaktig dens bevegelsestilstand umiddelbart bak metallskjermen. Vi kan derfor heller ikke bruke klassisk mekanikk for å beregne hvor hen den vil treffe treveggen. Det eneste vi *kan* gjøre er å forsøke å predikere sannsynligheten for at den skal treffe et bestemt sted.

Men, sier den klassiske fysikk, det er da ikke nødvendig å stoppe med dette, det er jo mulig å skaffe oss den manglende informasjon ved å komplettere det eksperimentelle arrangement. Ganske riktig, vi kunne f. eks. tenke oss, slik som tidligere omtalt i denne artikkel, at vi tok stereoskopiske fotografier av en kule umiddelbart etter at den hadde passert et av hullene i skjermen. På grunn av geværkulenes store impuls og energi (som skyldes deres store masse), vil impuls- og energiutvekslingen med det fra kulen reflekterte lys være fullstendig neglisjerbar, og vi får bestemt kulens bevegelsestilstand ved et bestemt tidspunkt uten at bevegelsestilstanden blir merkbart endret. Og nå kan vi ved hjelp av klassisk mekanikk predikere nøyaktig hvor kulen vil treffe treveggen.

Men hvordan ville forholdene bli hvis vi byttet ut geværkulene med elektroner. For å kunne gjøre det må maskingeværet byttes ut med et elektrongevær. Dette kunne bestå av en wolframtråd som oppvarmes ved at det sendes elektrisk strøm gjennom den. Når tråden gløder sender den ut elektroner, og det i desto større antall pr sekund jo høyere trådens temperatur er. Tråden kan være omgitt av en metallboks med et hull i. Vi gir tråden en negativ elektrisk spenning i forhold til metallboksen. Elektronene vil da akselereres henimot boksens vegger, og noen av dem vil slippe ut gjennom hullet i boksen. Dermed er elektrongeværet ferdig. Metallskjermen bytter vi ut med en meget tynnere metallplate, også med to huller i, men hullene må nå være meget mindre og avstanden mellom dem også

meget mindre enn hva tilfellet var da vi opererte med geværkuler. (Hvis vi virkelig skulle gjennomføre dette eksperiment i praksis, så måtte vi istedenfor metallplaten bruke et meget tynt polykrystallinsk folie, men uten å lage huller i foliet. Foliets krystallstruktur, som danner et tredimensjonalt gitter, vil virke på elektronene på tilsvarende måte som de to hullene i vår metallplate. Det eksperiment vi her beskriver er i virkeligheten et tankeeksperiment, som ikke kan gjennomføres i praksis, fordi vi ikke er istand til å fremstille to hull i en skjerm så små og med så liten avstand mellom dem at vi kan få frem de effekter vi er interesserte i. Men det er så meget enkelere å snakke om dette tenkte eksperiment enn et tilsvarende eksperiment som skal kunne gjennomføres i praksis. Derfor velger vi her å drøfte tankeeksperimentet, som også er helt analogt vårt tidligere eksperiment med geværkuler. Dette siste kan dog virkelig gjennomføres i praksis.)

Som detektor for elektronene kan vi bruke f. eks. en geigermüller teller eller kanskje bedre en elektron multiplikator som er forbundet med høyttaler. I høyttaleren vil vi da høre tydelig adskilte, skarpe lyder. Det ville arte seg omtrent slik: Klikk..... klikk.....klikk-klikk.....klikk etc., med varierende mellomrom mellom lydene. Disse adskilte, skarpe lyder, som alle har nøyaktig samme styrke, viser oss at det som treffer detektoren må beskrives som diskrete kvanta, altså det som vi ellers kaller for partikler.

Det spørsmål melder seg nå: Kan vi f. eks. ved stereoskopisk fotografering få en nøyaktig og samtidig posisjons- og hastighetsbestemmelse for et elektron umiddelbart etter at det har passert et av hullene i metallplaten? Her kommer kvantefysikken inn i bildet og sier at lysenergi ikke kan deles opp i porsjoner mindre enn et beløp $h\nu$ hvor h er det Planck'ske virkningskvantum og ν er lysets frekvens. Den energi som utveksles mellom elektronet og lys av frekvens ν, når vi f. eks. fotograferer elektronet med lys av denne frekvens, viser seg da å bli av samme størrelsesorden som den energi elektronet på forhånd har. Slik vil det være generelt. Det lar seg ikke gjøre å finne noe eksperimentelt arrangement til observasjon av et elektron, uten at elektronets bevegelsestilstand blir endret på en avgjørende og ukontrollerbar måte. Det samme gjelder alle andre partikler av atomar størrelsesorden. Kvantitativt finner dette sitt uttrykk i den Heisenberg'ske usikkerhetsrelasjon, som uttrykker at produktet av usikkerhetene i en posisjonskoordinat og den tilsvarende impuls minst må være av størrelsesorden som det Planck'ske virkningskvantum, f. eks.

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geqq h \qquad (2)$$

hvor x og p_x er komponentene i x-retningen av henholdsvis posisjonsvektor og impulsvektor for en partikkel.

Vel, jeg skal ikke i denne artikkel beskjeftige meg med matematisk formalisme. Det poeng jeg ønsker å understreke er at enhver observasjon eller måling av et atomart systems egenskaper, på grunn av systemets litenhet, medfører en endelig ukontrollerbar endring av det vi ønsker å måle. Konsekvensen av dette er at det er prinsipielt umulig å predikere utfallet av en enkelt atomar prosess, vi må regne med flere muligheter, akkurat som i vårt opprinnelige eksperiment med geværkulene, altså det eksperiment hvor vi ikke fotograferte kulene umiddelbart bak metallskjermen. Konklusjonen er altså at deterministisk beskrivelse av de enkelte atomare eller elementære prosesser, som de også kalles, er prisipielt umulig. Det beste og eneste vi kan gjøre, er å forsøke å predikere sannsynligheten for at vi, ved en gitt eksperimentell apparatoppstilling, skal få et bestemt resultat blant alle mulige resultater. Vi skjønner også at disse sannsynligheter i høy grad vil være avhengige av hva slags apparatur vi bruker for å studere et bestemt mikrosystems oppførsel. Denne oppførsel er i seg selv avhengig av apparaturen. Det er ikke lenger mulig, på samme måte som i den klassiske fysikk, å trekke et klart skille mellom subjekt og objekt, altså mellom iakttageren og hans måleapparatur på den ene side, og det som skal iakttas på den annen side. Vi kunne også si det slik: Det som skjer avhenger av den som «ser» det som skjer. Dette minner jo ganske meget om forholdene innenfor de biologiske og psykologiske vitenskaper, men det skal jeg her ikke komme inn på.

Men hvordan skal vi nå skape en adekvat teori som skal kunne beskrive mikrosystemenes oppførsel under skiftende eksperimentelle omstedigheter, med andre ord en matematisk formalisme som skal kunne predikere de korrekte sannsynligheter. Vel, en god pekepinn får vi hvis vi går tilbake til vårt simple tankeeksperiment med elektroner. Hvordan ser den sannsynlighetsfordeling ut som vi observerer ved hjelp av elektrondetektoren? Jo, det viser

seg at vi får en intensitetsfordeling av elektronene som ser ut på følgende måte:

Fordelingen blir helt forskjellig fra den klassiske fordeling i fig. 2(b). Vi får et typisk diffraksjonsmønster med en rekke skarpt markerte maksima og minima. Sannsynlighetsfordelingen er av akkurat samme art som den intensitetsfordeling vi får på en hvit skjerm eller en fotografisk plate når vi i vårt eksperiment bytter ut elektronene med synlig lys. Nå vet vi at den klassiske bølgeteori for lyset nettopp predikerer en slik intensitetsfordeling. Tilsvarende forhold gjelder for andre klassiske bølger, f. eks. lydbølger, vannbølger etc. Alt dette indikerer at vi også må velge en bølgeteori til beskrivelse av atomare partiklers bevegelse. Men bølgefunksjonen må nå være en sannsynlighets*amplitude*, og sannsynligheten selv må fremkomme som kvadratet av sannsynlighetsamplitudens absoluttverdi, på samme måte som de klassiske intensiteter (av lys eller lyd f. eks.) fremkommer som kvadratet av de klassiske bølgeamplituders absolutte verdier. Ved å gå ut fra de klassiske bølgeligninger av forskjellig art, kan man ved enkle analogibetraktninger så å si gjette seg frem til den for bestemmelse av sannsynlighetsamplitudene adekvate bølgeligning. Og dermed har man bølgemekanikken.

Jeg skal tilslutt peke på visse eiendommeligheter ved denne nye mekanikk, eiendommeligheter som fremtrer som rene absurditeter sett ut fra den begrepsverden vi kjenner fra den klassiske mekanikk.

La oss igjen betrakte fig. 3. I (a) er P_1 den sannsynlighetsfordeling vi får for elektronene når hull 2 er tillukket, mens hullet 1 er åpent. Kurve P_2 svarer til det motsatte tilfelle, her er det bare hull 2 som er åpent. I motsetning til det vi fant for geværkulene gjelder nå åpenbart ikke lenger at P_{12} er lik summen av P_1 og P_2. Vi har altså nå at

$$P_{12}(x) \neq P_1(x) + P_2(x) \qquad (3)$$

La oss fiksere det på figur 3 avmerkede minimumspunkt på P_{12}-kurven. Det tilsvarende punkt på P_1-kurven viser at for denne x-verdi er P_1 meget større enn P_{12}. La oss si at vi plaserer detektoren på det sted som svarer til denne x-verdi og at hullet 2 er tillukket. Detektoren mottar da ganske mange elektroner som alle må ha gått gjennom hullet 1. Nå åpner vi også for hullet 2, men lar detektoren stå på samme sted. Det eiendommelige er,

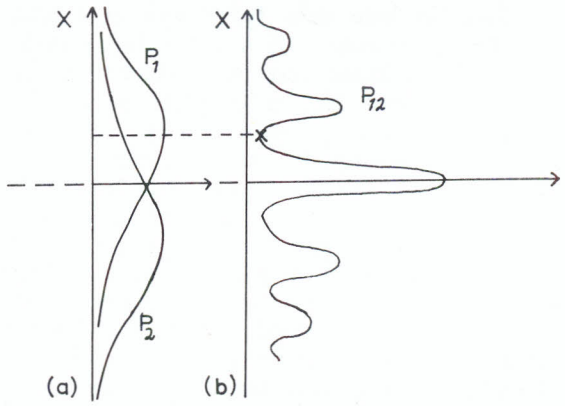


Fig. 3

Fig. 3. Sannsynlighetsfordeling av elektroner.

sett ut fra klassiske forestillinger om hva en partikkel er for noe, at det nå er et meget mindre antall elektroner som treffer detektoren, tiltross for at begge hullene er åpne. Altså, hvordan kan det gå til at det antall elektroner som når detektoren ved å gå gjennom et bestemt av hullene blir forandret ved at vi åpner for det annet hull, gjennom hvilket vi vet at de nevnte elektroner ikke går? Dette er det klassiske spørsmål som melder seg. Svaret på dette spørsmål er at det, altså spørsmålet selv, er meningsløst. Det at vi åpner for det annet hull endrer hele den eksperimentelle situasjon, og vi får derfor et helt annet resultat. Måleapparatur og det objekt eller fenomen vi skal undersøke med denne måleapparatur, må behandles som et hele, en totalitet. Vi kan ikke som i den klassiske fysikk, trekke et klart skille mellom dem. Dette er et elementært faktum som eksperimentene forteller oss, og det kan ikke forklares ved hjelp av mer elementære eller mer dyptliggende fakta. Vi har bare å godta det som et utgangspunkt, og så forsøke å skape den til dette elementære faktum svarende formalisme eller teori. Denne formalisme har man da, etter en god del strev, funnet frem til i den såkalte bølgemekanikk eller kvantemekanikk. Eller man betegner den som kvantefysikk eller matrisemekanikk. Kjært barn har mange navn, heter det jo, så også her.

Går vi nå tilbake til fig. 2, så skal vi altså tenke oss det enkelte elektrons bevegelse beskrevet ved en sannsynlighetsbølge (det samme som jeg tidligere har kalt for sannsynlighetsamplitude), som beveger seg ut fra elektrongeværets munning og som samtidig brer seg ut over et stadig større område i x-retningen. Bølgen eller bølgefeltet er et

kontinuerlig hele som fyller opp et konisk område av rommet til venstre for metallplaten. For å konstruere bølgebildet til høyre for metallplaten kan vi benytte oss av det fra realgymnasets pensum i fysikk velkjente Huygens' prinsipp. Vi kan da, ifølge dette prinsipp, betrakte de to åpninger i metallskjermen som koherente kilder for elementære kulebølger som begge brer seg ut i området til høyre for metallskjermen. Disse to bølger adderer seg sammen, eller superponeres som vi sier, til et resulterende bølgebilde. I visse retninger, som avhenger av gangforskjellen, vil bølgene forsterke hverandre. Vi sier at de intefererer konstruktivt. I andre retninger, relativt til figuraksen, er de to bølger ute av fase, og de interfererer destruktivt. På den måte fremkommer en sannsynlighetsfordeling svarende til den eksperimentelt observerte fordeling, med sine karakteritiske maksima og minima. Det er nettopp interferensvirkningen som gjør at vi får ulikheten (3) istedenfor som i det klassiske tilfelle ligningen (1).

La oss igjen betrakte det tilfelle at begge hull står åpne. Kvantemekanisk sett er det da meningsløst å spørre etter gjennom hvilken av åpningene et elektron, som når detektoren, har gått. Spørsmålet får bare mening hvis vi virkelig utfører et eksperiment for å undersøke hvilken av åpningene elektronet har passert gjennom. Dette betyr at vi må komplettere vårt eksperimentelle arrangement, og vi får igjen en vesentlig ny helhetssituasjon. Vi kunne f. eks. plassere en meget sterk lyskilde umiddelbart bak metallplaten og midt mellom åpningene. Et elektron som passerer vil da treffes av lys og spre dette. For hver gang vi hører et klikk i vår elektrondetektor vil vi da også se et lysglimt i nærheten av hull 1 eller hull 2. Vi ser altså nå virkelig hvilken rute de forskjellige elektroner velger, og vi kan tegne fordelingskurver $P_1(x)$ og $P_2(x)$ for de elektroner som passerer åpning 1 og for dem som passerer åpning 2. Men hva får vi nå for den totale sannsynlighet $P_{12}(x)$, det vil si sannsynligheten for at et elektron skal nå detektoren via en hvilkensomhelst av de to ruter? Ja, den informasjon har vi allerede. Vi kan bare late *som om* vi har glemt at vi har sett etter gjennom hvilke åpninger elektronene har passert, og vi må da addere de to sett detektorklikk vi fikk. Vi får at $P_{12} = P_1 + P_2$ og fordelingen P_{12} blir av samme type som på figur 2(b). Interferensvirkningen er fullstendig forsvunnet. Slår vi av lyset, hvis vi med andre ord oppgir å undersøke ved *eksperiment* hvilken rute de enkelte elektroner velger, så kommer øieblikkelig interferensvirkningen tilbake, og vi får P_{12} fordelingen i fig. 3(b).

Jeg vil da avslutte med den bemerkning at alle de eiendommelige forhold jeg har nevnt i forbindelse med atomare objekters oppførsel, har sin rot i virkningskvantets eksistens. Dets verdi er $6{,}55 \cdot 10^{-27}$ erg sek, og denne virkningsenhet er ikke forsvinnende liten i forhold til de virkninger som opptrer i atomverdenen.

Supraledning

Jens Feder

En lang rekke metaller og legeringer har en høyst forbausende egenskap – de kan lede elektrisk strøm uten å yde motstand. Dette fenomen som kalles supraledning opptrer bare ved svært lave temperaturer, og det ble oppdaget av Kamerlingh-Onnes i 1911 i Leiden.

Kamerlingh-Onnes hadde tre år tidligere klart å fremstille flytende helium som har et kokepunkt på 4.2°K – fire grader Kelvin over det absolutte nullpunkt (— 273.15° C) – og dermed var det mulig å utføre eksperimenter ved de ekstremt lave temperaturer der supraledning opptrer.

Vi skal i denne artikkel gi en umatematisk fremstilling av supraledernes viktigste egenskaper, og skissere de vesentligste trekk i den moderne teori for supraledning. Videre skal vi komme litt inn på de problemer en støter på ved anvendelsen av supraledere.

Null elektrisk motstand.

Kamerlingh-Onnes målte den elektriske motstand i kvikksølv som funksjon av temperaturer og resultatet ser en i fig. 1. En ser at motstanden forsvinner fullstendig over et meget lite temperatur intervall omkring 4.25°K – som er den såkalte kritiske temperatur for kvikksølv. Dette er et meget bemerkelsesverdig resultat; og alle senere eksperimenter, med med høyt utviklet teknikk, har vist at motstanden i en supraleder ikke bare synker til en liten verdi, men at en må anta at motstanden er null.

Et enkelt eksperiment, som viser dette på en

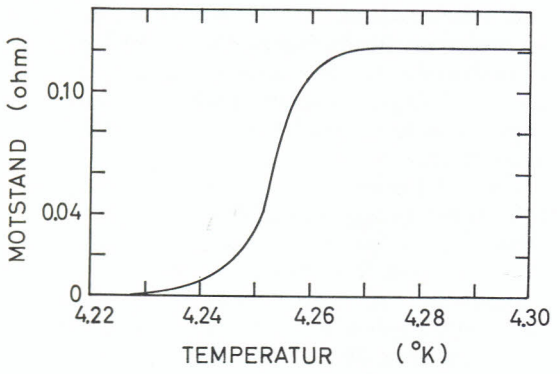


Fig. 1. Elektrisk motstand i kvikksølv som funksjon av temperaturen.

slående måte, er utført som følger: I en ring av bly, som er supraledende under 7.2°K, startes en strøm. Denne strømmen omgir seg med et magnetfelt, og vi har en elektromagnet med bare en vinding. Slike ringer har vært oppbevart i flytende helium i flere år, og en har ikke funnet noen målbar minskning av magnetfeltet eller strømmen.

Meissner – Ochsenfeld – effekten.

La oss se litt nærmere på hvorledes en kan vente seg at et metall med null elektrisk motstand skal oppføre seg.

Vi vet fra elektromagnetismen at om vi prøver å øke magnetfeltet gjennom en spole eller ring, så vil det startes elektriske strømmer slik at det magnetfelt disse strømmer frembringer prøver å motsette seg forandringen av magnetfeltet gjennom ringen. Dette er Lenz' lov. Dersom motstanden i ringen er null vil det ikke være mulig å endre magnetfeltet som omsluttes av ringen, fordi de strømmene som startes etter Lenz' lov kan om nødvendig være uendelig store.

Vi diskuterer så hvorledes en kule av et tenkt materiale med null elektrisk motstand vil oppføre seg i et magnetfelt. Dersom en setter på magnetfeltet etter at materialet i kulen har fått null elektrisk motstand, startes det strømmer etter Lenz' lov slik at mangetfeltet inne i kulen forblir uendret lik null. Dette er fremstillet i figur 2 a, der feltlinjene angir retningen av magnetfeltet B, mens tettheten av feltlinjer angir styrken, slik at magnetfeltet er størst langs kulens ekvator og null inne i kulen. Dersom en derimot tenker seg at motstanden blir null etter at en har latt et magnetfelt gjennomtrenge kulen, så vil magnetfeltet bare «fryses fast» og enhver senere endring av magnetfeltet i kulen hindres av Lenz' lov, se figur 2b.

Eksperimenter med supraledere viser imidlertid at denne siste situasjon ikke opptrer. Settes magnetfeltet på etter at kulen er blitt supraledende, holdes magnetfeltet utenfor kulen slik en skulle vente seg for et materiale med null elektrisk motstand, se figur 3a.

Cand. real. Jens Feder er vitenskapelig assistent ved Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo.

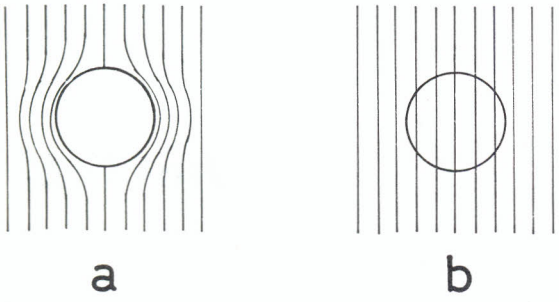


Fig. 2. Kule av *tenkt* materiale med null elektrisk motstand. a. Magnetfeltet er satt på *etter* at kulen fikk null motstand. b. Magnetfeltet er satt på *før* kulen fikk null mostand.

Dersom magnetfeltet gjennomtrenger kulen før den blir supraledende fryser *ikke* magnetfeltet fast, det blir presset ut av kulen, se figur 3b.

Sluttresultatet blir altså det samme om en setter på magnetfeltet før eller etter at kulen er blitt supraledende.

Denne effekten ble oppdaget av Meissner og Ochsenfeld i 1933, og den viser at supraledning er noe mer enn bare det faktum at den elektriske motstand forsvinner fullstendig. Vi skal nedenfor se at overgangen fra normal tilstand i et metall, med vanlig elektrisk motstand, til den supraledende tilstand er en faseomvandling eller en slags kondensasjonsprosess.

Naturligvis er det ikke slik at magnetfeltet faller plutselig fra en endelig verdi utenfor kulen til null inne i kulen. Magnetfeltet vil være forskjellig fra null i et meget tynt overflatelag på kulen. I dette overflatelaget vil det gå supraledende strømmer slik at magnetfeltet, som disse strømmene omgir seg med, nøyaktig opphever det pålagte magnetfelt inne i supralederen. Tykkelsen av dette overflatelaget, eller inntrengningsdybden av magnetfeltet om en vil, er typisk en hundretusen dels centimeter (10^{-5} cm).

Energien i en supraleder.

Betrakt igjen en kule av et materiale som kan bli supraledende, og anta at kulen er plasert i et magnetfelt med styrke B_{krit}. Om en starter med kulen ved en høy temperatur, så vil den være i den normale tilstand og gjennomtrenges av magnetfeltet. Senkes temperaturen så vil ved en viss temperatur T kulen gå over i den supraledende tilstand, og på grunn av Meissner-Ochsenfeld effekten presses magnetfeltet ut av kulen. Ved å presse

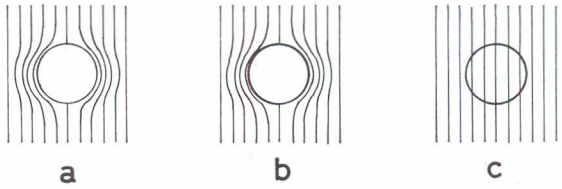


Fig. 3. Kule av *supraledende* materiale i et magnetfelt. a. Magnetfeltet er satt på *etter* at kulen ble supraledende. b. Magnetfeltet ble satt på *før* kulen ble supraledende. c. Kule av normalt materiale i et magnetfelt.

magnetfeltet ut av kulen deformeres feltlinjene slik at B øker utenfor kulen. Men nu vet vi fra elektromagnetismen at energien til et magnetfelt av styrke B er $B^2/8\pi$ per volumenhet, og derfor vil enhver deformasjon av magnetfeltet, slik som fra (c) til (b) i fig. 3, føre til en økning av magnetfeltets energi. Det kreves derfor et visst arbeide for å presse det magnetiske felt ut av kulen.

Men vi vet at det eksisterer en temperatur T der kulen går over i den supraledende tilstand til tross for at magnetfeltet presses ut. Akkurat ved temperaturen T er kulen like gjerne i den normale som i den supraledende tilstand. Dette vil si at kulen vinner energi ved å bli supraledende, men taper samme energi ved å presse magnetfeltet ut. Da vet vi at forskjellen mellom energien i den normale og i den supralendende tilstand er

$$F_{normal} - F_{supraledende} = B^2_{krit}/8\pi$$

per volumenhet av supralederen, fordi $B^2_{krit}/8\pi$ er energien som må til for å presse magnetfeltet ut. B_{krit} kalles det kritiske magnetfelt ved temperaturen T. Vi legger merke til at kjennskapet til Meissner-Ochsenfeld effekten er nødvendig for de energibetraktninger vi har gjort. Energiforskjellen mellom normal og supraledende tilstand svarer til en kondensasjons energi.

En må huske på at et system alltid søker å få minst mulig energi. En kule i en skål vil legge seg på bunnen, fordi den da har minst mulig potentiell energi i tyngdefeltet. Er det magnetiske felt mindre enn B_{krit} vil kulen være supraledende fordi energien av kulen pluss magnetfeltet er mindre enn om kulen var i normal tilstand.

Vi har en helt analog situasjon når vann fryser og en får frigjort den latente varme fordi energiinnholdet i isen er mindre enn i vannet. Det kritiske trykk er her 1 atmosfære

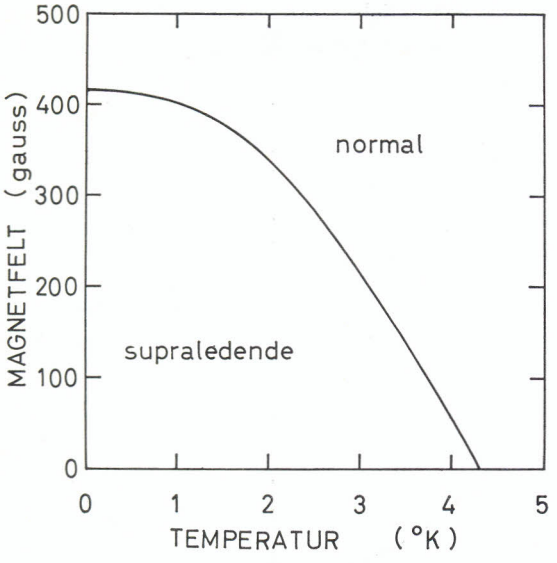


Fig. 4. Det kritiske magnetfelt B_{krit} for kvikksølv som funksjon av temperaturen.

ved 0°C. Øker en trykket på isen vil smeltepunktet bli noe lavere.

Noe tilsvarende har vi for supraledere. Dersom en supraleder ved gitt temperatur utsettes for et stadig økende magnetfelt vil den energi som er forbundet med deformasjonen av det magnetiske felt øke, og til slutt er denne energi stor nok til å presse supralederen over i den normale tilstand. Dette svarer helt til at vi kan få is ved — 1°C til å smelte om vi utsetter den for et tilsrekkelig stort trykk.

Av hele denne diskusjon følger den viktige konklusjon at til en gitt temperatur T svarer det et kritisk magnetfelt B_{krit} som ødelegger supraledningen. Eksperimentelt finner en B_{krit} som funksjon av temperaturen slik som vist i figur 4. En ser av figuren at om en holder magnetfeltet fast på en gitt verdi, og endrer temperaturen, så vil supralederen gå over i den normale tilstand ved en bestemt temperatur avhengig av magnetfeltets styrke. Den kritiske temperatur T_{krit} er transisjonstemperaturen i null magnetfelt.

Et eksperiment som illustrerer Meissner-Ochsenfeld effekten på en slående måte er det såkalte «floating magnet» eksperiment. En legger en liten stavmagnet i en tykk skål av bly, som blir supraledende ved 7.2°K, og avkjøler det hele til flytende helium temperatur. Idet blyskålen blir supraledende presses magnetfeltet fra stavmagneten ut av blyet.

For at deformasjonen av magnetfeltet og

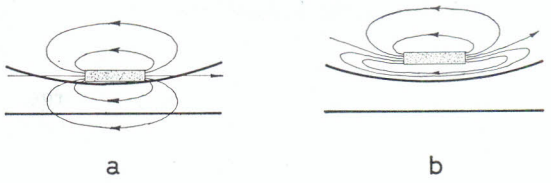


Fig. 5. «Floating magnet»-eksperiment. a. Blyskålen er i normal tilstand. b. Blyskålen er i den supraledende tilstand og stavmagneten er løftet opp av magnetfeltet.

den tilhørende energiøkning ikke skal bli for stor vil magneten løfte seg opp og «flyte» fritt et stykke over skålen. Dette er antydet i figur 5, der også de magnetiske feltlinjene er skissert.

Vi har nu beskrevet noen av de viktigste egenskaper til en supraleder og i de følgende avsnitt vil vi prøve å forklare dem litt nærmere.

Vanlig elektrisk motstand.

La oss nu gå tilbake og diskutere elektrisk motstand, og da først motstand i et metall som er i den normale tilstand.

I et metall er metallatomene ordnet i et regelmessig gitter som antydet i figur 6. Hvert metallatom består av en atomkjerne og et visst antall elektroner som er bundet til kjernen. Men de ytterste elektronene, valenselektronene, er meget løst bundet til atomet. Når atomene settes sammen i en krystall brytes bindingen av valenselektronene slik at de kan bevege seg fritt gjennom hele krystallen, og vi kaller dem da ledningselektroner.

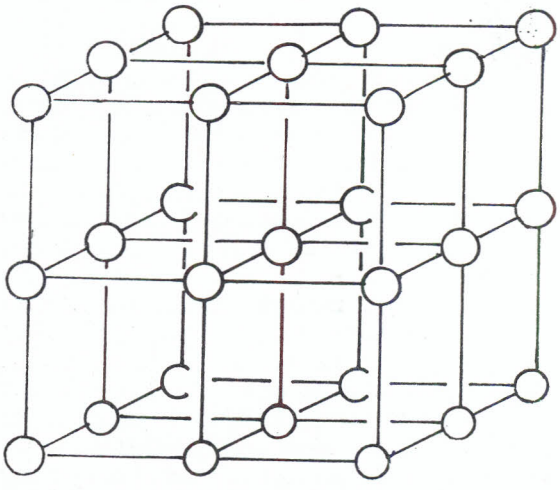


Fig. 6. Atomene i en metall-krystall er ordnet i et regelmessig gitter.

I en helt perfekt krystall venter en at ledningselektronene ikke møter noen motstand, slik at en strøm satt igang av et elektrisk felt ikke skulle dø ut. Men nu er det et sørgelig faktum at en ikke kan lage perfekte krystaller. Krystaller vil alltid inneholde mange slags feil: – det vil være en del forurensninger som en ikke kan kvitte seg med, og det vil mangle et atom hist og her. Enda viktigere enn disse gitterfeil er varmesvingningene til atomgitteret. Atomene er elektrisk bundet til hverandre og de vil vibrere frem og tilbake. Jo høyere temperaturen jo heftigere vil disse varmesvingningene være.

Ledningselektronene vil kollidere med alle avvik fra den perfekte gitterstruktur og en må vente seg at strømmen av elektroner, som er den elektriske strøm, møter motstand og dør raskt ut om ikke elektronene stadig akseleres av en ytre elektrisk kraft.

Alle disse gitterfeilene er tilstede også i en supraleder, ja det er til og med slik at om en lager flere gitterfeil og innfører forurensninger slik at en får det som kalles en «dirty»-supraleder så vil den vanligvis ha et høyere kritisk magnetfelt enn det perfekte materialet.

BCS – teorien.

Hvordan kan det så ha seg at den elektriske motstand forsvinner helt, til tross for at krystallen er full av gitterfeil. Svaret på dette spørsmål har nær sammenheng med det faktum at den supraledende tilstand er en slags kondensert tilstand.

I 1957 fremsatte Bardeen, Cooper og Schrieffer en kvantemekanisk teori for den supraledende tilstand – BCS teorien – som danner grunnlaget for vår forståelse av supraledningen.

I denne teori antar en at det er svake tiltrekkende krefter mellom elektronene, dette til tross for at elektronene som jo har samme ladning skulle frastøte hverandre etter elektrostatikkens lover. Denne tiltrekningen skyldes vekselvirkninger mellom metallatomgitteret og elektronene, og vi skal se litt nærmere på den senere.

Tiltrekningen mellom elektronene vil føre til at de går sammen to og to i par, og alle disse (Cooper-)parene vil ha samme hastighet. Et slags billede av dette er antydet i figur 7. der to elektroner som tiltrekker hverandre går rundt hverandre med en hastighet v, mens det sentrum de beveger seg om, beveger seg med hastigheten V. Det er den siste hastighet som er den samme for alle par. En legger

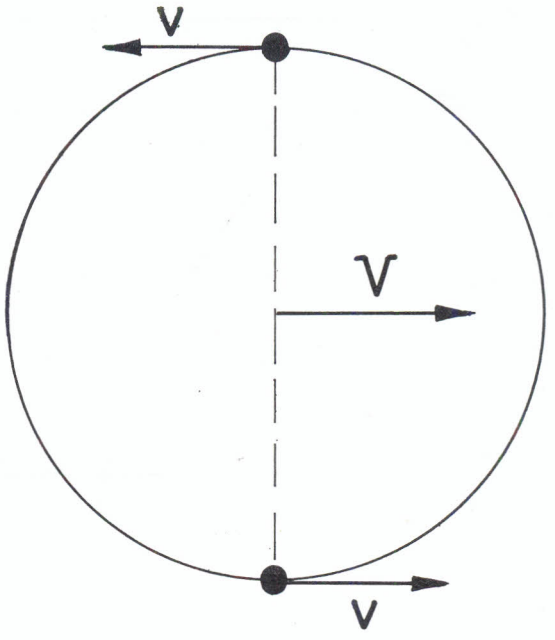


Fig. 7. Skjematisk framstilling av et Cooper-par.

også merke til at elektronene har motsatte hastigheter.

Når elektronene er bundet i Cooper-par kreves det arbeide for å bryte opp parene. Dette forklarer hvorfor energi innholdet i den supraledende tilstand er mindre enn i den normale, slik at en kan snakke om en kondensasjon av elektronene til Cooper-par ved overgangen fra normal til supraledende tilstand.

Det som er poenget er at om en prøver å la et elektron i et Cooper-par kollidere med en gitterfeil, så må en bryte istykker elektronparet om en vil endre retningen på elektronet ved kollisjonen. Men det kreves energi til å bryte en slik binding, og derfor kan en si at elektronene ikke blir spredt ved kollisjoner med gitterfeil i den supraledende tilstand.

En svært billedlig fremstilling av dette, som til tross for visse mangler fremhever det vesentlige er som følger: Sett at en mann vandrer på en isbre og kommer til en stor sprekk. En slik sprekk vil være til stort hinder for ham og føre til at han velger en annen retning. Er det svært mange menn som går på breen vil sprekken fremdeles være til stort hinder for deres bevegelse med mindre de hjelper hverandre. For, binder en et tau mellom alle på breen og lar alle gå med *samme* hastighet, så vil sprekken ikke lenger være til hinder idet de som kommer til sprekken rett og slett blir trukket over. Den enkelte bregjengers

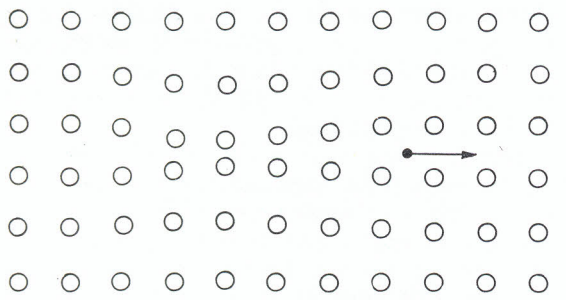


Fig. 8. Sammentrekking av atomgitteret som følge av et ledningselektrons bevegelse.

vanskeligheter spiller ingen rolle sammenliknet med hele massens bevegelse. For å stoppe en bregjenger må en bryte bindingen til de andre.

Altså, den supraledende tilstand kan sies å være en tilstand der elektronene er kondensert eller bundet som en samling Cooper-par.

Effektiv tiltrekning mellom elektroner.

La oss se nærmere på hva som fører til den effektive tiltrekning som er forutsetningen for BCS-teorien.

Se på et ledningselektron som beveger seg langs en av «korridorene» i atomgitteret (fig. 6), i snitt vil dette se ut som antydet i figur 8. Metallatomene (jonene) i gitteret er positivt ladet mens elektronene er negativt ladet, slik at joner og elektroner tiltrekker hverandre. Elektronene beveger seg meget raskt (ca 1000 km/sek) og følgelig vil jonene som er svært tunge (100 000 ganger elektronets vekt) ikke få tid til å bli trukket helt inn til elektronet. Men jonene blir trukket litt inn mot elektronets bane og resultatet blir som antydet i figur 8.

Legg merke til at den maksimale sammentrekning av jonene følger elektronet på en viss avstand. I et metall med tyngre joner vil jonene reagere enda tregere og sammentrekningen ligger lenger etter elektronet.

Det vesentlige er nu at den sammentrekning som følger elektronet representerer en opphopning av positiv elektrisk ladning slik at andre elektroner blir tiltrukket av denne. En kan tenke seg et Cooper-par som et par av elektroner som går rundt hverandre på en slik måte at de stadig befinner seg på steder der sammentrekningen fra det andre elektronet er størst. På denne måten tiltrekker elektronene hverandre via atomgitteret, og i den supraledende tilstand er tiltrekningen sterkere enn den elektrostatiske frastøtning mellom elektronene.

En interessant effekt er isotopeffekten. Har en to isotoper av et supraledende materiale så skiller de seg fra hverandre bare ved at massen av atomene er forskjellig, og kjemisk sett vil de oppføre seg likt. Men som nevnt ovenfor vil den maksimale sammentrekning som følger et elektron ligge lenger etter og være mindre jo tyngre atomene er. Men da vil den effektive tiltrekning være svakest for det tyngste materialet og en finner i samsvar med dette at den kritiske temperatur varierer som $1/\sqrt{M}$ der M er atommassen. Den letteste isotopen vil ha den høyeste transisjonstemperatur.

Men hva med alle de andre elektronene som går på kryss og tvers gjennom krystallen? Hvis de kan bevege seg helt vilkårlig vil en få helt uordnede sammentrekninger og utvidelser av gitteret. I middel vil en vente seg at en ikke får noen tiltrekning, eller med andre ord at elektronene i et par raskt mister teften av hverandre. Men nu viser det seg at dersom alle parene beveger seg på samme måte så vil de ikke forstyrre hverandre, og en får tiltrekning.

Bindingsenergien for Cooper-parene kan måles direkte ved mange slags eksperimenter. For eksempel, dersom en sender lys mot en supraleder, så vil det ikke absorberes av elektronene dersom energien av strålingen, $h\nu$, (der h er Plank's konstant og ν er lysets frekvens) er mindre enn bindingsenergien.

Er $h\nu$ større enn bindingsenergien kan lyset bryte i stykker Cooper-par og lyset absorberes som i et vanlig metall. En kan derfor bestemme bindingsenergien ved å finne ved hvilken frekvens en får absorbsjon. Den frekvens som svarer til bindingsenergien er meget lavere enn frekvensen av synlig lys, og derfor vil en supraleder se ut som et vanlig metall.

I BCS-teorien ser en altså på den supraledende tilstand som en tilstand med en meget stor grad av orden. Ikke bare har en tiltrekning mellom to og to elektroner på grunn av vekselvirkningen mellom elektronene og atomgitteret, men alle elektron-parene oppfører seg på samme måte.

Nedbryting av supraledning.

Som før bemerket kan en ødelegge den supraledende tilstand ved å øke temperaturen eller magnetfeltet, og begge deler kan for-

klares ut fra den sterkt forenklede framstilling av BCS-teorien.

Det som hender når en øker temperaturen fra null grader absolutt, er at noen av Cooper-parene brytes opp på grunn av varmebevegelsene til elektronene. De parene som ikke er brutt opp vil være i den supraledende tilstand så en har fremdeles null elektrisk motstand. Men de «løse» elektronene flyr i veien for de resterende parene og svekker tiltrekningen i dem. Etterhvert som temperaturen økes brytes flere og flere par opp og de brytes lettere og lettere fordi bindingen svekkes. Til slutt øker paroppdelingen katastrofalt og en får metallet i den normale tilstand når temperaturen går over den kritiske temperatur.

Selvfølgelig er også energigevinsten ved pardannelsen mindre når en har færre par, og dessuten bindingen for hvert par svekket. Når en så husker at det kritiske magnetfelt bestemmes av energiforskjellen mellom den normale og den supraledende tilstand, er det klart at det magnetfelt som skal til for å ødelegge supraledningen avtar først langsomt med økende temperatur, og så meget raskt nær den kritiske temperatur.

Etter dette er det rimelig at det kritiske magnetfelt som funksjon av temperaturen forløper som vist i figur 4.

Supraledende elektromagneter.

I elektriske motorer og generatorer er det gjerne elektromagneter, og motstanden i viklingene fører til tap av effekt. Svært store elektromagneter anvendes i partikkel akseleratorer, boblekammer, og gnistkammere og lignende som brukes i elementærpartikkelfysikken.

Noe av det første en selvfølgelig tenkte på å bruke supraledere til var elektromagneter. Det sterkeste magnetfelt som hittil er oppnådd ved kontinuerlig drift er på 255 000 gauss over et volum på noen cm^3 (En vanlig hesteskomagnet gir ca. 100 gauss). Noe av det som gjør det vanskelig å nå så store magnetfelt er at de enorme strømmer en må holde igang i viklingene vil møte motstand slik at det utvikles svært meget varme som må transporteres bort av et effektivt kjølesystem. For å holde det hele igang trengs et stort kraftanlegg.

Dersom en lager en elektromagnet ved å vikle en spole med tråd av et supraledende materiale, så vil en bare behøve starte strømmen og så kortslutte spolen, deretter vil strømmen gå uhindret. Som strømkilde trenges bare noen akumulatorer, og da det ikke utvikles varme på grunn av den supraledende strømmen, er kravene til kjøling minimale, men magneten må naturligvis holdes på så lav temperatur at den er supraledende.

Det viste seg snart at det er vanskelig å nå sterke magnetfelt med supraledere. Når det magnetfelt som spolen lager blir større enn det kritiske magnetfelt, bryter supraledningen sammen og en har bare en vanlig elektromagnet. Det som er avgjørende for om et materiale med fordel kan brukes i en elektromagnet er da det kritiske felt, men som en ser av tabell I har grunnstoffene skuffende lave kritiske felt.

Tabell I. Kristisk temperatur og magnetfelt for noen typiske grunnstoffer.

Stoff	T_{krit} (°K)	B_{krit} (0°K) (gauss)
Al	1.2	110
In	3.4	280
Sn	3.7	310
Hg	4.2	420
Ta	4.5	850
Pb	7.2	820
Nb	9.4	2000

Tabell II. Kristisk teperatur og magnetfelt for endel forbindelser (Omtrentlige verdier).

Stoff	T_{krit} (°K)	B_{krit} (0°K) (gauss)
Nb_3Sn	18	> 250 000
V_3Si	17	> 250 000
Va_3Ga	14	> 300 000
3Nb—Zr	11	100 000
2Nb—Ti	9	100 000

I de siste ti årene har en oppdaget en rekke forbindelser og legeringer som har vist seg å ha mange gode og lovende egenskaper. Som en ser av tabell II har noen av forbindelsene enormt høye kritiske magnetfelt, og relativt høye kritiske temperaturer. Niobtinn forbindelsen Nb_3Sn har den høyest kjente kritiske temperatur på 18°K.

Nu viser det seg imidlertid at materialene med høyest kritisk magnetfelt er meget sprø slik at de ikke kan trekkes i tråder eller vikles til spoler. Dette er et teknisk problem som en delvis kan løse. Det er laget supraledende magneter av Nb_3Sn på følgende måte: Et tynnt rør av niob fylles med blandingen av niob og tinn i pulverform. Røret trekkes så til en tynn tråd og vikles til en elektromagnet.

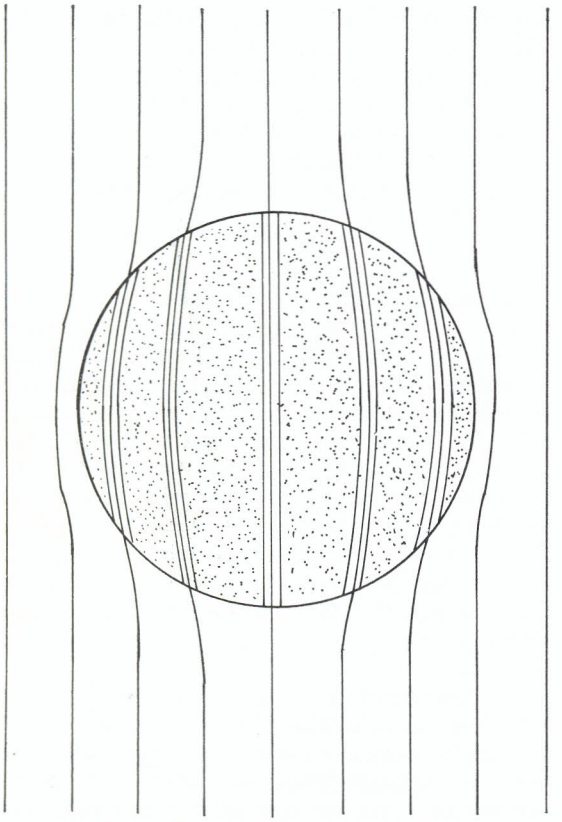


Fig. 9. Hård supraleder i et sterkt magnetfelt. De prikkede områdene er supraledende.

Hele spolen varmes så i en ovn til 900°C for en lengre tid slik at pulveret omdannes til den ønskede legering.

Men problemene er ikke løst med det. En ser av «floating magnet» eksperimentet beskrevet tidligere at et magnetfelt kan utøve trykk og løfte et materiale. I en magnet der magnetfeltet er bare 50 000 gauss kan en få et trykk på opptil 100 atmosfærer. Gir vindingene litt etter for dette trykket risikerer en at det sprø materialet går i stykker og magneten er ødelagt. En har klart å lage supraledende elektromagneter som gir mer enn 100 000 gauss, men en har ennu ikke nådd opp i så sterke felt som en klarer med vanlige materialer.

Materialene 3 Nb–Zr og 2Nb–Ti er elastiske og lar seg trekke i tråder, og magneter som gir rundt 50 000 gauss laget av slike materialer kan kjøpes ferdige til priser som ligger langt under det tilsvarende elektromagneter av vanlig konstruksjon koster.

Små supraledende motorer har vært bygget og de har en meget høy virkningsgrad. Som en morsom detalj kan det nevnes at en ofte i slike motorer bruker supraledende lagre istedenfor kulelagre. Et supraledende lager virker etter det prinsipp som vises i «floating magnet»-eksperimentet. Magneten kan jo dreies friksjonsløst der den svever over blyskålen.

Som konklusjon kan en si at en idag behersker bruken av relativt små supraledende magneter, med feltstyrker på opptil 100 000 gauss relativt godt. Det drives et intenst forsknings og utviklingsarbeide på dette område og en kan vel vente seg at en snart får betydelig større og sterkere supraledende magneter.

Hårde supraledere.

Slike supraledere som er nevnt i tabell II kalles hårde supraledere, og de har påfallende store kritiske felt. Årsaken til at de har så store kritiske felt kan sies å være at de ikke viser en fullstendig Meissner-Ochsenfeld effekt. Allerede ved lave magnetfelt, størrelsesorden 1 000 gauss, begynner magnetfeltet å trenge inn i denne typen supraledere, og en får magnetiske feltlinjer også inne i materialet. Dette skjer uten at den supraledende egenskap ødelegges, og en får isteden områder som er normale omkring hver enkelt feltlinje mens materialet ellers er supraledende, se figur 9. Ved denne inntrengning av magnetfeltet unngår en den sterke deformasjon av magnetfeltet og derved vil magnetfeltet ikke så lett kunne presse supralederen over i normal tilstand.

Egenskapene til hårde supraledere avhenger vanligvis meget sterkt av den varmebehandling de har undergått, og også mekanisk bearbeiding de har vært utsatt for, og disse effekter er bare delvis forstått.

Kryotroner.

Det er laget mange slags elementer til elektroniske regnemaskiner der en benytter seg av supraledere og der fortrinsvis i meget tynne sjikt. En av de enkleste supraledende komponenter er kryotonen som det er en prinsipp-skisse av i figur 10.

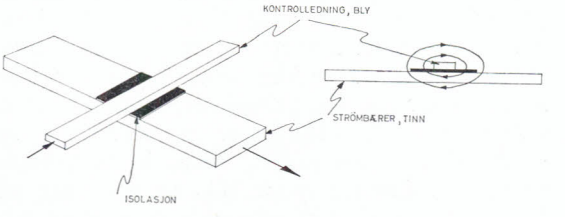


Fig. 10. Prinsippskisse av en kryotron.

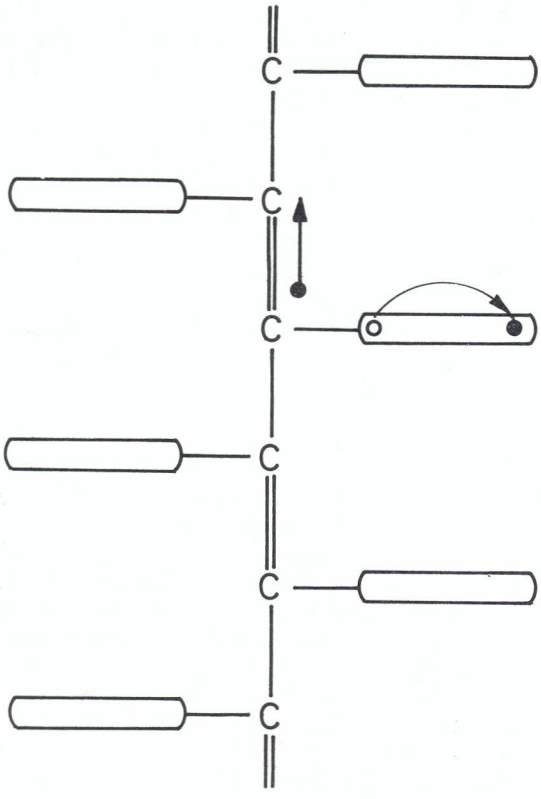


Fig. 11. Prinsippskisse av molekyl som kan tenkes å være supraledende ved romtemperatur, etter W. A. Little.

En kryotron består ganske enkelt av en forholdsvis bred film av tinn ($B_{krit} = 310$ gauss), og på tvers av denne er det lagt en smal film av bly ($B_{krit} = 820$ gauss) med et tynt isolerende lag imellom. Sender vi en strøm i det brede tinn-sjiktet vil den gå uten motstand, om vi har det hele ved flytende heliumtemperatur. Men sendes også en strøm i kontroll-filmen, så vil denne strømmen omgi seg med et magnetfelt som kan gjøres sterkt nok til å bryte ned supraledningen i tinnfilmen som jo har et meget lavere kritisk felt enn kontroll-ledningen av bly. Derved vil en liten strøm i den smale blyfilmen kunne kontrollere en stor strøm i den brede tinnfilmen, og vi har noe som stort sett virker som et relé. Store mengder slike kryotoner kan settes sammen til kompliserte kretser som utfører alle de funksjoner en trenger i en elektronisk regnemaskin. Slike kretser lages ved at en damper tynne sjikt av bly, tinn og isolasjonsmateriale avvekslende på glassplater. Det er forholdsvis vanskelig å fremstille slike supraledende kretser med tilstrekkelig nøyaktighet, og hittil er ikke større elektroniske regnemaskiner bygget av slike kretser.

Også på dette felt foregår det for tiden meget forsknings og utviklingsarbeide, og det synes å være mulig å bygge supraledende regnemaskiner som er meget hurtige og svært små.

Supraledning ved romtemperatur.

Det er klart at om en kunne framstille materialer som er supraledende ved romtemperatur så ville det ha revolusjonerende betydning på mange områder. For eksempel ville det jo løse problemet med kraftoverføring fra elektriske kraftverk en gang for alle.

Dessverre tyder ikke eksperimenter på at en skal finne supraledning ved romtemperatur. Den høyeste transisjonstemperatur som er funnet har Nb_3Sn på ca 18°K, og de aller fleste supraledende materialer vi kjenner har transisjonstemperaturer på bare noen få grader Kelvin.

På den teoretiske siden ser det litt lysere ut og den amerikanske fysiker W. A. Little hevder bestemt at en bør kunne lage materialer som er supraledende til langt over romtemperatur. Han har også skrevet en interessant populær-artikkel[3] om dette. Hans idé går igrunnet ut på følgende: Fra isotopeffekten, som vi har beskrevet tidligere, vet vi at den kritiske temperatur er proporsjonal med $1/\sqrt{M}$ der M er metallatomenes masse. Dersom en kunne finne et stoff der elektroner spiller samme rolle som atomene i et metall måtte en erstatte M med elektronets masse, men da øker $1/\sqrt{M}$ med en faktor på rundt 300 slik at istedenfor en typisk transisjonstemperatur på 4°K skulle en vente seg 1200°K eller ca. 900°C.

Han foreslår også hvordan et slikt stoff skal være. Det skal bestå av molekyler som er konstruert omtrent som følger, se fig. 12. Det skal være meget langt og bestå av en «ryggrad» av kullatomer, og ut til siden skal den ha bundet til seg meget lett polariserbare molekyler. At molekylet er lett polariserbart betyr at om det utsettes for elektriske felter så vil det medføre store forandringer i elektronfordelingen innen molekylet.

Tenk nu at en følger et elektron som beveger seg oppover langs «ryggraden». Idet det passerer et av sidemolekylene vil det polarisere dette, slik at elektroner i sidemolekylet som er nær «ryggraden» vil bringes lengst mulig

bort fra denne som antydet på figuren. På denne måte får vi en effektiv opphopning av positiv ladning nær ryggraden, siden vi får et underskudd av negativ ladning der. Denne opphopning av positiv ladning følger elektronet på samme måte som i metaller, og en må vente at andre elektroner vil bli tiltrukket av denne slik at vi får en effektiv tiltrekning mellom elektroner, på samme måte som i supraledende metaller.

Det soff som Little foreslår finnes ikke og det må eventuelt fremstilles ved syntese. Inntil en finner et stoff som er supraledende ved romtemperatur, eller detaljerte regninger viser at Little's forslag ikke har noe for seg, så er ihvertfall hans uortodokse idé litt av en tankevekker.

Til slutt vil jeg nevne noen artikler og bøker som har nær sammenheng med det som er behandlet i denne artiklen. Referansene 1, 2 og 3 gir en relativ populær fremstilling, mens 4 og 5 egner seg godt som innføring i emnet og forutsetter en del fysisk skolering.

Referanser.

[1] W. B. Ittner og C. J. Kraus: Superconducting Computers, Scientific American Juli 1961, side 125.
[2] J. E. Kunzler og M. Tanenbaum: Superconducting Magnets, Scientific American Juni 1962, side 60.
[3] W. A. Little: Superconductivity at Room Temperature, Scientific American Februar 1965, side 21.
[4] E. A. Lynton: Superconductivity. Methuen & Co. Ltd., London 1962.
[5] V. L. Newhouse. Applied Superconductivity. John Wiley & Sons Inc., New York 1964.

Spredte betraktninger om fisjonsfysikk

Ingar Singstad

Historikk.

Fisjon av atomkjerner ble oppdaget for vel 26 år siden av Otto Hahn og F. Strassman. De fant at når uran blir bestrålt med nøytroner, dannes det andre elementer av mye mindre atomvekt og ladning enn uranet selv, som for eksempel isotoper av barium og krypton.

Denne nye kjernereaksjon som slik var blitt kjent ble gitt navnet «fisjon» av Lise Meitner og Otto Frisch på grunn av likheten med celledelingen i biologien.

Foranledningen til forsøket til Hahn og Strassmann var at de ønsket å studere nærmere de banebrytende eksperimenter til den store fysikeren Enrico Fermi som hadde ført til at han fikk Nobelprisen i fysikk i 1938.

Fermi hadde sammen med sine medarbeidere bombardert de fleste elementer med nøytroner slik at de fikk dannet nye radioaktive isotoper.

Ved å bombardere uran med langsomme nøytroner fant de at det også ble dannet nye grunnstoffer av større masse og ladning enn som til da var kjent. Ett av disse nye elementer var det nå velkjente plutonium.

På basis av dråpemodellen for atomkjerner, som Nils Bohr hadde foreslått i 1936, sammenliknet Meitner og Frisch fisjonsprosessen med delingen av en væskedråpe i to mindre dråper som følge av en deformasjon ved en ytre forstyrrelse. De konkluderte med at en kan komme frem til en kritisk deformasjon av en tyngre atomkjerne med forholdsvis liten energitilførsel, og at den påfølgende kjernespalting vil frigjøre store energimengder.

Dette var i 1939.

Den militære betydning som oppdagelsen av kløvingen av en atomkjerne kunne komme til å få ble umiddelbart innsett av mange forskere, men heldigvis ikke av visse fremtredende politikere i Europa på den tid.

I dag er fisjon blant de kjerneprosesser som har størst økonomisk og militær betydning. Selv om en nå teknologisk har kommet svært langt i fisjon, — en kan bare tenke på anvendelsen av atomreaktoren i skipsmotorer og elektriske kraftstasjoner, så er den dypere teoretiske forståelsen av fisjonsprosessen ennå svært mangelfull.

Trekk ved fisjonsprosessen.

Mesteparten av den frigjorte energi ved fisjon går med til bevegelsesenergi til fisjonsfragmentene. Ved fisjon av uran 235 med langsomme nøytroner er det totale energiutbytte 167 Mev. Av dette fordeler henholdsvis 16 og 7 Mev seg på nøytroner og gammastråler som opptrer umiddelbart etter at kjernen

Cand. real Ingar Singstad er vitenskapelig assistent ved Fysisk institutt, Universitetet, Bergen.

har delt seg i to deler. Det er denne store energimengde som økonomisk interesserer, mens fysikerne for eksempel spør etter sannsynligheten for fisjon, eksitasjonsenergien til fragmentene eller detaljer om nøytron og gammaemisjonen.

Fisjon er et godt eksempel på en kjernereaksjon som går om en såkalt mellomkjernetilstand, fordi fisjonen er ikke avhengig i noen større grad av hvordan reaksjonen kommer i gang. Fisjon er da også fremkalt ved alle tilgjengelige prosjektiler så som nøytroner, ioner og gammastråler. En tung kjerne kan også dele seg spontant uten en ytre påvirkning, men for de naturlig forekommende elementer er sannsynligheten for en slik spontanfisjon liten.

Det kan nevnes at det kunstig fremstilte grunnstoffet californium-252 ($_{98}Cf^{252}$) fisjonerer spontant med en partiell halveringstid på 66 år.

Fisjon er frem til i dag fortrinnsvis blitt forsøkt forklart med dråpemodellen som ble anvendt av Bohr og Wheeler i deres klassiske arbeider om fisjonsmekanismen fra 1939, noen få måneder etter oppdagelsen av fisjonen.

Dråpemodellen forutsetter at kjernen kan bli betraktet som en ikke-sammentrykkbar dråpe med en jevn ladningsfordeling. Videre tenker en seg kjernekreftene som overflatekrefter som forsøker å opprettholde kuleformen på kjernen, mens de frastøtende coulombkrefter forsøker å deformere den.

Den absolutte verdi for hver av disse to energiene kan en finne ved hjelp av den halvempiriske masseformel.

Under sine studier av fisjonsmekanismen leste Bohr flittig i arbeidene til Lord Rayleigh over gravitasjonsbølger. Ved å starte med flateenergien til en sfærisk dråpe og betrakte en liten deformasjon fra kuleformen kunne han av Rayleigh sine arbeider lese av forandringen av overflateenergien.

Det var ingen grunn for Rayleigh til å betrakte den elektrostatiske energien til en dråpe av jevn ladningsfordeling. Men han hadde analysert gravitasjonsenergien til en kule som ble utsatt for «tidevanns»-deformasjon, det blir i prinsippet det samme bare med motsatt fortegn.

En nyttig parameter ved diskusjonen av modellen er forholdet mellom de to nettopp omtalte konkurrerende energier,

$$X = E_{coulomb}/2E_{flate}$$

Størrelsen x kalles gjerne fisjonsparameteren.

Når x er mindre enn en, er kjernen metastabil mot små deformasjoner, og den vil prøve å komme tilbake til sin opprinnelige form igjen.

Hvis fisjonsparameteren er større enn en i tallverdi, er systemet fullstendig ustabilt.

Til eksempel kan det nevnes at for U^{235} er $x = 0.72$ og ved Bi^{209} er x funnet å være 0.66.

Disse elementene er altså stabile mot små forandringer av sin opprinnelige form. For at fisjon skal finne sted må kjernene være så meget eksiterte at barrieren mot fisjon kan passeres, eller i tilfelle av spontanfisjon, å lekke gjennom barrieren. Det viser seg at barrieren er en funksjon av fisjonsparameteren.

Denne beregnede terskelverdi er for U^{235} 6.8 Mev, mens den eksperimentelle størrelse er 5.8 Mev.

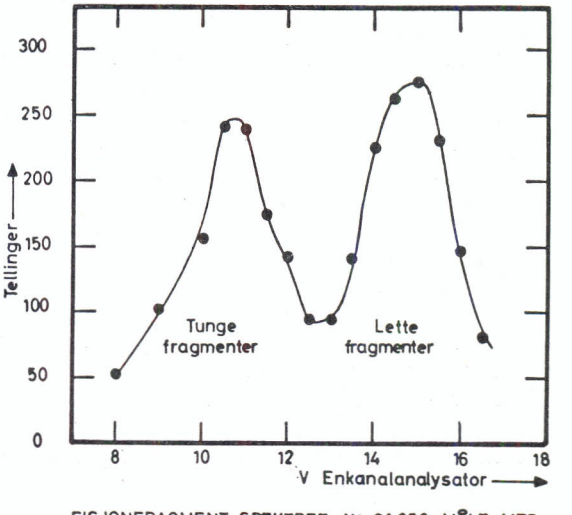
For Bi^{209} er de tilsvarende tall 26 Mev og 28.4 Mev.

Et langsomt nøytron som blir fanget inn av en U^{235}-kjerne bringer med seg nok energi til at fisjon kan finne sted.

Fisjonsbarrieren er proporsjonal med Z^2/A, hvor Z er atomnummeret og A massestallet. Den kritiske verdi Z^2/A er omlag 50 når $x = 1$.

En av svakhetene ved dråpemodellen er at den ikke kan benyttes til å finne massefordelingen av fisjonsfragmentene.

Figur 1 viser den prompte massefordelingen ved spontanfisjon av californium-252. Vi ser at massefordelingen er utpreget asymmetrisk. Midtpunktet til toppene for de lette og tunge fragmenter ligger ved A = 108 og A = 142.



FISJONFRAGMENT SPEKTRET AV Cf 252 MÅLT MED SKJIKTDIODE.

Dette er altså den mest sannsynlige fragmentmassen som oppstår når Cf^{252} fisjonerer.

En levde forøvrig lenge i den tro at dråpemodellen ga en symmetrisk fordeling av fragmentmassene, men det er ikke tilfelle.

Det er forresten ikke alltid at en får bare to topper.

En har for eksempel ved fisjon av radium-226 fått en massefordeling med tre topper, mens det ved Bi^{209} opptrer bare en topp.

Noen fullgod forklaring på hvorfor det er slik foreligger ennå ikke, men det kan tilføyes at en ved statiske betraktninger, hvor en har tatt hensyn til skalleffekter og «pairingenergier», har lyktes i å reprodusere spekteret for U^{235}.

Av andre kjernemodeller som er blitt benyttet ved studiet av fisjon kan nevnes skallmodellen og kollektivmodellen.

Ved den siste modellen har Aage Bohr, ytet store bidrag.

Kollektivmodellen har avgjort hatt suksess ved beregningen av vinkelfordelingen av fisjonsfragmentene og deres variasjon med den bombarderende energi. Det er også blitt foreslått at kollektive vibrasjoner må tas i betraktning ved deeksitasjonen av fragmentene.

De utpregete kollektive særtrekk ved dråpemodellen nødvendiggjør at den frie veilengde til partiklene i kjernen er kort i forhold til kjernens størrelse, og at det er en sterk vekselvirkning mellom to nærliggende nukleoner. Dette er stikk i strid med skallmodellen som forutsetter at ett nukleon påvirker alle de andre gjennom et midlere felt. En antar ved denne modellen at den frie veilengde er lang i forhold til kjernens størrelse.

Vi kan se på dråpemodellen og skallmodellen som en tese og antitese, mens kollektivmodellen svarer til syntesen av de klart motsigende «uavhengig partikkel» og «ekstremt kollektive» egenskaper ved partiklene i atomkjernen.

Andre synspunkter som bør nevnes er den statistiske modellen som tidlig ble tatt i bruk ved fisjonsstudier.

Den statistiske modellen blir ikke benyttet direkte til å beskrive fisjonsprosessen, men en må også samtidig ta i betraktning kjernens skallstruktur.

Betraktningsmåtene ved de statistiske teoriene er diametralt motsatt de som anvendes ved dråpemodellen. Ved den sistnevnte starter en med å betrakte den kjerne som skal til å dele seg og forsøker ut fra den å forutsi oppførselen til systemet, mens en ved den statistiske modellen forsøker å finne ut om fisjonsprosessen ved å starte med de dannete fragmenter og så arbeide seg tilbake til selve fisjonsakten.

En skulle tro at sannsynligheten for fisjon er bestemt at et stort antall utgangskanaler, men eksperimentelt har en imidlertid funnet ut av fisjonen av for eksempel langsomme nøytroner, skjer gjennom få utgangskanaler, noe som gjør den statistiske teori mindre egnet til å beskrive denne reaksjonstypen.

I det hele tatt er det reist mange innvendinger mot den statistiske modell, men det står likevel fast at denne modellen er den eneste som gjør det mulig å beregne forholdsvis detaljert nesten alle observerbare størrelser ved fisjon.

Vi er derfor fristet til å si at den statistiske beskrivelse av fisjonsprosessen er den mest lovende av alle sammen.

Den øyeblikkelige stråling.

Ved å studere den prompte strålingen fra fisjonsfragmentene kan en få et inntrykk av eksitasjonsenergien som de har like etter kjernedelingen.

Den øyeblikkelige strålingen består av nøytroner og gammakvanter. Etter denne strålingen følger betastråling og såkalt forsinket nøytronstråling.

Den forsinkete nøytronstråling, som utgjør 1 prosent av all nøytronemisjon, er av helt avgjørende betydning ved kontroll av en fisjonsreaktor.

For å vende tilbake til den prompte komponent, så utgjør nøytronene den største del nemlig omlag 10 % av den totale energi, mens gammastrålingen bidrar med 3–4 %. Antallet av de emitterte nøytroner pr. fisjon varierer fra element til element. Ved U^{235} blir ca. 2.5 nøytroner sendt ut ved en enkelt fisjonsbegivenhet, mens det tilsvarende tall for Cf^{252} er 3.

Det er klargjort at de prompte nøytroner er for størstedelen fordampet fra de eksiterte fragmenter mens de har sin maksimale hastighet, og at fordampningsspekteret av nøytronene viser en Maxwellsfordeling i tyngdepunktsystemet. Da nøytronene har en hastighet av samme størrelsesorden som fragmentene, får man en utpreget forover-bakover fordeling av dem som gjør det mulig å avgjøre fra hvilket av de tunge eller lette fragmentene et nøytron stammer.

Det er også eksperimentelt påvist at noen nøytroner blir emittert under selve fisjons-

prosessen, altså før delingen av kjernen. Dette ble forøvrig tidlig antatt av Bohr og Wheeler.

Et interessant trekk ved nøytronemisjon er hvordan de fordeler seg på de forskjellige fragmenter når en betrakter antall nøytroner utsendt som funksjon av massen. En finner da for eksempel ved spontanfisjon av Cf^{252}, at i nærheten av symmetrisk fisjon blir omlag tre ganger flere nøytroner emittert fra de lette fragmenter enn fra de tilsvarende tunge. Dette tyder på at den symmetriske fisjon ikke er så utpreget symmetrisk likevel. For når et fragmentpar er dannet med nesten de samme masser, da har det fragment som er litt mindre masse enn det andre, kanskje hele tre ganger så meget eksitasjonsenergi.

Når fisjonsfragmentene har emittert noen få nøytroner begynner gammaemisjonen å gjøre seg gjeldende.

Gammastrålingen er av stor interesse siden den har trekk helt forskjellig fra de fleste andre kjernereaksjoner. Men studiene av gammastrålingen er beheftet med eksperimentelle vanskeligheter slik at vår kjennskap til denne strålingstypen er ennå forholdsvis beskjeden.

Men en kjenner likevel til formen på spekteret og en har fått et godt inntrykk av levetiden. Videre har en funnet at strålingen ikke er isotrop, men er emittert i forover og bakover retningen relativt til bevegelsesretningen av fragmentene og at kvadrupolstråling er den mest fremherskende.

Da de-eksitasjonen skjer fra tilstander med høyt spinnkvantetall, kan en ved denne gammastrålingen få informasjoner om tilstander som normalt ikke er besatt ved andre kjernereaksjoner.

En vanskelighet er at strålingen er en blanding av gammastråling fra et stort antall fragmenter av forskjellig masse. På den annen side kan dette faktum by på interessante muligheter dersom en får adskilt strålingen fra de forskjellige fragmentmasser.

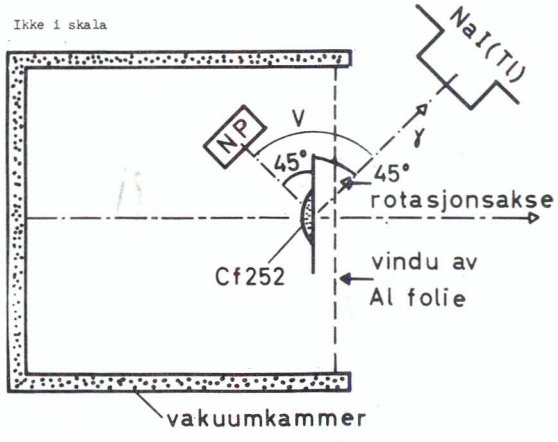
Fisjonsfragmentene dekker en stor del av det periodiske system, følgelig kan en tenke seg i et eksperiment å kunne studere emisjonen fra et stort antall kjerner av ulike masser.

Normalt er det antatt som før nevnt, at nøytronutsendelsen skjer før gammaemisjonen hvis det energetisk er mulig.

Teoretiske beregninger basert på dette og på statistiske betraktninger gir en total energi i form av gammastråling på omlag 5 Mev, eller litt mindre enn bindingsenergien til det siste nøytronet. Men dette er bare litt mindre enn halvparten av det som er funnet ved målinger. Dette misforhold mellom kart og landskap skyldes trolig at spinneffekten ikke er tatt med i beregningene.

Hvert emittert nøytron fører med seg en betraktelig energimengde i form av bindingsenergi og bevegelsesenergi, men et lite impulsmoment. Dersom det eksiterte fragment starter i en høy spinntilstand, vil resultatet bli at ved slutten av nøytronemisjonen er eksitasjonsenergien forholdsvis liten, mens spinnet fremdeles er høyt. Sannsynligheten for at det siste nøytronet, som altså har liten energi, skal kunne trenge gjennom sentrifugalbarrieren er svært liten, slik at en fortsatt nøytronemisjon er så godt som forbudt.

I de første årene etter oppdagelsen av fisjon ble utelukkende radiokjemiske metoder benyttet ved fisjonstudier. Derfor var det da umulig å studere den øyeblikkelige strålingen i de «nydannete» fragmentene. Ved opptredenen av den hurtige elektronikk i 1950-årene er disse mulighetene økt vesentlig.



Figur 2 viser en apparaturoppstilling for måling av den øyeblikkelige gammastråling fra californium-252.

Fisjonskammeret er ca. 13 cm langt, og består av messing med et tynt folie i den ene enden hvor gammakvantene går gjennom.

Cf-kilden er så godt som vektløs, og den gir omlag ti tusen fisjoner i minuttet. NP er en halvlederdiode av silisium, med den detekteres fisjonsfragmentene. Gammakvantene detekteres av en NaI-krystall som er «forurenset» med elementet thallium. Ved dreining av kammeret om en akse normalt på Cf-kilden, hvor også NP-detektoren følger med, kan vi studere vinkelfordelingen av

gammastrålingen i forhold til bevegelsesretningen til fragmentene.

NaI-krystallen står knapt en halvmeter fra kilden. Dermed blir de prompte nøytroner godt skilt fra gammakvantene ved hjelp av forskjellen i flyvetiden. Ved de eldste oppstillinger av dette slaget voldte disse sterkt anisotrope nøytroner store vansker da en ikke fikk skilt dem tilstrekkelig fra gammastrålingen. Ut i fra vinkelfordelingen til gammakvantene kan en beregne spinnet til fragmentene. I førstningen ble dette spinnkvantetallet anslått til 10–15, men nyere målinger tyder på at dette er for høyt, da en ved Cf-252 har funnet et spinntall på 4.

En kan også få informasjon om tiden for gammaemisjonen av dette eksperimentet hvis Cf-kilden er på en «backing» som er tykk nok til å stoppe fisjonsfragmentene. Vinkelfordelingen blir da målt i to forskjellige geometrier, ved den ene er gammadetektoren og fragmentdetektoren plassert på samme side av kilden, og ved den andre geometrien står de to detektorene på hver side av kilden. Dersom gammakvantene er emittert før fragmentene er blitt nedbremset, blir vinkelfordelingen den samme ved de to oppstillingene, men hvis fragmentene er nedbremset før gammautsendelsen, blir anisotropien forskjellig i labotraoriesystemet. Eksperimentet gir at levetiden for gammakvantene er av størrelsesorden 10^{-10}sekund.

Fisjonsfysikken fikk en slags renessanse rundt 1950 som et biprodukt av kjernespektroskopien.

Et av særtrekkene ved fisjon er at den er svært komplisert, en har jo her å gjøre med de tyngste atomkjerner i naturen.

Den tekniske utnyttelse av fisjonsenergien er imidlertid skjedd hurtig selv om en ikke var helt stø på de teoretiske detaljene.

Jeg har forsøkt å gi et innblikk i fisjonsfysikken som den står i dag.

Mange sider ved den som jeg ikke har omtalt, er vel så viktige og interessante som de jeg har trukket frem.

LITTERATURLISTE:

Bohr, N. and *I. A. Wheeler*: J. A. Phys. Rev. *56* (1939) 426.
Halpern, I.: Annual Rev. of Nucl. Sci. *9* (1959) 245.
Skarsvåg, K., and *K. Bergheim*: Nucl. Phys. *45* (1963) 72.
Skarsvåg, K., and *I. Singstad*: Nucl. Phys. *62* (1965) 103.

Pieter Zeeman (1865-1943) og Zeeman-effekten.

K. Jostein Knutsen

Hollenderen Pieter Zeeman ble født 25/5 1865. Han studerte i Leyden og var også assistent i fysikk der. I 1900 ble han professor ved universitetet i Amsterdam, og i 1902 delte han Nobelprisen i fysikk med H. A. Lorentz. Zeeman døde 9/10 1943.

I 1896, da Zeeman begynte sine spektroskopiske undersøkelser, som skulle føre til oppdagelsen av den såkalte Zeeman-effekt, var man klar over, vesentlig p. g. a. Hertz forsøk, at lys var elektromagnetiske bølger som ble dannet på en eller annen måte ved at elektriske partikler oscillerte inne i atomene eller molekylene. For å undersøke om et ytre magnetisk felt hadde noen innvirkning på disse antatte elektriske partikler, plasserte Zeeman en lyskilde mellom polene på en elektromagnet. Lyset fra kilden ble så sendt inn i en spektrograf som var plassert vinkelrett på det magnetiske felt. (I 1862 hadde Faraday undersøkt natriumlinjene på samme måte uten å observere noen effekt). Zeemans første forsøk misslyktes. Han var en stor beundrer av Faraday; og da han leste om Faradays eksperimenter, ble han klar over at eksperimentet utvilsomt hadde noe for seg. Ved hjelp av et sterkere magnetfelt og en spektrograf med større oppløsningsevne, lyktes det Zeeman å gjøre D-linjene i natriumspektret ca. 0,15 Å bredere.

Forklaringen på denne effekten ble gitt av den hollandske teoretiker H. A. Lorentz. Lorentz' teorier for elektrisitet og magnetisme bygger på elektriske partiklers bevegelse og vekselvirkning mellom disse. Dette er bemerkelsesverdig i en tid da Maxwells ligninger hadde vunnet full annerkjennelse. Spesielt interessant er det å merke seg at Zeeman-effekten ble forklart ved å anta at små partikler beveget seg i en bane i atomet. På denne måte skulle Zeeman-effekten få betydning ikke bare for spektroskopien, men også for å identifisere elektronet. Et ytre magnetisk felt vil føre til en forandring av banen og derved forandring av bølgelengden

for det utsendte lys. Det er en viss sammenheng mellom forholdet ladning/masse og forskyvning i bølgelengde. Den verdi man fant for dette forholdet stemte godt med den verdi Thomson hadde funnet for katodestrålene. Både Zeeman og Oliver Lodge fant snart ut at de brede linjene besto av tre linjer. Ved hjelp av huller i magneten var det også mulig for Zeeman å observere langs de magnetiske induksjonslinjer. Lyset viste seg her å være sirkulært polarisert, og det lyktes ham å påvise at det måtte stamme fra negativt ladete partikler.

For en spektrallinje som opptrer når multiplisiteten er større enn en, foregår det en oppsplitting som ikke kan forklares med den klassiske teori. Det kalles av den grunn anomal Zeeman-effekt. Den forklares ved hjelp av elektronenes egenspinn.

Det er mange kjente fysikere som har ydet bidrag til forståelsen av Zeeman-effekten; f. eks. Larmor, Debye, Sommerfeld og Bohr.

For dem som måtte ønske en nærmere forklaring på Zeeman-effekten, anbefales G. Herzberg: Atomic Spectra and Atomic Structure. Boken er også kommet i billigutgave.

De første undersøkelser av røntgenstrålene.

W. H. Bragg og W. L. Bragg

K. Jostein Knutsen

I 1965 er det femti år siden William Henry Bragg og W. Lawrence Bragg fikk Nobelprisen i fysikk for sine undersøkelser av røntgenstrålene. Det er dessuten 75 år siden sir Lawrence ble født. I anledning dette kan det være grunn til å minnes pionerene i alminnelighet og nobelpristakerne i særdeleshet.

Det startet som bekjent med professor Røntgens undersøkelser av de såkalte katodestråler i Würzburg høsten 1895. Katodestråler er elektroner som beveger seg fra katoden (derav navnet) til anoden i et praktisk talt lufttomt utladningsrør. Røntgen la merke til at en såkalt fluoriserende skjerm ga lys fra seg når katodestrålerøret var i bruk, selv om skjermen var plassert et par meter fra røret. Det var utelukket at katodestrålene selv kunne nå skjermen. Det måtte således være en stråling med andre egenskaper enn de hittil kjente. Røntgen kalte strålene for X-stråler, og de bærer fremdeles navnet X-rays i engelsktalende land.

På det tidspunkt oppdagelsen ble gjort, var Røntgen 50 år, og allerede en erfaren forsker, slik at han straks var klar over hvilke videre undersøkelser som burde settes igang for å få klarlagt strålenes forskjellige fysikalske egenskaper. Og i løpet av bare et par måneder fant Røntgen ut de fleste vesentlige ting om strålene så som evnen til å trenge gjennom ugjennomsiktig materiale, evnen til å utlade elektriske ladede gjenstander i luft, hvordan gjennomtrengningsevnen avhang av stoffenes tetthet osv.

For å undersøke om røntgenstrålene ble brutt på samme måte som lyset, laget han prismer av glimmer og fylte dem med vann eller karbondisulfid (svovelkullstoff). Han fant ingen eller praktisk talt ingen avbøyning.

Dersom man untar Barklas oppdagelse av røntgenstrålenes delvise polarisasjon i 1905, skulle det ta hele sytten år før det ble oppdaget noen nye egenskaper hos strålene.

Røntgen hadde forsøkt å få istand interferensfenomener, men uten hell. Det samme var tilfelle for bøyningsfenomenenes tilfelle. Disse problemene ble tatt opp av andre forskere. Men til tross for bedre og bedre apparatur og mer og mer energirike stråler, lot det lykkelige resultat vente på seg. Røntgen selv hadde antatt at røntgenstrålene var longitudinale bølger, men Barklas oppdagelse av den delvise polarisasjon utelukket denne antakelse. Stokes i Cambridge og Wiechert i Kønigsberg fremsatte en hypotese om at røntgenstrålene var pulser i den såkalte eter, mens andre igjen mente man hadde med partikler å gjøre. Det var tilfelle for W. H. Braggs vedkommende. (I dag er man som bekjent i den eiendommelige situasjon at man noen ganger behandler den elektromagnetiske stråling som partikler og andre ganger som bølger).

I 1912 var mange av den mening at røntgen-

strålingen var bølger med tilsvarende egenskaper som synlig lys, men med meget kortere bølgelengde. Og det var nettopp denne korte bølgelengden som var skyld i at man ikke fikk bøyningsbilder. Avstanden mellom interferensstripene avhenger nemlig av forholdet mellom bølgelengden og spaltens bredde.

Men å konstruere så smale spalter eller å lage gitter med stripene så tett at man fikk bøyningsbilder synes ugjørlig, helt til Max von Laue ut fra teoretiske beregninger fant at en smal bunt med røntgenstråler som passerte gjennom en krystall, ville gi bøyningsbilder. På grunnlag av von Laues beregninger, ble så eksperimentet utført av Friedrich og Knipping. De lot en smal bunt med røntgenstråler treffe en krystall. På baksiden var det plassert en fotografisk plate. Etter noen mere eller mindre vellykkede forsøk, fikk man de flekkene på platen som von Laue hadde forutsagt. Von Laues teori for dannelsen av disse flekkene er forholdsvis komplisert.

W. H. Bragg i England antok at atomene eventuelt jonene i en krystall var ordnet etter et eller annet bestemt mønster. Når krystallene ble truffet av en bunt røntgenstråler, ville røntgenstrålingen spre seg som kulebølger fra de forskjellige «byggestener». Disse bølgene ville forsterke hverandre bare i den retningen hvor innfallsvinkelen var lik refleksjonsvinkelen. Når da røntgenstrålingen ble reflektert fra de forskjellige lagene av atomer, ville de forsterke hverandre dersom gangforskjellen var et helt antall bølgelengder.

Betingelsen for sterk refleksjon kan uttrykkes matematisk ved Braggs ligning

$$n\lambda = 2d \sin \theta$$

her står n for et helt positivt tall, λ er bølgelengden for røntgenstrålingen, d er avstanden mellom atomlagene og θ er den vinkel som gir sterk refleksjon. Vinkelen θ finnes eksperimentelt, og dersom λ er kjent kan d finnes eller omvendt. Dette er viktige størrelser å kunne bestemme, ikke bare i fysikk, men også i kjemi, biokjemi, metallurgi og mineralogi.

William Henry Bragg ble født 2. juli 1862 i Cumberland. Han studerte matematikk ved Trinity College, Cambridge og tok her etter tre år eksamen med utmerkelse. I 1885 fikk han et professorat ved Adelaide University, og i januar reiste han til Australia. Her ble han da med og bygget opp det unge universitetet. Han ble meget interessert i Røntgens oppdagelse, og konstruerte selv flere røntgenrør. Legene sendte pasienter til ham, og hans sønn Lawrence skal vistnok ha vært en av de første som ble røntgenfotografert da han hadde fått en skade i albuen. Bragg var også sin svigerfar, sir Charles Todd, behjelpelig med å få satt opp den første radiolink i Syd-Australia. Men noen virkelig vitenskapelige arbeider begynte ikke Bragg med før i 1904.

Hans undersøkelser av alfa-partiklenes rekkevidde var så vellykkede at han i 1907 ble medlem av Royal Society, og året etter fikk han stilling ved Leeds. På grunn av en til dels bitter uenighet med Barkla om røntgenstrålenes natur, var Bragg spesielt interessert i von Laues undersøkelser (som tidligere er blitt omtalt). Bragg forsøkte å forklare eksperimentene ut fra sin korpuskulærteori. Sønnen Lawrence som støttet sin far i hans antagelse, utført nå et eksperiment for å finne ut om kanskje flekkene på von Laues bilder skyldtes korpuskler. Dette lyktes ikke, men han fant at ikke alt var som det skulle med von Laues teori. Lawrence kom på tanken om at von Laues bilder skyltes refleksjon fra plan i krystallene. På dette grunnlag lyktes det han å forklare von Laues fotografier av sinkblende og strukturen av koksalt.

For å undersøke refleksjonseffekten, bygget William Bragg sitt nå så berømte røntgenstråle-spektrometer hvor det var mulig å undersøke bøyningsbildet nøyaktigere enn ved von Laues metode. Han fikk da endelig fastslått at den reflekterte stråling virkelig var røntgenstråling.

Far og sønn arbeidet fra nå av for alvor sammen og kunne legge frem nye resultater nesten hver uke. Samarbeidet varte til første verdenskrig satte en stopper for det. Under krigen arbeidet sir William for en vesentlig del med akustiske problemer for marinen. Etter krigen kom han til University College, London. Her utførte han en rekke røntgenanalyser av organiske stoffer. Han var en meget dyktig popularisator, og hans populærvitenskaplige forelesninger er vide berømt. Fra disse hentet han da også stoff til flere populærvitenskaplige bøker.

I 1923 kom sir William til Royal Institution, og her døde han 10. mars 1942.

Lawrence Bragg ble født 31. mars 1890 i Adelaide, Australia. Bare 15 år gammel sluttet han ved St. Peter's College, Adelaide for å studere matematikk ved Universitetet. Han tok en utmerket eksamen med kjemi, fysikk og engelsk litteratur som bifag. Lawrence var meget allsidig begavet, og som en kuriositet kan nevnes at da han gikk på college, vant

han en pris for et essay om Hamlet. Da faren flyttet til England i 1909, begynte Lawrence ved Cambridge.

Da far og sønn fikk nobelprisen i 1915, var Lawrence ved fronten i Belgia. Seks år senere, da han var 31 år, ble han innvalgt som medlem av Royal Society. Hans vitenskaplige arbeider har for en stor del bestått av undersøkelser av krystallstrukturer.

Brev fra leserne

Departemental fredning av språkpadde i fysikkens underskog. Samt et påtrengende fysisk-teologisk problem. Av lektor, sivilingeniør Erling Schreiner.

Analfabeter kan som kjent ikke lese, men takket være vårt ypperlige skolevesen kan nesten alle norske analfabeter *skrive* og yte vektige bidrag til vår språkpadde-fauna. Den skrivende analfabet er som en velkonstruert automat: putter man noe inn, kommer noe annet ut. Putt et begrep inn, så kommer en meningsløs assosiasjon ut. Nevn fordelene ved en plan, så kommer straks «planens bakdeler» – «faktisk talt», og «det er ikke tvil om annet», men heldigvis, «han unngår alltid at det ikke blir begått noen feil.»

En språkpadde som nesten årvisst oppstår ved generatio spontanea når fysikklæreren gjennomgår opptikkens grunnbegreper, er «utfallsvinkelen». Fordelen ved ordet er at det etter behag kan tydes som refleksjons- eller brytningsvinkelen, og klarer eleven nå bare å lære at *innfallsvinkelen er lik utfallsvinkelen*, så kan han alltid hevde at han har svart nesten riktig, selv om han har svart ganske galt. Dessuten slipper han å lære et slikt langt og vanskelig ord som refleksjon.

Med udelt forskrekkelse oppdaget jeg nylig den framhevde setningen i avsnittet ovenfor på side 80 i en lærebok i fysikk for realskolen, trykt i 1961 og godkjent til skolebruk i skriv av 20. april s. å. Språkpadden «utfallsvinkelen» må dermed sees på som fredet vilt, og jeg finner at det er min plikt å advare kolleger mot uforvarende krypskytteri på amfibiet.

Den samme boka bygger i mekanikken konsekvent på det tekniske målsystem, som eldre kolleger ennå vil ha erindringsreminisenser om. Den fundamentale egenskap ved legemer er tydelig nok vekten, ikke massen. Idag, da selv folkeskoleelever vet at kosmonauten mister sin vekt når han er kommet i satellittbanen, må dette skaffe elevene vanskelige problemer av både fysikalsk og teologisk natur. Mister kosmonauten midlertidig sin håndgripelige eksistens? Er bare ånden, (eller kanskje sjelen?) tilbake når vekten er borte?

Bøker

Irving Adler: Den nye matematikken. Oversatt av Jørgen Randers. Cappelens Realbøker 1965. 204 s. Kr. 12.80.

Gruppeteorien er i dag iferd med en rask utvidelse av sin plass i fysikk og teknikk og med å finne nye anvendelsesområder som for eksempel ved økonomiske beregninger.

Adlers bok gir en innføring i og en forklaring av de nye begrepene som dukker opp i denne forbindelse: grupper, ringer, topologi, isomorfi, matriser, representasjoner m. fl.

Bokens røde tråd er den stadige utvidelse av tallsystemet fra steinaldermannens telletall til det syttende århundres fullstendiggjørelse og avslutning av tallsystemet med de komplekse tall. Men det hele er behandlet ut fra et moderne synspunkt som karakteriserer og behandler de elementene, «tallene», som matematikken opererer med, ikke etter hva de er, men etter hvordan de oppfører seg.

Framstillingen er så enkel og bygger på så få forkunnskaper som vel mulig (en bør nok helst vite hva en likning er) uten at det skal gå ut over det matematisk riktige og forsvarlige. Men en viss vilje til konsentrasjon må nok være tilstede skal en få noe vesentlig utbytte av boken. Litt mer dramatikk i selve framstillingen og noe om hva en kan bruke dette nye til, ville gjort boken mer interessant.

Den vil være av interesse for matematikkinteresserte gymnasiaster, og også lærere som vil gjøre et anbefalelsesverdig forsøk på å smugle inn noe nyere og videre synsmåter i algebraen i den høyere skole, vil finne mye nyttig her.

Finn Bakke

Philip M. Morse: Thermal Physics. W. A. Benjamin, Inc., 1964. 455 s.

Termisk Fysikk er en felles betegnelse for de tre disipliner termodynamikk, kinetisk teori og statistisk mekanikk. Boken er da også delt i tre hoveddeler som behandler disse tre emner i den nevnte rekkefølge.

Forfatteren er professor i fysikk ved Massa-

chusetts Institute of Technology og er en av U. S. A.'s mest kjente fysikere. Hans hensikt med boken er å gi leseren et solid grunnlag for videregående studier innen følgende områder av moderne statistisk fysikk: Lavtemperatur fysikk, den faste tilstands fysikk og plasmafysikk. Blant de eksempler som diskuteres i boken finner en derfor slike emner som egenskapene hos flytende helium, supraledende og paramagnetiske substanser.

Forfatteren ønsker å vise at termodynamikk er noe mer enn det å studere relasjoner mellom trykk, volum og temperatur. Derfor gir han en ganske detaljert behandling av de termomagnetiske egenskaper hos materialer som tilfredstiller Curie's lov. Dette emne tas opp igjen flere ganger ut fra forskjellige synsvinkler.

Boken inneholder også et eget kapitel om anvendelse av termodynamikk på kjemiske reaksjoner.

Til slutt i boken finnes en samling oppgaver som på en fortreffelig måte kaster lys over teoriens fundamentale begreper.

Forutsetningen for å kunne lese boken med utbytte er elementært kjennskap til analyse, klassisk mekanikk og kvantemekanikk.

Fremstillingen i boken er meget god, de grunnleggende begreper har fått en klar presentasjon. Boken eller deler av den vil passe meget godt som grunnlag for undervisningen på hovedfagsnivå ved våre universiteter og høyskoler. Den anbefales herved på det beste.

S. Skavlem.

K. S. Davis og J. A. Day: Vann. Vitenskapens speil. Oversatt av Hedvig Wergeland. Cappelens Realbøker 1965. 175 sider, pris kr. 12,80.

Det tas i denne boken sikte på å gi en forståelse av vannets meget betydningsfulle rolle i naturen, en rolle som dels skyldes at vann på grunn av sin utbredelse er et meget alminnelig stoff, dels at vann fra et fysikalsk synspunkt på grunn av en rekke særegenheter er et meget uvanlig stoff. I de første kapitler skildres, i korte trekk, utviklingen av kjemien fra Thales omkring år 600 f. Kr. til de store kjemikere og fysikere i det 18. århundre, med oppdagelsen av vann som kjemisk forbindelse. Videre gis, på en meget anskuelig og lettfattelig måte, en oversikt over fysiske årsaker til vannets uvanlige egenskaper, som dets utvidelse ved frysning, høy smeltevarme, spesifikke varme og fordampningsvarme, høye overflatespenning og høye dielektrisitetskonstant. Denne del er etter anmelderens mening den beste og mest verdifulle del av boken, etter som den gir grunnlaget for forståelsen av det som følger i bokens siste halvpart. Her gis et utsyn over vannets rolle i naturen, først om egenskapene av tungt vann og betydinngen av det i forbindelse med kjernereaksjoner, så skisseres meget kort noen teorier for universets utvikling, jordens geologiske historie, videre hvordan liv kunne tenkes å ha oppstått og utviklet seg i vann og hvilken betydning vannet har for planter og levende vev. Boken avsluttes med noen betraktninger over vannforsyningsproblemer.

Fremstillingen i boken er meget god, den er enkel uten å være ukorrekt. Den del som omhandler de kosmologiske teorier synes allikevel å være for kortfattet og ufullstendig til at leseren kan ha særlig utbytte av lesningen, og forfatterne beveger seg vel her nokså langt ut i periferien av hva som skulle være bokens hovedemne, slik at vannets rolle tildels kommer noe i bakgrunnen. Men boken er meget leseverdig, den forutsetter ikke meget forhåndskunnskaper og skulle være av interesse for en meget vid lesekrets.

Oversettelsen har anmelderen ingen ting å utsette på.

Harald Sørum.

Jon Mathews og R. L. Walker: Mathematical Methods of Physics. W. A. Benjamin, Inc. 1964. 475 s.

Dette er, som forfatterne sier i forordet, en bok om matematikk for fysikere. Boken dekker de fleste standardemner som teoretiske fysikere i våre dager bør ha kjennskap til. Den er i høy grad beregnet på selvstudium, idet fullt utarbeidede og meget instruktive eksempler inngår som en integrerende del av teksten. Ved slutten av hvert kapitel finnes en samling oppgaver som kan tjene til ytterligere utdypelse av stoffet.

Boken inneholder 16 kapitler som hvert er viet et bestemt emne. Den begynner med et kapitel om ordinære differensialligninger og avslutter med en innføring i teorien for grupper og grupperepresentasjoner. Blandt de øvrige emner kan det være verdt å nevne integralligninger, dispersjonsrelasjoner og en diskusjon av sammenhengen mellom disse to emner. Videre kapitlet om statistikk og statistisk behandling av eksperimentelle data. Numeriske metoder er også behandlet i et eget kapitel.

Fremstillingen i boken er meget klar. Forfatterne, som begge er professorer i fysikk ved California Institute of Technology, har hatt rik pedagogisk erfaring å bygge på.

De nødvendige forutsetninger for å kunne lese boken er ikke særlig store. Man kan kort si det slik at den vil passe meget godt for studenter som har tatt første avdeling i fysikk og matematikk ved våre universiteter.

Boken anbefales herved på det beste.

S. Skavlem

Kapustin, A. P.: The effects of Ultrasound on the Kinetics of Crystallization. (Autorisert oversettelse av russiske utgave av 1962) Consultants Bureau, New York, 1963, 65 s. 67 ill. $ 12.50.

Denne boken gir, i meget kortfattet form, en oversikt over eksperimentelle undersøkelser på et nytt felt med interessante og mangesidige perspektiver. Hovedavsnittene i boken er: Metoder og apparatur for undersøkelse av krystallisasjon og oppløsning i ultrasoniske felter. Kort oversikt over arbeider om innflytelsen av ultrasonisk energi på rekrystallisasjon og oppløsing. Krystallisasjonsprosesser hos organiske forbindelser. Effektene av forskjellige agenser på kimdannelse i et ultrasonisk felt. Vekst og oppløsing av en-krystaller.

De omhandlete undersøkelser er utallige og omfatter alle effekter av frekvens- og intensitets-variasjon etc. på en lang rekke forskjellige krystallisasjonsprosesser. Det fremgår at ultralyd kan akselerere kimdannelse og krystallvekst, både hos polykrystalinske stoffer og hos en-krystaller, samtidig som ultralyd i markant grad kan innfluere på de mekaniske og fysikalske egenskaper hos produktene. Ved valg av egnete betingelser kan f. eks. egenskapene hos metaller og legeringer forbedres. Man får et sterkt inntrykk av at dette er et felt som kan få stor praktisk betydning, selv om det enda er så nytt og lite utforsket at direkte tekniske anvendelser hittil ikke er gjort i noen større utstrekning.

Boken vil være av spesiell interesse for dem som arbeider på dette eller tilgrensende områder og ellers i forbindelse med materialfysikk, fremstilling av en-krystaller m. m. Boken er som nevnt kortfattet, men med sine omfattende henvisninger til originalarbeider gir den en meget god oversikt over og en nøkkel til litteraturen på området. Fremstillingen er enkel og klar og boken har et stort antall utmerkete illustrasjoner.

Harald Sørum.

David H. Frisch and Alan M. Thorndike: Elementary Particles. Forl. Van Nostrand, Momentum Book, 153 sider.

Etter å ha lest de første linjer i boka, der forfatterne antyder størrelsesorden av de såkalte elementærpartiklene, kom undertegnede til å tenke på den lærer som for å illustrere atomenes størrelse uttalte at atomene er som små kuler bare enda mindre. Forfatterne av denne boka faller nok av og til for fristelsen til innføre de «meget små» kuler. Men det skal også sies til deres ros at eksemplene av denne art virkelig gir leserne en viss forståelse av de fenomener og teorier som skal illustreres.

Boka spenner over et stort område fra de tradisjonelle beretninger om oppdagelser av nye partikler til de mer teoretiske emner. Metoder og aktuell apparatur til registrering av partikler blir meget greit omtalt i boka. Fysiske egenskaper som måling av masse, ladning, spinn, elektrisk og magnetisk moment for elementærpartiklene blir fremstilt på en lettfattelig måte. Gode figurer og diagrammer gir et verdifult suplement til teksten for øvrig. Studiet av krefter mellom nukleonene blir viet relativt stor oppmerksomhet. Forfatterne har heller ikke utelatt et avsnitt om konserveringsteoremer og invariansprinsipper som er så nødvendige for studiet av elementær-partiklene.

Det er alltid vanskelig å gi begreper som charge-conjugation og paritet «kjøtt og blod» uten bruk av matematiske symboler. Dette gjelder også invarians under slike transformasjoner og hva dette forteller om kjernekreftene. Det må sies at forfatterne har hatt en heldig hånd med fremstillingen av disse emner.

De viktigste teorier for sterke og svake vekselvirkninger og det velkjente skjema av Gell-Mann – Nishijima for elementær-partikler og resonanser mellom disse blir også tilbørlig beskrevet.

Boka må sies å representere et verdifult bidrag til den forholdsvis beskjedne mengde bøker om elementærpartiklene som finnes idag. Forfatterne henvender seg til lesere uten særlige forkunskaper i atom- og kjernefysikk, og lesere med realartium skal kunne lese boka med utbytte.

A. Halsteinslid.

C. E. Swartz: The Fundamental Particles, Addison-Wesley, Reading 1965 152 s. Pris: kr. 27.— hft.

Dette er utmerket populærvitenskap, spesielt beregnet på en forsømt kategori av det vitebegjærlige publikum: Fysikkstudenten på begynnerstadiet. Hvert år strømmer entusiastiske begynnere fylt av begeistrede uklarheter om Einstein, raketter og protonsynkrotroner til universiteter og høgskoler. Hvert år utsettes nye kull for vår høyeste undervisnings laveste trinn, og med usvikelig presisjon druknes begeistringen i kalorimetret under måling av varmens mekaniske ekvivalent.

Boka som her anmeldes representerer *ett* svar på denne alvorlige pedagogiske utfordring. Den gir en utmerket fenomenologisk oversikt over høyenergifysikken, vederheftig så langt en ikke-ekspert kan bedømme. En viss fortrolighet med elementær fysikk forutsettes, og på denne bakgrunn diskuteter forfatteren de frie vekselvirkninger, konserveringslovene og de forskjellige elementærpartiklers egenskaper. Særlig vekt er lagt på klarlegging av begreper som er ukjente i klassisk fysikk, og instruktive overslagsregninger finnes i rikt monn. En kortfattet oversikt over akselleratortyper og deteksjonsmetoder er også med. Illustrasjonene i boka er av beste merke, og en serie fotografier av karakteristiske «events» i forskjellige kammer fortjener inngående studium.

Det viktigste: Boka er fengslende skrevet og burde egne seg utmerket til å skjerpe apetitten på høyenergifysikk blant studenter med et års fysikkstudium eller så på baken. Mange spørsmål vil nok forbli ubesvarte, så kjære høyenergiprofeter: Gakk hen og kolokvéer boka for den hungrende almue. At teksten allerede er foreldet når det gjelder decay av nøytrale K-mesoner vil bare være et pedagogisk pluss med et slikt opplegg.

Eivind Hiis Hauge.

A/S Per Kure

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Professor dr. Sverre Westin

Styre: Professor dr. Njål Hole
Direktør O. Chr. Böckman
Professor dr. Aadne Ore
Professor dr. Harald Trefall

Selskapets sekretær: Ingerid Woldhaug,
Fysisk Institutt, N. T. H.,
Trondheim

Postgirokonto: 88388 **Bankgirokonto:** 236880 - 285

Fra Fysikkens Verden

Redaktør: Professor dr. Haakon Olsen, N. T. H.

Redaksjonskomite: Rektor Finn Berntsen, Sverresborg skole, Trondheim.
Universitetslektor Wilhelm Løchstøer Universitetet, Blindern.
Dr. philos. Tormod Riste, Institutt for Atomenergi, Kjeller.
Professor Steingrim Skavlem, Universitetet i Bergen.
Dr. techn. Helge Øverås, CERN, Genéve.

Problemspalten: Siv.ing. Richard R. Solem, N. T. H.

Teknisk medarbeider: Laboratorieing. Halvard Torgersen, N. T. H.

Annonser: Laboratorieing. Halvard Torgersen, N. T. H.

Fra Fysikkens Verden utkommer kvartalsvis. Abonnement kan tegnes gjennom postverket eller direkte fra ekspedisjonen. Årsabonnement kr. 15,—. Årsabonnement for studenter og skoleelever kr. 10,—.

Ekspedisjonens adresse: Fra Fysikkens Verden,
Fysisk Institutt, N. T. H. Trondheim.

Postgirokonto: 10472 **Bankgirokonto:** 236545-285

GYMNASIASTER OG STUDENTER!

Dere kan få

Fra Fysikkens Verden

til redusert pris: kr. 10,— pr. år.

Abonnement kan tegnes enten ved postverket

eller ved direkte henvendelse, se adressen ovenfor.

Aktietrykkeriet i Trondhjem