Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Fysikk og kreftforskning 49

Aberrasjon og relativitetsteori 55

Anvendelser av mangelegeme-teori i faste stoffers fysikk 58

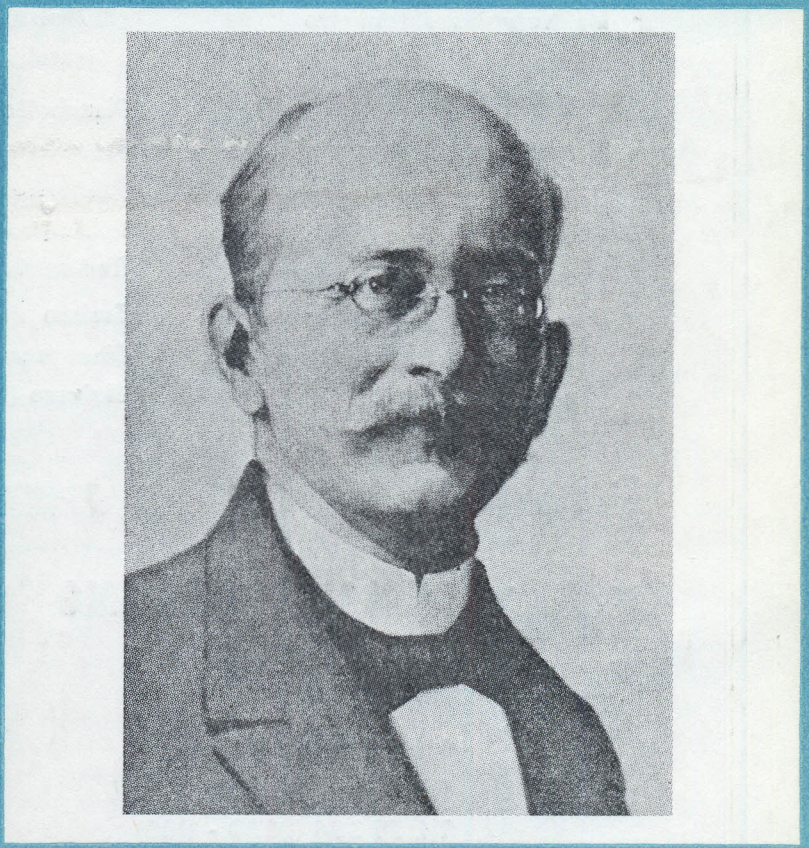
Kristian Birkeland 1867–1917 65

Om Dopplereffekten i den spesielle relativitetsteorien 68

Nye medlemmer i Norsk Fysisk Selskap 70

Brev fra leserne 71

Bøker 71



Professor Kristian Birkeland

Nr. 3 - 1967
29. årgang

. . . interessert i:

Anticoincidencesystemer
Computer (Bord-modell)
Dataloggere
Digitalvoltmetre
Elektrometre
Enkanals-analysator
Elektromagneter for forskning
Elektronspinspektrometre
Håndmåleinstrumenter for radioaktivitet

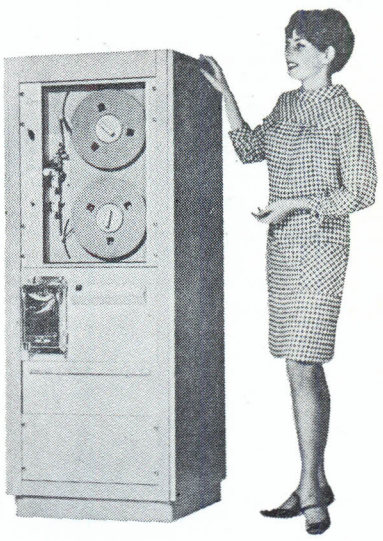
Høyvakuum-utstyr

Elektronmikroskop for metallurgi og fysikk
Incremental Tape Recorders
Komponenter (Høyohmsmotstander og høyspenningsregulerende rør)
Lasere, Ar, He-Ne og Co_2
Laserkomponenter
Magnet Power Supplies
Mangekanalsanalysatorer
Mössbauerspektrometre
NMR - utstyr
Oscilloscoper
pH Metre, digitale og for spesifikk ionmålinger
Planchetteller (Low Beta)
Prøveveksler
Pulsforsterkere
Pulshøydeanalysatorer
Radioaktivitetskontroll
Scalere
Sinusgeneratorer
Skrivere (laboratorie-)

vi har det:

RØDLAND & RELLSMO
P.B. 5617 Oslo 2
Tlf. 44 77 50

VESTLANDET:
P.B. 226 – BERGEN
Tlf. 79 384 (0830 - 1100)



SALG – SERVICE

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 3 - 1967

Redaktør: HAAKON OLSEN

29. årgang

Fysikk og kreftforskning

Thormod Henriksen

Kreft er idag en av de viktigste dødsårsaker i Norge, og en utforskning av kreftsykdommenes årsak, natur, og helbredelse bør derfor stå langt fremme på en liste av nære forskningsprosjekter. Kreftforskning er for tiden et rikt arbeidsfelt som inkluderer folk fra en rekke forskjellige vitenskapelige disipliner fra klinisk medisin til teoretisk fysikk. En rekke problemer innenfor kreftforskningen er av en slik natur at folk med bakgrunn i fysikk kan være med og yte verdifulle bidrag. Det er i denne forbindelse nok å peke på den rolle en fysiker spiller i feltet stråling, heri inkludert strålekilder, dosimetri, og ikke minst når det gjelder utforskning av ioniserende strålers virkning på biologiske systemer. Denne gren av kreftforskningen har sitt naturlige utspring i det faktum at røntgen, gamma og partikkelstråling har vært, og er fortsatt, et av de viktigste terapeutiske midler vi har.

Det er også en rekke andre områder innenfor kreftforskningen hvor en biofysiker kan delta. Vi skal ta for oss et felt som carcinogenese og se på dette med en fysikers øyne, og forsøke å anvende noe av det verktøy som han har til sin disposisjon.

Allerede så tidlig som i 1775 oppdaget engelskmannen Percival Pott kreft hos skorstensfeiere som han tilla deres stadige omgang med sot. I løpet av de siste 75 år har en oppdaget en rekke typer av kreft som en mener å kunne tillegge et bestemt arbeid, gjerne innen fargeindustrien eller arbeid med foredling av kull og tjære. Den første eksperimentelt induserte kreft fikk man i 1915 av japanerne Yamagiwa og Ichikawa som fremkalte kreft i øre på kaniner som ble malt med tjære. Idag kjenner vi en rekke forskjellige kjemiske stoffer som frembringer kreft hos forsøksdyr. Vi har videre en rekke sannsynlige kreftfrembringende stoffer som, for eksempel, sigarettrøk, ioniserende stråling etc. Vi skal i det følgende ta for oss en liten del av det veldige problemkompleks som går under fellesnavnet carcinogenese og stort sett begrense vår diskusjon til følgende punkter:

1) Kan man ut fra de kreftfremkallende stoffers elektronstruktur si noe om deres virkemåte og om de reaksjoner de måtte ta del i når de trenger inn i en levende celle?
2) En diskusjon av den eller de primære prosesser som starter utviklingen av en kreftsvulst.
3) Betydningen av frie radikaler og deres eventuelle medvirkning i de primære prosesser.

De carcinogene stoffers elektronstruktur.

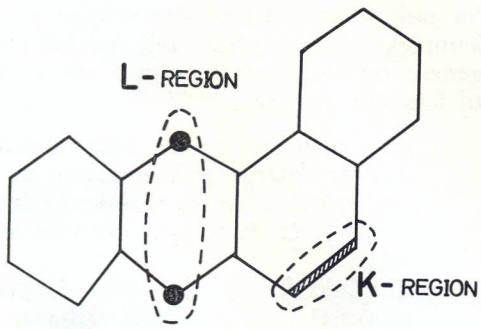
Fysikere og teoretisk kjemikere har gjennom de siste 25 år gjort en rekke forsøk på å klarlegge de carcinogene stoffers virkemåte ut fra deres elektron-konfigurasjon. Det man da er på jakt etter er å finne frem til om det er noe som er spesifikt for de stoffer som fører til kreft. Dette arbeid begynte med Schmidt og Swartholm's studier omkring 1940 og er fortsatt og utviklet av den franske skole med ekte-

---

Foredrag holdt på Norsk Fysisk Selskaps møte på Fana Folkehøgskule, Bergen, 8–10. juni 1967.

Dr. Thormod Henriksen er stipendiat ved Landsforeningen mot kreft, Norsk Hydros Institutt for Kreftforskning, Radiumhospitalet, Montebello.

paret Pullman i spissen. For å gi en nærmere beskrivelse av denne form for kreftforskning skal vi illustrere det med et eksempel. I Fig. 1 er vist det store organiske molekyl benzanthracene. Dette er et svakt kreftfremkallende stoff som tilhører den gruppe av carcinogene stoffer som kalles de aromatiske kullvannstoffer. Vi griper nå fatt i vår kvantemekanikk og forsøker å tvinge den til å gi svar på problemer når det gjelder struktur og virkemåte av slike organiske molekyler. Det er flere måter å gjøre dette på, men den fremste metode er den såkalte «molecular-orbital method» som fører til tilnærmede løsninger av Schrødinger ligningen. Molekyler av den art som er vist i Fig. 1 har et utstrakt π-elektron system. Hvert π-elektron tillegges en romavhengig bølgefunksjon som etter fjorårets Nobelprisvinner Mulliken kalles en «orbital». For å komme frem til bølgefunksjoner og energitilstander anvender vi den kjente Hückel approksimasjonen. For de aromatiske kullvannstoffer er det to områder som rent elektronmessig skiller seg ut. Det ene, det såkalte «K-region» utmerker seg med at det har stor dobbeltbindingskarakter eller om en vil, stor «bond-order». L-region har stor fri valens.



K-region: B.L.E. + C.L.E. $\lesssim 3.31\beta$

L-region: P.L.E. + C.L.E. $\lesssim 5.66\beta$

$$\beta = \int \varphi_r H \varphi_s \, dv$$

Fig. 1. Benzanthracene er et kullvannstoff med en svak carcinogen karakter. Ved hjelp av «molecular-orbital metoden» og Hückel approksimasjonen kan en beregne en del såkalte elektronindeks som sier noe om molekylets struktur og virkemåte. Vi har her benyttet 3 ulike parametre. C.L.E. er carbon localization energy, B.L.E. er bond localization energy og P.L.E. er para localization energy. β er det velkjente resonansintegralet.

Det er vanlig i dette felt av anvendt kvantemekanikk å benytte en rekke parametre til å beskrive elektronstrukturen hos de organiske molekyler. Ideen er at disse såkalte elektron indeks skal si noe om stoffenes virkemåte og natur. For de carcinogene stoffer benytter en seg av tre ulike parametre. Det er for det første «carbon localization energy» (som i Fig. 1 er forkortet C.L.E.). Dette er en størrelse som angir den energi som skal til for å polarisere molekylet slik at et par av dets π-elektroner lokaliseres på et bestemt kullstoff atom. På samme måte har vi to andre parametre, nemlig «bond localization energy» (B.L.E.) som angir den energi som skal til for å lokalisere et par π-elektroner til et bestemt bond, og endelig «para-localization energy» (P.L.E.) som er den energi som skal til for å lokalisere to π-elektroner i parastilling til hverandre.

Ved hjelp av store elektroniske regnemaskiner har man gått løs på en rekke kjemiske stoffer og virkelig funnet et system i det hele. Det viser seg at de stoffer som gir kreft rent elektronmessig skiller seg ut. Dette vil si at en kan plukke ut de carcinogene stoffer når elektronkonfigurasjonen er kjent. Betingelsen for at organiske kullvannstoffer skal være carcinogene er at det eksisterer et aktivt K-region hvor summen av bond localization energy og carbon localization energy er mindre enn 3,31 β (se Fig. 1). β er det velkjente resonansintegral og har en energi av størrelsesorden ca. 1 eV. Hvis det eksisterer et L-region så er kravet at summen av para localization energy og carbon localization energy er større enn 5.66 β.

En teoretiker vil med dette som grunnlag kunne slå fast at acener, hvor benzen ringene danner lange rekker, aldri kan være carcinogene på grunn av for stor reaktivitet i L-region. Betingelsen er derfor at en må bygge molekylene ut lateralt.

Det er naturlig å spørre hva denne store innsats av kvantekjemi og elektronisk databehandling har ført til. Foreløbig har dette ført til den suksess at en fra skrivebordsarbeider kan finne frem til kjemiske stoffer som har en høy grad av carcinogen karakter. Samtidig har vi for enkelte grupper av de carcinogene stoffer funnet frem til hva som særpreger dem. Det neste skritt må derfor være å knytte dette særpreg sammen med de reaksjoner som foregår når de carcinogene stoffer trenger inn i organismen.

De carcinogene stoffers virkemåte.

Når de carcinogene stoffer trenger inn i en organisme vil de sette igang de prosesser som fører til tumordannelse. Det ville være naturlig å tro at de aromatiske kullvannstoffer reagerte med livsviktige bestanddeler i cellene gjennom sitt K-region. Det problemkompleks vi må diskutere er hvilke enheter i organismen som de carcinogene stoffer vekselvirker med, og hvilke forandringer i cellene som starter en cancer. Vi kan diskutere dette ut fra minst tre ulike hypoteser;

1) De carcinogene stoffer forandrer normale celler til kreftceller ved å reagere med bestemte enheter innenfor cellen. Det vi da i første rekke tenker på er proteiner og nukleinsyrer.
2) De carcinogene stoffer kan velge ut allerede eksisterende kolonier av kreftceller og således virke som en promotor.
3) De carcinogene stoffer kan aktivere et latent virus.

I det følgende skal vi kun diskutere den første mulighet som ansees for å være den mest sannsynlige. Spørsmålet begrenser seg da til hvilke molekyler i cellene som vekselvirker med de carcinogene stoffer. Er det proteiner eller er det nukleinsyrer, og hvordan skjer reaksjonen? Den enkleste forklaring ville være en reaksjon med nukleinsyrene som jo danner selve det genetiske apparat i cellene. Teoretisk kan en si at det er godtatt at kreft fører til forandringer i det genetiske apparat, fordi hvis en celle først har blitt en kreftcelle arves denne egenskap av dattercellene. Imidlertid mangler vi eksperimentelle bevis på mutagenitet hos de carcinogene stoffer.

Rent eksperimentelt er vi provosert til å finne om det er noen binding eller reaksjon mellom de carcinogene stoffer og nukleinsyrene. Det har vært fremsatt den mulighet at de carcinogene stoffer, som stort sett er plane organiske molekyler, kan skytes inn mellom baseparene i nukleinsyrene som pannekaker og derved forandre selve nukleinsyremolekylene. For en fysiker er det videre av stor interesse å nevne at de carcinogene stoffer som regel er sterkt fluoriserende. Det har derfor vært startet eksperimenter for å se etter i hvilke cellebestanddeler en kan finne fluorescens når levende celler får tilført carcinogene stoffer. Resultatet er at en ser lite fluorescens fra cellekjernen hvor det genetiske apparat er samlet. Den største mengde fluorescens finner man i de cellebestanddeler som går under navnet mitochondriene. Ved hjelp av isotopteknikk, stort sett C^{14} og H^3, har en kunnet vise at det er en del binding mellom de carcinogene stoffer og nukleinsyrene. Imidlertid er denne binding ikke spesifikk for de carcinogene stoffer.

Slik situasjonen er idag så har en ikke noen særlige holdepunkter for at startmekanismen for en kreft beror på en direkte vekselvirkning mellom det carcinogene stoff og nukleinsyrene. Vår kunnskap peker tvert imot i retning av en vekselvirkning med eggehvittestoffene eller proteinene. Isotopteknikk viser at carcinogene stoffer bindes til bestemte proteiner i cellene. Denne binding er stort sett av kovalent natur og en betydelig del bindes direkte til den tidligere omtalte K-region. Bindingen kan bestemmes kvantitativt og en har funnet en god korrelasjon mellom den mengde carcinogen som bindes og carcinogen aktivitet. En har også funnet at aminoazo fargestoffene og acetylamino fluorene, som induserer kreft i rottelever, bindes til proteiner. Ved hjelp av elektroforese fant man at disse proteiner stort sett ble samlet i ett bestemt område og de går i dag under betegnelsen h-proteiner.

En annen interessant observasjon er at disse proteiner synes å mangle fra de kreftsvulster som de induserer. Dette støtter da den teori som amerikanerne Miller og Miller kalte «deletion theory». Ifølge denne teori vil kjemisk binding av et carcinogen til visse proteiner føre til at etter noen celledelinger vil disse proteiner mangle i cellene. Hvis disse proteiner samtidig er enzymer som kontrollerer celleveksten vil vi få en cancer.

Det er en livlig aktivitet og diskusjon som foregår når det gjelder hvilke molekyler i cellene som de kreftfrembringende stoffer reagerer med. Det er også en livlig diskusjon når det gjelder den reaksjonsmekanisme som starter det hele. Er det for eksempel nødvendig at vi har en kovalent binding eller vil en mer løs binding ved London krefter og hydrofobiske bindinger være tilstrekkelig? Kan det tenkes at selve startmekanismen er en én elektron transport slik at vi initialt har et forbigående fritt radikal? I denne forbindelse kan vi trekke frem den hypotese som den engelske fysikeren Mason foreslo for en tid tilbake. Han antok at et elektron ble overført fra det høyest fylte bånd i et protein til et tomt nivå i det kreftfrembringende stoff. En slik mekanisme ville kreve en god overensstemmelse mellom de energinivåer som deltar. Med andre ord eksiteringsenergien i det carcinogene stoff må være

lik energiforskjellen mellom første og annet valensbånd i proteinet. Det har vært fremsatt en rekke antagelser om elektronledning langs proteinenes hydrogen bindinger. I Evans og Gergely's første beregninger, hvor de benyttet en lineær kombinasjon av «atomic orbitals» fant de et energigap mellom første og annet valensbånd på ca. 3 eV som passer bra med en rekke eksperimentelle observasjoner over proteinenes halvlederegenskaper. Der må her tilføyes at Evans og Gergely benyttet en lite kjent verdi for utvekslingsintegralet over hydrogenbindingene, og at de ikke tok hensyn til oksygenatomets «lone-pair» elektroner. Senere har Pullman og medarbeidere ved mer raffinerte metoder funnet et større energigap. I Masons arbeider ble det anvendt en energiforskjell på 3.2 eV. Av en gruppe på 40 forskjellige kullvannstoffer var 5 carcinogene stoffer tatt med. Det viste seg at samtlige carcinogene stoffer passet inn i det beregnede energiområde, mens de ikke-kreftfremkallende stoffer falt utenfor.

Frie radikaler og kreft.

Hvis den tidligere nevnte startmekanisme som Mason har forslått er riktig, så vil det bety at vi har et fritt radikal i mellomstilling. I denne forbindelse kan det nevnes at det har vært en viss diskusjon om frie radikaler i seg selv har noen betydning for dannelsen av kreft. De ting som kan peke i en slik retning er for det første sigarettrøk som vi vet inneholder en masse frie radikaler. I noen eksperimenter der sigarettrøk ble ført direkte ned i lungene på kaniner fant man at det var indusert en betydelig mengde frie radikaler i lungene. Varm røk inneholder mer radikaler enn kald, med andre ord sigarettrøk mer enn piperøk. For det andre har vi ioniserende stråling som vi vet induserer radikaler i cellene, og som også kan føre til kreft. Det viser seg videre at en rekke plastikkstoffer, som ofte inneholder frie radikaler, kan gi opphav til kreftsvulster.

Det som her er nevnt er mer eller mindre løse hypoteser, men de har ført til at vi nå studerer nærmere de frie radikalers medvirkning i kreftproblemet. Vi studerer derfor frie radikaler i friskt vev, i kreftvev og i vev fra dyr som i kosten tilføres carcinogene stoffer. Den metode som benyttes i disse studier er elektron spinn resonans (ESR) spektroskopi. ESR teknikken baserer seg jo på at frie radikaler er enheter som har et ukompensert elektronspinn, og dermed et magnetisk moment $\mu = g\beta s$. Her er s elektronets spinnkvantetall, β er Bohr's magneton og g er den spektroskopiske spaltningsfaktor. I et magnetfelt får vi oppspaltning i forskjellige energinivåer svarende til elektronspinn $\pm$ 1/2. Energiforskjellen er avhengig av magnetfeltets størrelse. Overgang mellom energinivåene induseres ved hjelp av elektromagnetisk stråling. Siden besetningen av de to energinivåer følger en Boltzmann fordeling, vil det samlede resultat være en absorpsjon av elektronmagnetisk stråling. De fleste ESR spektrometre benytter seg av 3 cm mikrobølger med det dertil hørende magnetfelt. Ved hjelp av denne metode kan en stort sett studere radikaltype, radikalkonsentrasjon, og de reaksjoner radikalene tar del i.

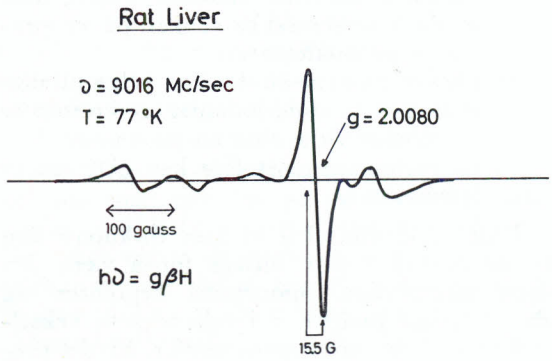


Fig. 2. ESR spektret fra normalt rottelevervev. Den deriverte av absorpsjonskurven er gitt som en funksjon av magnetfeltet. Spektret er registrert ved flytende nitrogens temperatur (77°K). Den spektroskopiske spaltningsfaktor (g) er bestemt ved en samtidig måling av mikrobølgefrekvensen og magnetfeltet. Magnetfeltmålingene er utført med et proton resonans feltmeter.

Hvis denne teknikk anvendes på levende vev, finner vi at det er radikaler tilstede. Som et eksempel er i Fig. 2 vist det signal en observerer i vev fra en normal rottelever. Rottelevervev er tatt ut og frosset ned til 77°K. Absorpsjon av mikrobølger registreres som en funksjon av magnetfeltet. For å oppnå stor følsomhet benytter en seg gjerne av vekselstrømsteknikk. Magnetfeltet er derfor modulert, noe som resulterer i at en registrerer den deriverte av selve absorpsjonskurven. Betingelsen for absorpsjon er da gitt ved ligningen:

$$h\nu = g\beta H$$

Som vist i Fig. 2 består resonansspektret av en forholdsvis skarp linje med g-verdi på 2.008 og med en bredde på 15–16 gauss. Dette signal skyldes sannsynligvis frie radikaler i organisk vev. Resten av absorpsjonssignalet er spredd

ut over langt større område av magnetfeltet, noe som tyder på at det kan stamme fra tilfeldige metallioner.

Den relativt smale absorpsjonslinje med g-verdi på 2.008 finner man i alt levende vev. Mengden av de frie radikaler som gir dette normale signal varierer noe med vevstypen, og også med fysiologiske og patologiske tilstander. I en normal rottelever har vi funnet at det er ca. 1×10^{16} radikaler per gram. Dette tilsvarer ca. 10^{-8} mol radikaler per gram vev. Siden prøvens størrelse maksimalt er ca. 0.1 g krever kvantitative ESR målinger at en kan bestemme mengder på 10^{-9} mol radikaler med en viss nøyaktighet. Det spektrum som er vist i Fig. 2 er registrert på den måten at vi har sweepet gjennom resonanssignalet en rekke ganger og addert signalet på en mangekanals pulsanalysator. De kvantitative resultater viser at det normale ESR signal er størst i lever og mindre i nyre og hjerte. Signalets størrelse varierer også med alderen av de individ som studeres. I noen interessante eksperimenter med nyfødte rotter fant Commoner og Ternberg at signalet steg raskt de første 3–4 dager etter fødsel for så å stabilisere seg etter et par ukers tid.

I en undersøkelse av intensiteten av det normale ESR signal i mennesker fant man en rekke interessante resultater. Det viste seg for eksempel at lever fra pasienter som hadde gulsott hvor det var blokkasje av gallegangene gav et langt større ESR signal enn normal lever eller lever fra gulsottpasienter der det ikke var en tilsvarende blokkasje. Dette kan en da kanskje benytte klinisk til å plukke ut de tilfeller av gulsott som trenger kirurgisk behandling.

Det har vært publisert et par arbeider som viser at det normale ESR signal er betydelig redusert i kreftvev sammenlignet med normalt vev fra samme organ. I et forsøk vi nylig utførte ved Radiumhospitalet hadde vi foret rotter med det carcinogene stoff acetylaminoflourene i ca. 4 måneder. Det var da oppstått betydelige forandringer av leveren og den inneholdt nå små kreftsvulster. Det viste seg at det signal en fant fra disse kreftsvulster var ca. 5 ganger mindre enn det signal en fant fra det omgivende levervev. En slik observasjon kan ha interesse med hensyn til de teorier som eksisterer for kreftdannelse. En reduksjon av det normale ESR signal fra kreftceller kan støtte den tidligere nevnte «deletion» teori som hevder at de proteiner som de carcinogene stoffer vekselvirker med, og bindes til, etterhvert forsvinner fra cellene.

Slike ESR undersøkelser som er antydet her viser at det eksisterer paramagnetiske enheter i alle levende celler. Vi mener at resonanslinjen med g-verdi på 2.008 og med bredde ca. 15 gauss skyldes organiske frie rakikaler. Det neste skritt består da i å utforske årsaken og opprinnelsen til disse ESR signaler. Vi er i første rekke interessert i å vite om ESR signalet er knyttet til noen bestemte deler av cellen. En

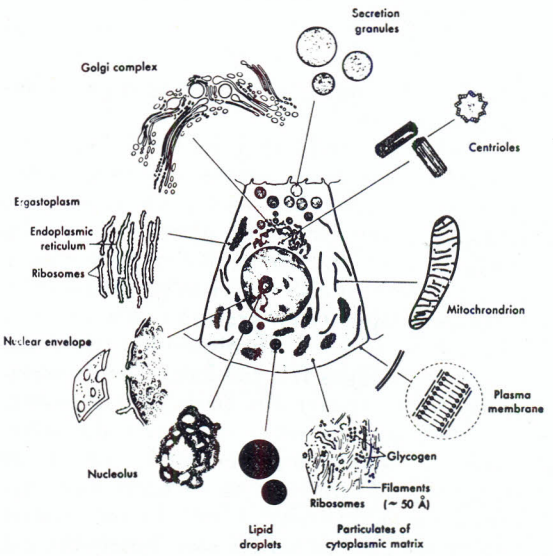


Fig. 3. Den strukturelle organisasjon av en normal celle. (Tatt fra: A Textbook og Histology by William Bloom and Don W. Fawcett, W. B. Saunders Co., Philadelphia, 1962).

normal celle består som vist i Fig. 3 av en rekke forskjellige bestanddeler. En har idag metoder til å isolere forskjellige cellebestanddeler og en kan lett vise at det normale ESR signal stort sett er bundet til mitochondriene i cellene. Dette er en interessant observasjon siden fluorescens-studier viser at også de carcinogene stoffer stort sett bindes til mitochondriene. Cellens mitochondrier er nærmest å betrakte som kraftstasjoner i cellen, hvor næringsstoffer oksyderes og energi lagres som adenosine-triphosphate (ATP). Mitochondriene er som vist i Fig. 4 små membranomgitte elementer som finnes rundt om i cytoplasmat. De er vanligvis ellipsoid-formede, omtrent 2–3 μ lange og omtrent 1 μ tykke. Mitochondriene har en kontinuerlig membran som innvendig danner en rekke små rom. Våre studier har foreløbig vist at det normale ESR signal stammer fra disse cellebestanddeler, men vi vet ikke om det er knyttet til den væske som finnes i de små rom i mitochondriene eller om det er

Fig. 4. En skjematisk tegning av mitochondrienes struktur.

knyttet til de enzymer som er festet til selve membranveggen.

Det synes å være klart at det ESR signal som en finner i normale og patologiske celler sannsynligvis har lite eller ingenting med selve startmekanismen for kreft å gjøre. Hvis vi skal få opplysninger om frie radikaler spiller noen rolle for kreftdannelse må vi følge med i selve utviklingsforløpet av en kreft. Vi vil da i beste fall kunne vente å se et forbigående ESR signal som kunne tillegges frie radikaler idet de carcinogene stoffer starter sin kjede av reaksjoner, som i siste instans fører til tumor dannelse. Et slikt forsøksopplegg er nylig utført av Vithayathil, Ternberg og Commoner fra Washington University i St. Louis. Rotter ble fôret med en pillediett som inneholdt det carcinogene stoff smørgult som man vet vil føre til leverkreft. Dyr ble tatt ut med tre til fire dagers mellomrom og leveren målt ved hjelp av ESR teknikk. Resultatet er vist i Fig. 5. Til og begynne med observerte de kun det vanlige ESR signal. Etter ca. 14 dager så man en helt ny resonanslinje som var ca. 20 gauss bred og lokalisert ved en g-verdi på ca. 2.035. Denne linjen vokste og nådde et maksimum etter ca. 3 uker og forsvant så igjen. Det samme signal ble også observert for to andre carcinogene stoffer, mens de derimot ikke fant noe tilsvarende signal for en rekke andre ikke-kreftfremkallende stoffer. Det har foreløbig ikke lykkes dem å tilordne dette ESR signal til noen bestemt cellefraksjon. I et enkeltforsøk utført ved Radiumhospitalet, også med det carcinogene stoff smørgult, har det hittil ikke lykkes å reprodusere de resultater som er gjort i Amerika. Hvis nye eksperimenter viser at det forbigående ESR signal med g-verdi 2.035 har noen sammenheng med selve startmekanismen for kreft og gjøre, så er det i tilfelle det tidligst kjente respons for et kreftfremkallende stoff.

De arbeider og resultater som her er skissert danner bakgrunnen for en del av den aktivitet

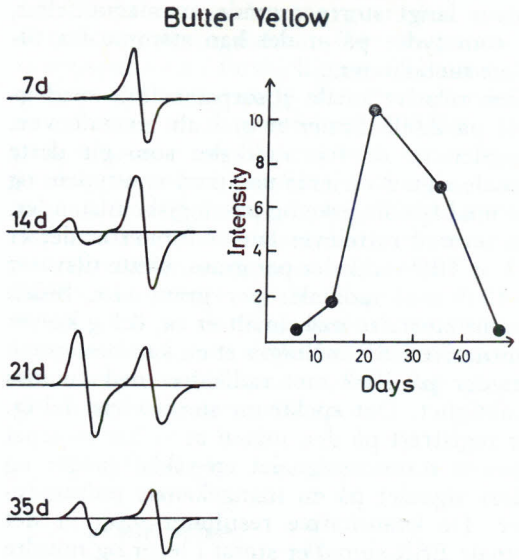


Fig. 5. ESR signalet fra lever til rotter fôret med en diett som inneholder 0,06% para-dimethylamino-azobenzene (smørgult). Intensiteten av det forbigående signal, med g-verdi 2,035, er gitt som en funksjon av tiden etter eksperimentets begynnelse. (Tatt fra Vithayathil, Ternberg and Commoner, Nature, *207*, 1246 (1965).).

som for tiden foregår ved Biofysisk avdeling på Norsk Hydros Institutt for Kreftforskning. Det tør vel fremgå at dette arbeidsfelt krever kunnskaper både innenfor fysikk, kjemi og biologi. Kanskje arbeider vi i blinde, for hva vet vi i virkeligheten mer om kreft selv om dens ESR egenskaper er klarlagt? Dog er det vel små håp om å kunne kontrollere kreft når den først er oppstått, uten å ha en grundig kjennskap til sykdommens natur. Vi vet at det er en rekke måter å danne kreft på, og studier av den art som her er skissert fører forhåpentligvis til øket kunnskapsmengde og muligens til en mer enhetlig teori. Kreft er jo celler som er skadet i sitt kontrollsystem slik at de er uvillige til å adlyde normale stimuli om intercellulær avhengighet og de har sluttet å følge de stringente lover som organismen krever. Hvis vi så kan finne frem til egenskaper hos kreftcellere som som gjør at de avviker i tilstrekkelig grad fra normale celler, så vil vi kunne gjøre oss forhåpninger om at vi en dag skal kunne kontrollere kreft ved hjelp av kjemiske midler. Det er eksperimentelt vist en hel rekke forskjeller mellom normale celler og kreftceller, men foreløbig er de forskjeller en finner så små at kjemoterapi dessverre har hatt begrenset betydning.

Aberrasjon og relativitetsteori

Bjørgulf Refsland

I astromomien forstår man med aberrasjon det fenomen at en stjerne ikke sees på sitt virkelige sted på himmelkula; den tilsynelatende posisjon forskyves fra den virkelige p.g.a. jordens bevegelse. Vanligvis bryr man seg bare om jordens banehastighet når man skal beregne aberrasjonens innflytelse på en observasjon, men ved de aller mest nøyaktige målinger må man også ta hensyn til jordens rotasjon. Man skjelner da gjerne mellom den årlige og den daglige aberrasjon. For en stjerne som befinner seg i ekliptikkens pol, får man for den årlige aberrasjon: tg $\alpha = v/c$.

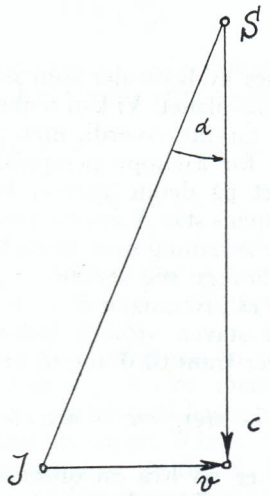


Fig. 1.

J på fig. 1 er jorden og S stjernen, v jordbanehastigheten og c lyshastigheten. Vi skjønner at stjernen i løpet av året tilsynelatende beveger seg i en lukket kurve. Siden hodografen til en Keplerellise er en sirkel og vinkelen α svært liten, kan man uten å gjøre noen stor feil si at kurven er en sirkel. Imidlertid vil ikke stjernens virkelige posisjon være i sirkelens sentrum. Dersom stjerne ikke befinner seg i ekliptikkpolen, er det lett å innse at sirkelen går over til en ellipse som blir mer og mer flattrykt jo nærmere stjernen kommer til ekliptikken.

Cand. real. B. Refsland er lektor ved St. Svithuns skole, Stavanger.

I fysikken er det vanlig å bruke et videre aberrasjonsbegrep. Vi forstår her med aberrasjon den vinkelforskyvning retningen til et legeme «i bevegelse» får for en observatør «i ro» sammenlignet med en observatør som beveger seg med samme hastighet som legemet, og begge observatører er på samme sted under observasjonen. Eller også den vinkelforskyvning retningen til et legeme «i ro» får for en observatør «i bevegelse» sammenlignet med en observatør «i ro», og begge observatører er på samme sted under observasjonen. Vi skal her utlede uttrykk for sammenhengen mellom de retningene de to observatører finner, både etter klassisk fysikk og etter den spesielle relativitetsteori. Det klassiske uttrykk skal vi ikke bruke videre. Det blir bare tatt med for å gi et mer generelt uttrykk enn det ovenstående, slik at man kan se hvordan de to uttrykk skiller seg fra hverandre. Videre skal vi så vise hvordan aberrasjonen, i alle fall delvis, fører til at Lorentzkontraksjonen ikke er «synlig», jfr. bokanmeldelse av Haakon Olsen i FFV nr. 1 for 1967. Den som først gjorde oppmerksom på at Lorentzkontraksjonen ikke er «synlig», var James Terrel (1).

Aberrasjonen kan utledes på flere måter. Einstein har i sitt første arbeid over relativitetsteorien (2) gitt en utledning som bygger på bølgefunksjonen for en plan bølge. Her vil vi bygge på hastighetsaddisjon både ved utledningen etter klassisk fysikk og etter relativitetsteorien. Det har sine fordeler ved den senere diskusjon at man har denne tankegang klart for seg.

La i fig. 2 P være et lysende punkt som beveger seg med hastigheten v parallelt med den negative x-akse.
0 ligger på x-aksen og beveger seg også med hastigheten v langs den negative x-akse. 0' ligger i ro. Når lys som blir sendt ut fra P i den stilling som er tegnet, kommer fram til 0, er 0 kommet til 0'. En observatør i 0, som altså er i ro i forhold til P, ser lyset i retningen θ , mens en observarør i 0' ser P i retningen θ'. Etter klassisk fysikk skulle følgende relasjon være innlysende:

$$(1)\quad \operatorname{tg}\theta' = \frac{c\sin\theta}{c\cos\theta + v} = \frac{\sin\theta}{\cos\theta + v/c}\,.$$

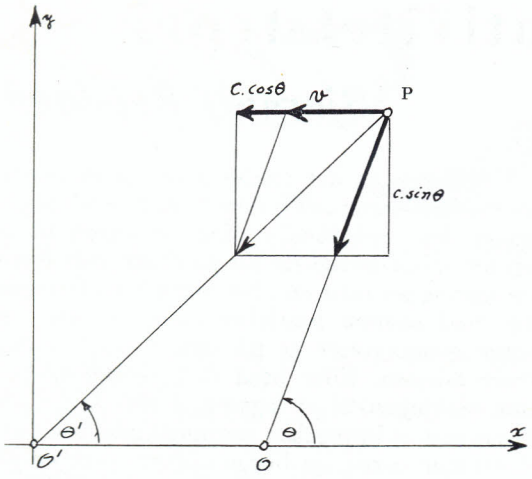


Fig. 2.

Vi har selvfølgelig samme situasjon om vi tenker oss at 0' beveger seg mot høyre med hastigheten v og 0 og P ligger i ro. Situasjonen i fig. 1 svarer til $\theta = \pi/2$, og vi får tg $\theta' = c/v$, som da gir tg $\alpha = v/c$.

Etter relativitetsteorien får vi for hastighetskomponenten i horisontal retning:

$$c_h = \frac{c \cos\theta + v}{1 + c \cdot \cos\theta \cdot v/c^2}.$$

Lyshastigheten er her også for 0' lik c, slik at vi får:

$$\cos\theta' = \frac{c_h}{c} = \frac{\cos\theta + v/c}{1 + \frac{v}{c}\cos\theta}.$$

Av dette uttrykket finner en så lett

$$(2)\quad \operatorname{tg}\theta' = \frac{\sin\theta}{\gamma(\cos\theta + v/c)},$$

$$\text{hvor } \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

En kan også bruke hastighetstransformasjonen i y-aksens retning:

$$c_v = \frac{c \sin\theta}{\gamma(1 + c\cos\theta \cdot v/c^2)}, \text{ herav:}$$

$$\sin\theta' = \frac{\sin\theta}{\gamma\left(1 + \frac{v}{c} \cdot \cos\theta\right)}.$$

Vi ser at forskjellen mellom formel (1) og (2) er faktoren γ i nevneren i det relativistiske uttrykk.

Vi skal nå se på hvilke konsekvenser aberrasjonen har på Lorentzkontraksjonen. Vi vil da ta for oss to staver som sees under en liten synsvinkel. Det vil si at parallelle lysstråler kommer inn på øyet eller et fotografisk objektiv. Situasjonen illustreres på fig. 3:

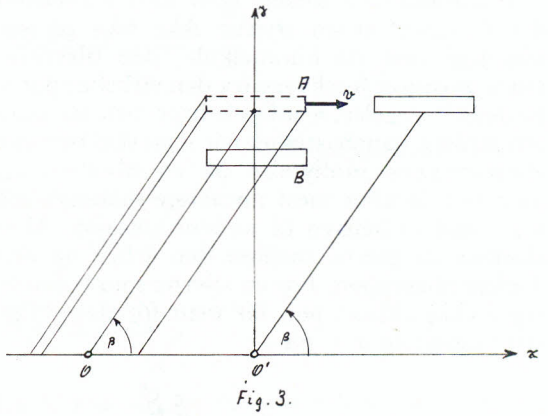


Fig. 3.

Bildet dannes av lysstråler som *samtidig* kommer inn på xz-planet. Vi kan tenke oss at de to stavene har samme y-verdi, men forskjellig z-verdi. Men for å slippe perspektivtegning er figuren laget på denne måten. Her er 0' og stav B i ro, mens stav A sammen med 0 beveger seg i positiv x-retning med hastighet v. For 0' vil stav A bevege seg stykket vt, mens lyset beveger seg ct i retningen $\theta' = \pi/2$. Vinkelen til det sted staven virkelig befinner seg når lyset kommer fram til 0' (og 0) er

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} v/c = \operatorname{arc\,cotg} v/c.$$

Spørsmålet er nå hva en observatør i 0' ser (eller kan fotografere). Begge stavene har hvilelengden l. Stav B sees selvfølgelig i sin fulle lengde, mens lengderetningen av A er forkortet til l/γ. Grunnen til at vi her får Lorentzkontraksjonen er at lys som samtidig når fram til xz-planet, også har forlatt staven samtidig. (Samtidig for observatøren i 0'). Men vi ser også av figuren at lys fra stavens endeflate også når fram til xz-planet på en slik måte at observatøren ser denne endeflate. Det inntrykk han da får, er at staven er dreidd. På fig. 4 ser vi hvordan observatøren i 0' ser at de to stavene ligger i det øyeblikk stav A's midtpunkt passerer y-aksen.

Staven ser altså ut til å være dreidd en vinkel $\pi/2 - \theta$. Det ser vi av følgende ligning:

$$l/\gamma = l\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}} = l \sin\theta = l \cos(\pi/2 - \theta),$$

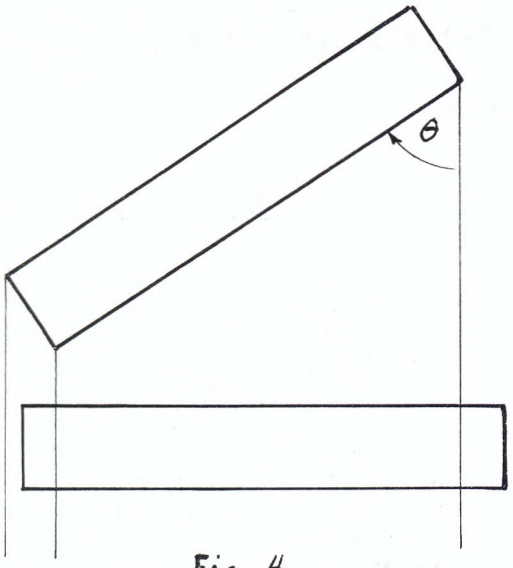


Fig. 4.

hvor θ er den vinkel en observatør i 0 ser stav A under. Vi har nemlig etter formel (2)

$$\operatorname{cotg} \theta' = \frac{\cos \theta - v/c}{\sin \theta} = 0 ,$$

$$\theta = \arccos v/c .$$

Altså ser staven ut til å ha dreidd seg aberrasjonsvinkelen, i det denne var definert som vinkelforskjellen mellom retningene til staven fra de to observatørene.

La oss nå se på situasjonen for en observatør i 0. For ham er stav A i ro, mens stav B beveger seg mot venstre med hastighet v. Vi har allerede funnet retningen θ hvor observatøren i 0 ser de to stavene, se fig. 5. La også her observatøren se (eller fotografere) langs de innfallende lysstråler. Billedplanet p er følgelig normalt på lysstrålenes retning. Stav A har nå samme dreining i forhold til dette plan som i forrige tilfelle.

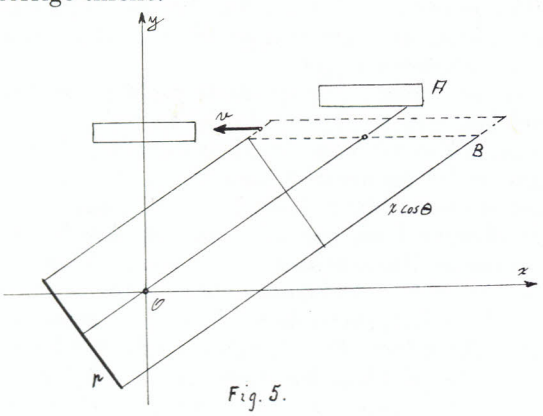


Fig. 5.

Lys fra B blir sendt ut parallelt med y-aksen og får tillegget v mot venstre. Når vi husker på at lyshastigheten i forhold til 0 også er c, får vi igjen $\cos \theta = v/c$. At lyset blir sendt ut parallelt med y-aksen, fører til at endeflatene av staven ikke kan sees. Stav B får en lengdekontraksjon i dette system, og får lengden $l' = l/\gamma$. På den andre siden må lys som forlater høyre side av staven starte tidligere enn lys fra venstre side forat disse strålene skal nå plan p samtidig. Vi setter den tilsynelatende lengden i x-retningen lik x, og gangforskjellen mellom de to lysstråler er $x \cos \theta$. For å tilbakelegge dette stykket bruker lyset tiden $x \cos \theta/c$. I denne tiden beveger stav B seg $vx \cos \theta/c$. Vi får da ligningen:

$$vx \cos \theta/c + l/\gamma = x , \text{ hvor } \cos \theta = v/c .$$

Dette fører til $x = \gamma l$. «Bildet» av stav B er da $l_B = \gamma l \sin \theta = l$, mens «bildet» av stav A's langside er $l_A = l \sin \theta = l/\gamma$. Og det er akkurat de samme «bilder» vi fikk i det første tilfellet.

Studerer man vinklene β i fig. 3, kunne man tro at endeflaten av stav A blir for liten i bildet. Imidlertid må lys fra øverste sidekant (størst y-verdi) sendes ut tidligere enn lys fra nederste sidekant forat strålene skal nå xz-planet samtidig. Dermed har vi samme fenomen som ble behandlet for stav B i tilknytning til fig. 5.

Den endelige konklusjon blir at den bevegede og den faste observatør vil se «samme bilde». Det vil forhåpentlig gå fram av det foregående at der er tre faktorer som gjør seg gjeldende ved dette fenomen: Lorentzkontraksjonen, aberrasjonen og den tidsforskjell lys må sendes ut med forat alt lys skal komme samtidig til synsstedet.

Siden resultatet av hele problemkomplekset er en tilsynelatende dreining, skulle det ikke være nødvendig med et eget bevis for at en kule vil se ut som en kule for alle observatører. Einstein skrev i (2) at en kule i bevegelse, sett fra et system i ro, har form av en omdreiningsellipsoide. Dette er naturligvis korrekt ved *simultan* observasjon av alle punkter på kulen*. Men dette er en helt annen observasjonsmåte enn den som er diskutert her.

[1] *J. Terrell*, Phys. Rev. *116*, 1041 (1959). Figurene 3 og 5 er i det vesentlige tatt fra dette arbeidet.
[2] *A. Einstein*, Ann. Physik *17*, 891 (1905).

* Med dette forstår en at signaler forlater kulen til samme tid i det faste system og mottas i dette system slik at en på grunnlag av signalhastigheten kan beregne posisjonen til punktene.

Anvendelser av mangelegeme-teori i faste stoffers fysikk

Birger Stølan

I denne artikkel skal vi diskutere noen områder av faststoff-fysikken hvor store fremskritt har vært gjort i nyere tid og som også synes å ville bli av fortsatt interesse i tiden fremover. Spesielt vil vi beskjeftige oss med begrepet elementære eksitasjoner og effekter hos supraledende systemer. Vi skal også prøve å skissere hvordan bruken av feltteoretiske metoder i faste stoffer har vært med på å gjøre disse fremskritt mulig.

I faste stoffers fysikk, i motsetning til en mer fundamental gren av fysikken som høy-energi-fysikken, kjenner vi alle partikler som er involvert og kreftene mellom disse. Problemet er her at vi har stort antall partikler, av størrelsesorden 10^{23} per cm^3 og hvor vekselvirkningen er sterk. Med det mener vi at vekselvirkningsenergien er like stor eller av samme størrelsesorden som den kinetiske energi. En har med andre ord det vi i dag kaller et mangelegeme problem. Vi skal her se litt på hvordan man i faste stoffers fysikk behandler slike problemer.

La oss illustrere dette med et konkret eksempel, med et av de aller eldste problemer i faste stoffers fysikk, nemlig elektronenes bevegelser i et metall. Vi finner at målinger av metallets egenskaper (C_v, χ ....) lar seg med forbausende grad av nøyaktighet forklare ut fra forestillingen om en gass av ikke vekselvirkende partikler som adlyder Pauli-prinsippet. Nå vet vi jo vitterlig at elektronene vekselvirker sterkt. De beskrives av følgende Hamiltonfunksjon:

$$(1)\quad H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2}\sum_{ij} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} + \sum_{ij} V(r_i - R_j),$$

hvor første ledd er den kinetiske energi, annet ledd Coulombvekselvirkningen mellom elektronene og siste ledd er vekselvirkningsenergien med gitteret. Elektronenes midlere Coulombenergi er av samme størrelsesorden som den midlere kinetiske energi; begge av orden eV. Den enkleste modell som gir en noenlunde beskrivelse av et metall er Sommerfeld-modellen. I denne modell har man helt neglisjert Coulombenergien og vekselvirkningen med ionene er erstattet med et mildere potensial som settes lik en konstant inne i metallet. Ved overflaten innføres en potensialbarriere som holder elektronene inne i metallet. Hvorfor denne modell ga så gode resultater har lenge vært litt av en gåte. Problemet er ikke vekselvirkningen med gitteret, men neglisjeringen av Coulombenergien. En mer realistisk beskrivelse av vekselvirkningen med gitteret, ved hjelp av et periodisk potensial, resulterer i båndteorien hvor elektronene beskrives av Bloch-funksjoner. Til tross for at elektronets energispektrum endres drastisk, medfører dette for metaller bare små modifikasjoner i resultatene oppnådd ved hjelp av Sommerfeld-modellen. I begge disse modeller har vi i virkeligheten å gjøre med et en-elektron problem. Vi har nemlig i begge tilfeller løst Schrødingerligningen for et elektron og besatt dets energitilstander med N elektroner i overstemmelse med Fermi-Dirac statistikken. Skal man ta hensyn til Coulombvekselvirkningen, kan man ikke gå frem på denne måte; her har man med et virkelig mangelegeme problem med alle dets vanskeligheter å gjøre.

Prøver man å angripe dette problem med en selvkonsistent Hartree-Fock metode, finner man nok en tilfredsstillende grunntilstand, men alle andre egenskaper man forsøker å beregne for et metall blir fullstendige gale. Grunnen er at Hartree-Fock metoden understreker betydningen av Pauli-prinsippet for sterkt. Vi finner nemlig at bare elektroner med parallelle spinn blir korrelert, mens de med motsatt spinn forblir ukorrelert. En tilfredsstillende forklaring på dette problem ble først gitt av Bohm og Pines [1] i slutten av femtiårene. De sluttet at

---

Oversiktsforedrag holdt ved Norsk Fysisk Selskaps møte i Bergen 8–10 juni 1967.

Dr. Birger Stølan er instituttingeniør I ved Inst. for teknisk fysikk NTH.

Coulombvekselvirkningen spilte en like viktig rolle i å holde elektronene fra hverandre som Pauli-prinsippet. Man måtte derfor finne en beskrivelse som tar hensyn til Coulombvekselvirkningen mellom elektronene.

Bohm og Pines utnyttet likheten mellom den vekselvirkende elektrongass i metallet og et klassisk plasma. Et klassisk plasma er en samling av elektroner og positive ladninger. I en typisk modell for studiet av et slikt plasma erstatter man de positive ioner med en uniform bakgrunn av positiv ladning. Sommerfeldmodellen adskiller seg fra dette system ved at elektrontettheten er så høy at kvantestatistikk istedenfor klassisk statistikk må benyttes. Den fri elektrongass kan derfor også oppfattes som et kvanteplasma. Bohm og Pines fant at et kvanteplasma, lik et klassisk plasma, fremviste kollektive bevegelser som en måtte vente fra den lange rekkevidden av Coulombkraften. En slik kollektiv oppførsel manifisterer seg på to måter, nemlig ved

1) Kollektive oscillasjoner.
2) Avskjermet Coulombvekselvirkning.

Kvantet av disse kollektive oscillasjoner kalles plasmon og er av størrelsesorden 10 eV. For vanlig prosesser i faste stoffer er der ikke energi nok til å eksitere plasmonene, og man kan derfor i slike prosesser vanligvis neglisjere dem helt. De sies ofte å være frosset i grunntilstanden. De kan dog eksiteres dersom man tilfører tilstrekkelig eksitasjonsenergi. Man kan f. eks. skyte energirike elektroner gjennom et metallfolie og får da en intensitetsfordeling for energitapet av gjennomfallende elektroner som vist i Fig. 1.

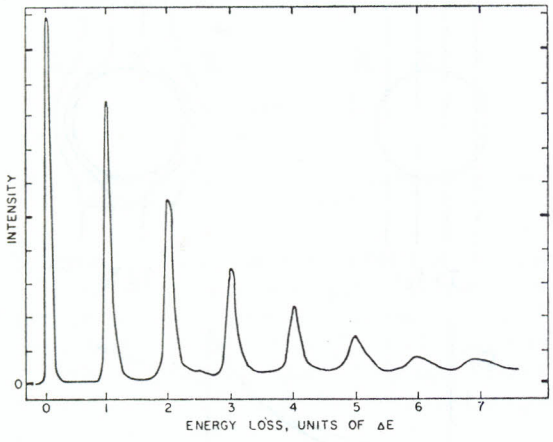


Fig. 1. Spektrogram over energitapet ved direkte innfall på et aluminiumsfolie av tykkelse 2580 ± 100 Å. Primærenergi 20 keV. $\Delta E = \hbar\omega_p = 14{,}8$ eV.

Avskjermingen fører til at vekselvirkningen mellom partiklene avtar hurtigere med avstanden enn hva som er tilfellet for Coulombvekselvirkningen. Disse avskjermede partikler vekselvirker svakt. Dette er nå forklaringen på hvorfor elektronene i et metall kan behandles som en gass av ikke vekselvirkende partikler.

Rent teknisk angrep Bohm og Pines problemet ved eksplisitt å innføre nye variable som representerte de kollektive bevegelser hos systemet, plasma-oscillasjonene. Ved hjelp av en serie kanoniske transformasjoner var de istand til å skrive Hamiltonfunksjonen for elektronsystemet på formen

$$(2)\quad H = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k c^+_{k\sigma} c_{k\sigma} + \sum_q \hbar\omega_q a^+_q a_q + H_{\text{el-plasmon}},$$

hvor første og annet ledd fremstiller henholdsvis de avskjermede elektronene og plasmonene. Tredje ledd er et ledd som er lite og representerer en kobling mellom plasmonene og de avskjermede elektronene. $c^+_{k\sigma}$, $c_{k\sigma}$ og a^+_q, a_q er kreasjon og anihilasjonsoperatorene for henholdvis de avskjermede elektronene og plasmonene. ε_k og ω_q omtales ofte som partiklens eksitasjonspektrum eller dispersjonsrelasjon. ε_k og $\hbar\omega_q$ er de minste enheter av eksitasjonsenergi over grunntilstanden, og bærerne av denne energienhet refereres til som elementære eksitasjoner.

Resultatene fra dette spesielle eksempel med elektrongassen lar seg generalisere. Det viser seg nemlig at for de fleste mangepartikkelsystemer man er interessert i innen faste stoffers fysikk, er det mulig å utføre en transformasjon fra det sterkt vekselvirkende system til et system av tilnærmet uavhengige elementære eksitasjoner. Med andre ord:

$$(3)\quad H = \sum_i H_0(p_i, r_i) + \sum_{ij} V(r_i, r_j, p_i, p_j)$$

$$\to E_0 + \sum_k \varepsilon_k c_k^+ c_k + \sum_q \hbar\omega_q a_q^+ a_q + H_{int},$$

hvor E_0 er grunntilstanden, annet og tredje ledd fremstiller to typer av elementære eksitasjoner, nemlig kvasipartikler og kollektive eksitasjoner. I vårt eksempel hadde vi kvasi-elek-

troner og plasmonene som representerte de kollektive bevegelser av elektrongassen. Kvasipartiklene ligner de virkelige partikler meget; de er hva man i kvantefeltteorien kaller «dressed particles», mens de virkelige elektroner er de såkalte «bare particles». Av andre mer kjente kollektive eksitasjoner har vi fononer og magnoner, hvor nå et fonon er kvantet av en gitterbølge og magnonet er det samme for spinnbølgene. H_{int} i (3) representerer en svak vekselvirkning mellom de elementære eksitasjoner. På grunn av denne vekselvirkning får energinivået ε_k en bredde $\Delta\varepsilon_k$. Fra usikkerhetsrelasjonen

$$\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E} \tag{4}$$

ser vi at de elementære eksitasjoner har en endelig levetid. For fermioner vil muligheten for vekselvirkning eller spredning øke med avstanden fra Fermiflaten. Bare for nivåer nær Fermiflaten har det derfor noen mening å snakke om kvasi-elektroner. Dette område er jo nettopp det område av k-rommet som er vesentlig for metallets egenskaper.

En annen ting vi legger merke til ved dette eksemplet med elektrongassen er at man benytter formalismen med annen kvantisering. Annen kvantisering er ideell for behandling av slike problemer. Alle beregninger blir vesentlig lettere med denne formalisme enn hva tilfellet er om man benytter Slater-determinanter. Beregningene blir kompakte og oversiktelige. Dette beror på den ting at operatorene, såsom Hamiltonfunksjonen H, ikke avhenger av antall partikler man har med å gjøre, men bare av typen av vekselvirkning man diskuterer. Partikler som ikke deltar aktivt i en prosess, f. eks. de fleste elektroner i Fermikulen, fjernes greitt ved å redefinere vakuumet til å omfatte disse. I metallteorien velges vanligvis Fermikulen som vårt vakuum. Eksitasjonene er da kvasielektroner og hull. Siden annen kvantisering lenge har vært brukt i kvanteelektrodynamikken, har man kunnet overta mange resultater og metoder utviklet innen dette felt av fysikken. Som et eksempel kan nevnes at Feynmandiagrammer benyttes flittig i analysen av problemer i faste stoffer. I denne del av mangelegeme-teorien benytter man ofte en noe uvanlig form for perturbasjonsteori, nemlig at man summerer spesielle bidrag til alle ordener og ikke som vanlig alle bidrag av første eller annen orden. Dette er ekvivalent med å summere over spesielle topologiske klasser av Feynmandiagrammer. Meget anvendt i dag er Greenfunksjonene [3] eller de såkalte «propagatorer». De gir sannsynlighetsamplituden for å finne igjen på et annet sted og ved et senere tidspunkt partikler som blir satt inn i et vekselvirkende system. Det er hovedsakelig tre grunner til at Green-funksjonene er blitt så populære:

1) De gir på en direkte måte de viktigste fysikalske egenskaper til systemet.
2) De har en enkel fysisk interpretasjon.
3) De kan beregnes på en systematisk måte som appellerer til ens fysiske intuisjon.

Før man tok i bruk metoder fra mangelegeme-teorien greidde man heller ikke å løse det vanskeligste problem i faststofffysikken, en uløst gåte i nesten 50 år, problemet supraledning. Dette fenomen er spesielt interessant da det er en av de få eksempler på kvanteeffekter i en makroskopisk målestokk. Vi kjenner alle hvordan dette fenomen arter seg, nemlig ved null elektrisk motstand, ved utstøting av det magnetiske felt fra en supraleder og ved en spesifikk varme for elektronene som ved lave temperaturer går eksponensielt mot null, se Fig. 2. Dette siste antyder et gap i

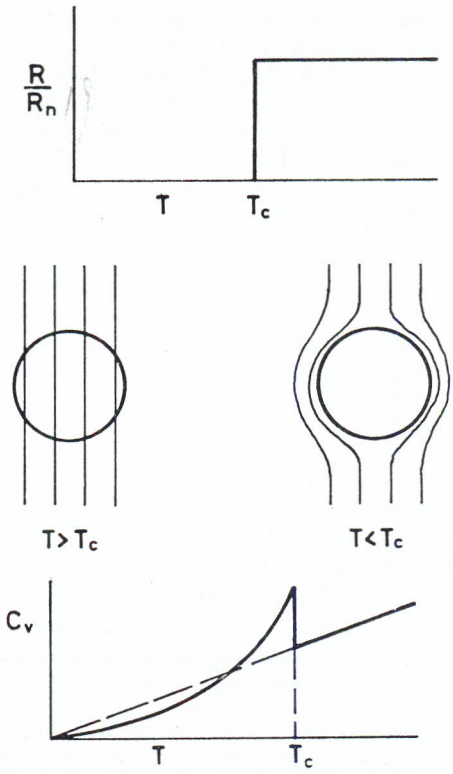


Fig. 2. Karakteristiske egenskaper for en supraleder.

en-partikkelens energispektrum. Elektrisk motstand består jo som bekjent i at elektronene blir spredd eller sagt anderledes: vi får en-partikkeleksitasjoner. Med et gap i energispekteret vil mulighetene for slike spredningsprosesser bli sterkt redusert da der ved lave temperaturer ikke finnes nok energi til slike eksitasjoner. Har vi derfor en strømførende tilstand, vil strømmen gå usvekket: vi har med andre ord en supraleder.

En karakterisk egenskap ved bølgefunksjonen til en supraleder er en stor koherens og motstand mot forandringer via en-partikkel mekanismer. Dette må skyldes en vekselvirkning mellom elektronene. Hvilken vekselvirkning som var årsak til dette, var lenge uklart. Forskjellen i energi mellom den normale og den supraledende tilstand er meget liten sammenlignet med f. eks. Coulombvekselvirkningen mellom elektronene, nemlig av orden 10^{-8} eV/elektron. Skulle man ad teoretisk vei finne denne vekselvirkning, måtte man derfor gjøre en meget god gjetning. Problemet fikk sin løsning i observasjonen av isotopeffekten

$$T_c \sqrt{M} = \text{konstant}, \tag{5}$$

hvor M er massen av ionene og T_c den kritiske temperatur. Dette indikerte at fononene deltok i vekselvirkningen. Men det er ingen elektron-fonon vekselvirkning, men en vekselvirkning mellom elektroner via virtuelle fononer da vi ved disse lave temperaturer ikke har reelle fononer. Følgende klassiske analog viser hvordan man kan tenke seg en slik vekselvirkning.

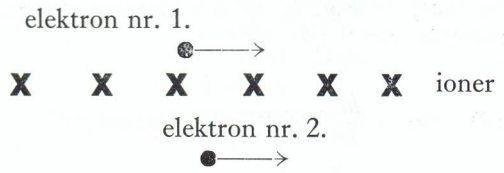


Fig. 3. Klassisk bilde av vekselvirkningen mellom elektronene via virtuelle fononer.

Elektron nr. 1 vil polarisere gitteret og elektron nr. 2 vil ikke lenger se et periodisk potensial, men et potensial forstyrret av elektron nr. 1. Dette betyr at elektron nr. 1 vekselvirker med elektron nr. 2 via gitteret. Følgende Hamiltonfunksjon beskriver derfor vekselvirkningen mellom elektronene

$$H_1 = H_{\text{el.-fon.-el.}} + H_{\substack{\text{avskj.}\\ \text{Coulomb.}}}$$

$$= \sum_{\substack{kk',q\\ \sigma\sigma}} \left[\frac{2\hbar\omega_q \,|\, M_q \,|^2}{(\varepsilon_k - \varepsilon_{k+q})^2 - (\hbar\omega_q)^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{4\pi e^2}{q^2} \right] \cdot c^+_{k+q\sigma} c^+_{k'-q\sigma} c_{k'\sigma} c_{k\sigma} \,. \tag{6}$$

Coulombvekselvirkningen er alltid frastøtende, mens elektron-fonon-elektron vekselvirkningen kan som vi også ser, være tiltrekkende. Dette betyr at vi kan ha en resulterende tiltrekning mellom elektroner.

Det avgjørende gjennombrudd i teorien for supraledning kom med Coopers [5] påvisning av at to elektroner over Fermiflaten med en positiv vekselvirkning kunne danne en bundet tilstand med en energi lavere enn $2\varepsilon_F$. Hva som skjer her kan kanskje best demonstreres ved hjelp av Racah's modell [6] av et system av N tilstander som uperturbert har en meget stor degenerasjon og hvor vekselvirkningen er gitt ved

$$H_1 = -V_0 \sum_{kk'} c_k^+ c_{k'} \tag{7}$$

Energispekteret for dette system er vist i Fig. 4.

Fig. 4. a) Uperturbert system. b) Med vekselvirkningen H_1.

Et nivå blir forskjøvet ned med et volumuavhengig gap. Grunntilstanden er

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k c_k^+ \,|\, 0 > , \tag{8}$$

en tilstand med stor koherens. Bardeen, Cooper og Schrieffer viste at antok man en vekselvirkning mellom elektronene av formen

$$H_{BCS} = -V_0 \sum_{kk'} c^+_{k\uparrow} c^+_{-k\downarrow} c_{-k'\downarrow} c_{k'\uparrow} \,, \tag{9}$$

hvor V_0 er positiv så fant man også her et energigap, $2\Delta \sim kT_c$, hvis eksistens mest direkte er vist ved Ivar Giaevers [7] «tunneling»-eksperimenter. Ivar Giaever er i parentes bemerket maskiningeniør fra N.T.H.! Prinsippet for målingene er vist i figur 5.

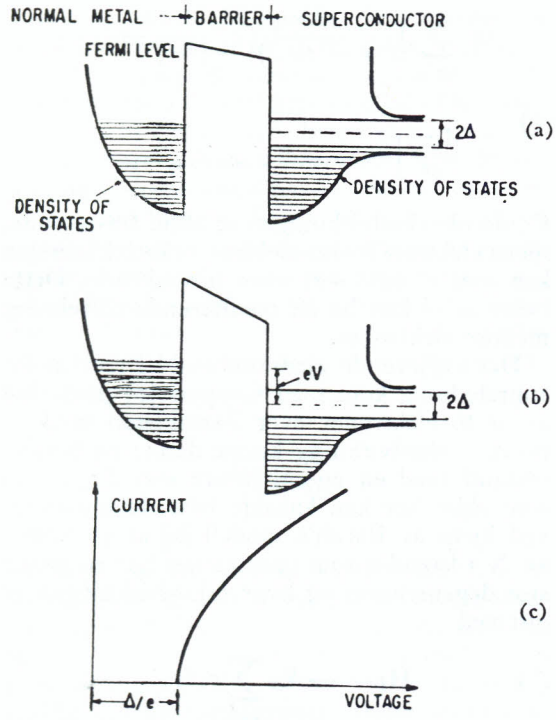


Fig. 5. Prinsippskisse av Giaevers tunneleksperiment.

I Fig. 5a er vist tettheten av tilstander i et metall og en supraleder. Vi får en strøm, se Fig. 5b, først når energinivåene er forskjøvet så mye ved hjelp av et ytre potensial at elektroner kan gå ved tunneling fra metallet inn i ubesatte tilstander hos supralederen. Av strøm-spennings-karakteristikken for en slik kontakt, se Fig. 5c, kan man derfor direkte finne energigapet 2Δ.

Vesentlig for forståelsen av superflytende fenomener er begrepet kondensatet. Her har vi en makroskopisk besettelse av en kvantetilstand. I He II er det tilstanden for Bose-kondensatet, i supraledere hvor elektronene er fermioner, er det tilstanden hvor alle elektron-par har samme impuls. Ved null strøm betyr det at elektrontilstandene er besatt parvis på følgende vis $p\uparrow$, $-p\downarrow$. Dette er de såkalte Cooper-par. Har vi en superstrøm er Cooper-parene $p + \frac{1}{2}p_s\uparrow$, $-p + \frac{1}{2}p_s\downarrow$, dvs. alle par har nøyaktig samme impuls. En slående demonstrasjon av dette har vi i kvantiseringen av fluksen Φ gjennom en supraledende sylinder. Strømmen i en slik sylinder skal etter det foregående være proporsjonal med den felles impuls

$$(10) \qquad j = n_s e^* \left(\vec{p} - \frac{e^*}{c} \vec{A} \right) .$$

hvor n_s er antall bærere av superstrømmen og e^* er ladningen av disse bærere. Vi betrakter en vei så dypt inne i supralederen at $j = 0$ og benytter Bohrs kvantiseringsregel

$$(11) \qquad \oint \vec{p}\, \vec{dr} = nh .$$

Vi ser da at

$$(12) \qquad \frac{e^*}{c} \oint \vec{A}\, \vec{dr} = \frac{e^*}{c} \int \operatorname{curl} \vec{A}\, \vec{ds} = nh .$$

$$(13) \qquad \Phi = \frac{hc}{e^*} n .$$

Dette ble først eksperimentelt observert av Deaver og Fairbank ved Stanford [9] og Doll og Näbauer [10] i Tyskland i 1961.

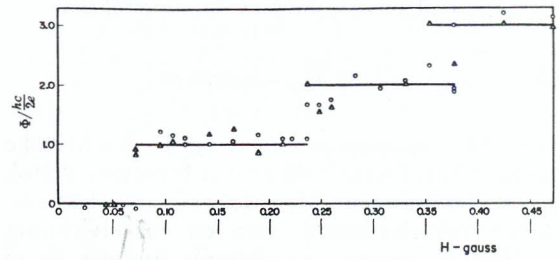


Fig. 6. Eksperimentell påvisning av flukskvantiseringen.

De fant, se Fig. 6, at det elementære fluks-kvantum var

$$(14) \qquad \Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2{,}07 \cdot 10^{-7} \text{ gauss cm}^2 .$$

Ladningen som opptrer her er $2e$, som nettopp er ladningen for et Cooper-par.

Kondensatet beskrives av en bølgefunksjon som har både amplitude og fase.

$$(15) \qquad \psi = Ae^{i\delta} .$$

Josephson [11] innså at man mellom to supraledere adskilt med et tynt isolerende sjikt, se Fig. 7, i tillegg til tunneling av kvasipartikler (elektroner) også kunne ha tunneling av Cooper par.

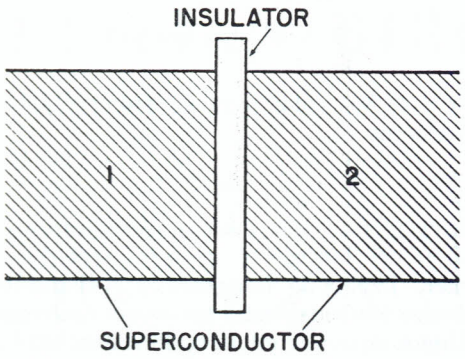


Fig. 7. Josephson-kontakt.

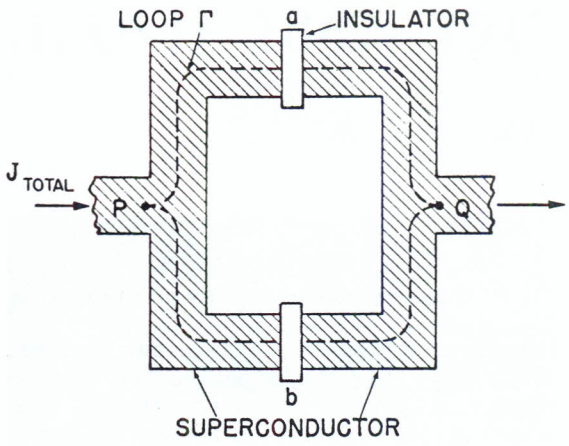


Fig. 8. Interferens-forsøk ved hjelp av Josephson-kontakter.

Josephson-tunnelingen skyldes overlapping i barrieren av bølgefunksjonene for de to supraledere. Når det isolerende sjikt er tykt, er der ingen overlapping og fasene for bølgefunksjonene er uavhengig av hverandre. For tilstrekkelige tynne barrierer (av størrelsesorden 10 Å) vil bølgefunksjonene overlappe og fasene sammenlåses. De to supraledere er i virkeligheten blitt en, med et område av «svak supraledning» hvor igjennom en strøm kan gå. Strømmen er en superstrøm som kan gå ved null ytre potensial. Vi finner ved en nøyere analyse [12] at er der et konstant potensialfall over denne kontakten, så går der i det hele tatt ingen strøm! For null ytre potensial er Josephson-strømmen gitt ved

$$j = j_0 \sin \delta_0 , \tag{16}$$

hvor j_0 er en karakteristisk størrelse for kontakten og δ_0 er faseforskjellen mellom bølgefunksjonene på begge sider. Dette er den såkalte «d. c. Josephson effect».

I et magnetfelt modifiseres uttrykket for Josephson-strømmen til

$$j = j_0 \sin \left(\delta_0 + \frac{2e}{\hbar c} \int_c \vec{A}\, \vec{dl}\right) . \tag{17}$$

Vi skal nå kort beskrive et interferensforsøk med superstrømmer fra to slike kontakter hvor den egenskapen at strømmen avhenger av vektorpotensialet (eller magnet-feltet) som vist i (17), utnyttes. Fra optikken er vi vant med interferenser hvor faseforskjellen mellom to amplituder skyldes forskjell i optisk veilengde. Hvis man har to identiske Josephson-kontakter mellom to supraledere som omslutter en fluks, se Fig. 8, så vil den totale strøm være summen av strømmen i øvre og nedre gren. Vi får

$$j = j_0 \left[\sin \left(\delta_0 + \frac{2e}{\hbar c} \int_{\text{øvre}} \vec{A}\, \vec{dl}\right) + \sin \left(\delta_0 + \frac{2e}{\hbar c} \int_{\text{nedre}} \vec{A}\, \vec{dl}\right)\right] \tag{18}$$

Disse integraler kan uttrykkes ved den innesluttede fluks som følger

$$j = j_0[\sin (\delta_0 - n\pi) + \sin (\delta_0 + n\pi)] = 2j_0 \sin \delta_0 \cos n\pi , \tag{19}$$

hvor η er forholdet mellom innesluttet fluks og det elementære flukskvantum

$$\eta = \Phi / \frac{ch}{2e} . \tag{20}$$

Vi skulle derfor observere maksima i Josephson strømmen når fluksen er et heltallig multiplum av det elementære flukskvantum. I fig. 9 er vist en måling av Jaklevic [13] av nettopp slike interferenser.

Josephson-strømmen er målt som funksjon av magnetfeltet. Avstanden mellom maksima er bestemt av

$$H_0 = \frac{\Phi_0}{A} , \tag{21}$$

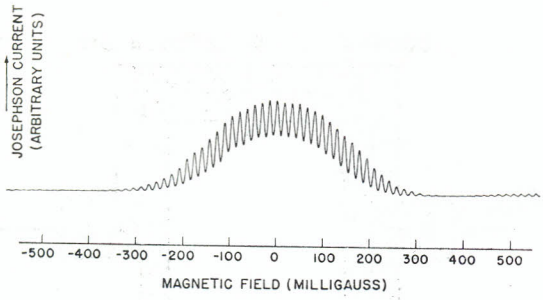


Fig. 9. Observerte interferenser i Josephson-strømmen.

hvor A er arealet som fluksen går gjennom. Dette betyr at en slik oppstilling kan benyttes til et meget følsomt magnetometer. Eks. A = 1 cm^2 gir $H_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ gauss.

Josephson viste at var der i tillegg til et konstant potensialfall V_0 over kontakten, også et høyfrekvent felt

$$V = V_0 + v \cos \omega t \,, \tag{22}$$

hvor $v << V_0$, fikk man en supervekselstrøm av frekvens

$$\omega = \frac{2e}{\hbar} V_0 \,. \tag{23}$$

Parker, Taylor og Langenberg [14] publiserte i februar 1967 resultater fra meget omhyggelige målinger av denne effekt og fant den hittil nøyaktigste bestemmelse av forholdet $2e/\hbar$. Ved hjelp av dette fant de, se Tabell I, følgende nye verdi for finstrukturkonstanten α

$$\frac{1}{\alpha} = 137{,}0359\,(3) \tag{24}$$

Tabell I.

Changes in some of the fundamental physical constants resulting from substituting $(\alpha^{-1})_{2e/h}$ for $(\alpha^{-1})_{ts}$ in the input data of the 1963 adjustment. (N is Avogadro's number and m is the rest mass of the electron.) The numbers in parentheses are the one-standard-deviation errors in ppm.

Quantity	Units	Value given by 1963 adjustment	Value implied by this measurement	Change (ppm)
α^{-1}	—	137.0388(4)	137.0359(3)	—21
e	10^{-19} C	1.602 10(13)	1.602 20(13)	+63
	10^{-10} esu	4.802 98(13)	4.803 28(13)	
h	10^{-34} J sec	6.625 59(24)	6.626 28(24)	+105
m_e	10^{-31} kg	9.109 08(14)	9.109 65(14)	+63
N	10^{26} kmole^{-1}	6.022 52(15)	6.022 14(15)	—63

Den nye verdi fjerner forskjellen mellom den teoretiske og den eksperimentelle verdi av hyperfinsplittingen i grunntilstanden for hydrogenatomet, en forskjell som lenge har vært et stort problem i kvanteelektrodynamikken.

Et åpent spørsmål i dag er om der gis andre systemer med supraledende egenskaper. He^3 er et fermion-system hvor slike egenskaper kunne tenkes å være tilstede. Egenskapene til He^3 og He^3 — He^4 blandinger har derfor i den senere tid vært studert meget inngående [15]. I Trondheim hadde vi i mai 1967 besøk av en av de fysikere som har gjort de beste målinger av egenskapene til He^3, A. C. Anderson fra University of Illinois. Han fortalte at hittil har man ikke funnet andre egenskaper hos He^3 enn de man kunne vente hos et normalt fermion-system. Målingene er i dag utført ned til temperaturer omkring $2 \cdot 10^{-3}$°K. Det store spørsmålet er nå hva som skjer ved lavere temperaturer enn denne. For eksperimentelle faststoff-fysikere er dette problem en av de store utfordringer i dag.

Referanser.

[1] *David Pines:* Elementary Excitations in Solids. Benjamin. N. Y. 1963.
[2] *L. Marton:* Phys. Rev. *126* 182. 1962.
[3] *R. D. Mattuck: A Laymans's Gaide to Feynman Diagrams in the Many-body Problem.*
[4] *Bardeen, Cooper, Schrieffer:* Phys. Rev. *108* 1175. (1957).
[5] *L. N. Cooper:* Phys. Rev. *104* 1189. (1956).
[6] *C. Kittel: Introduction to Solid State Physics.* John Wiley. 1966. s. 624.
[7] *Ivar Giaever:* Phys. Rev. Letters. *5* 147. (1960).
[8] *J. Bardeen:* Superconductors and Superfluids. *i Löwdin: Quantum Theory of Atoms, Molecules and the Solid State.* Academic Press. 1966. s. 511.
[9] *Deaver* and *Fairbank:* Phys. Rev. Letters 7 43. 1961.
[10] *Doll* and *Näbauer:* Phys. Rev. Letters 7 51. 1961.
[11] *B. D. Josephson:* Physics Letters *1* 251. 1962.
[12] *R. P. Feynman:* Lectures on Physics vol III. Addison — Wesley. 1965, chapter 21–9.
[13] *Jaklevic et al.:* Phys. Rev. Letters *12* 159. 1964.
[14] *Parker et al.:* Phys. Rev. Letters *18* 287. 1967.
[15] *J. C. Wheatley:* Experimental Properties of Liquid ^{3}He at very low Temperatures. i Brewer: *Quantum Fluids.* North-Holland. 1966. s. 183.

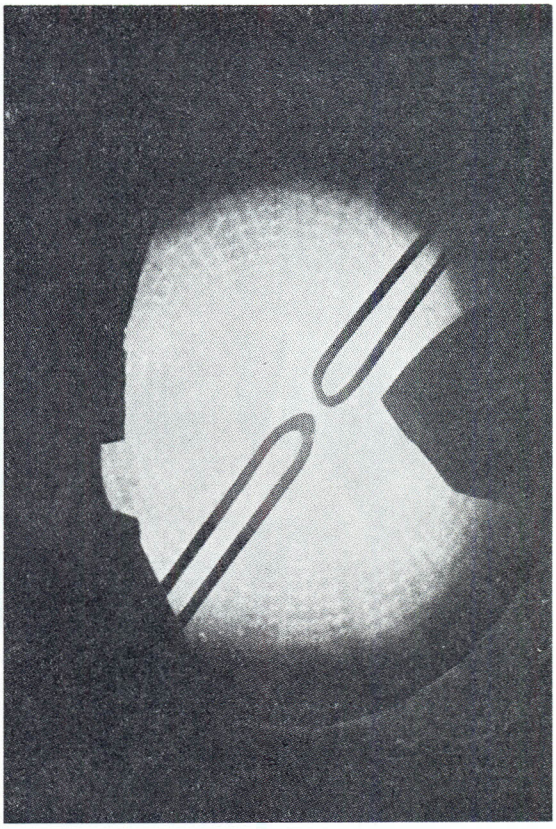
KRISTIAN BIRKELAND 1867—1917

K. J. Knutsen

Kjemiundervisningen i det norske gymnas er som bekjent et sørgelig kapittel. En av de få tingene som later til å gjøre noe varig inntrykk på elevene, er Birkeland og Eydes metode samt historien om Birkelands elektromagnetiske kanon som vel de fleste lærere pleier å fortelle om. Kanonen virket på den måten at det hele tiden ble frembragt et sterkt magnetisk felt i kanonløpet foran prosektilet. Dette oppnådde man ved hjelp av en rekke korte solenoider med mange vindinger som var plassert etter hverandre rundt kanonløpet. Projektilet som var en elektromagnet, tjente som strømpol for foranliggende solenoider og som strømbryter for solenoider som ble passert. Birkeland selv pleide å sammenligne sin kanon med von Münchhausens berømte tau som han kuttet av nedentil og knyttet på oventil. Det må ha vært et fantastisk øyeblikk da Birkeland skulle demonstrere sin kanon for et utvalgt selskap (bl. a. en representant for en fremmed makt som var interessert i patentrettighetene.) På forhånd hadde Birkeland fortalt at kanonen skulle virke uten at man verken så eller hørte noe, og så får han en kortslutning på ca. 3000 A.

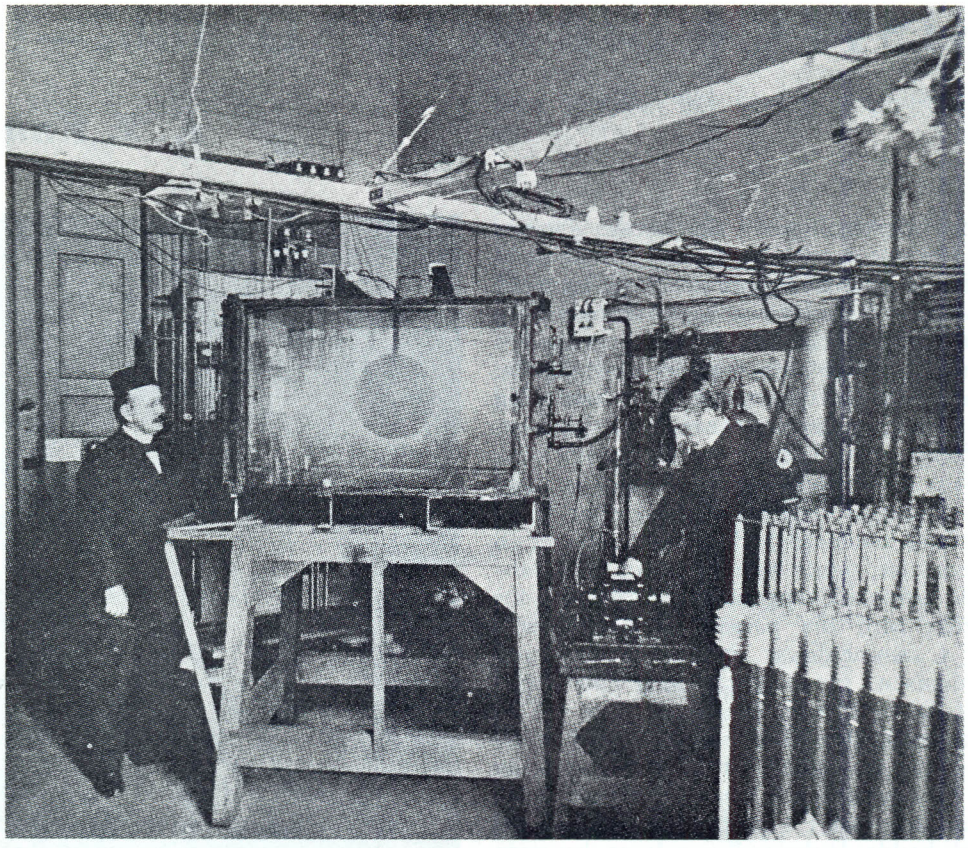
Birkeland fremstilles ofte som den verdensfjerne forsker, og at det kun skyldes Eyde at hans forskningsresultater fikk praktisk anvendelse. Dette er ikke riktig. Sem Sæland skriver således i en nekrolog (Fysisk Tidsskrift 1917–1918): «Med sin enestaaende evne til i et øjeblik at finde det væsentlige ved et fænomen, sin utprægede praktiske sans og uutømmelige iderigdom var han i virkeligheten rustet som faa til at give seg ikast ogsaa med opgaver av teknisk art, og at han overhodet kom til at befatte sig med dem skyldes ikke bare tilfældigheter, men for en ikke uvæsentlig del den bevidste hensikt gjennem saadanne opfindelser at skaffe sig midler til en desto intensere videnskabelig virksomhet».

Og om den elektriske kanon skriver Sæland: «Og et betydningsfuldt resultat bragte den ihvertfald sin opfinder. Ved at gaa efter aarsaken til det omtalte uheld under galaskytningen var det nemlig, at Birkeland blev opmerksom paa det magnetiske felts evne til at sprede den elektriske lysbue ut til en lysende flammeskive. Denne lysbue var just noget som kunde vække alle hans forskerinstinkter, og i løpet av forbausende kort tid havde han dens vigtigste fysikalske egenskaper paa det rene, likesom han ogsaa var klar over, at den maatte kunne *brukes* til noget. Der syntes her att aapne sig muligheter i mange retninger, fra elektrisk smeltning til traadløs telefoni, men heldigvis blev just den store mulighet — salpeterfremstillingen valgt først. Ved samarbeide med daværende ingeniør S. Eyde, som kjendte hvilke industrielle verdensproblemer stod paa dagsordenen, kom Birkeland med denne lysbue — hvad alle nu vet — til at løse maaske det viktigste av alle disse problemer».



Den Birkeland–Eydeske flamme

13. februar 1903 møttes Birkeland og Eyde hos Gunnar Knudsen. Samarbeidet mellom de to førte som bekjent til en verdensbedrift og



Professor Kr. Birkeland og daværende assistent Olaf Devik i laboratoriet i Domus media, 1ste etasje, 1912

til at en av teknikkens store problemer ble løst. Interesserte kan lese mere om dette i Eydes selvbiografi: Mitt liv og mitt livsværk. Samarbeidet har utvilsomt ikke vært uten problemer, og i alle de rykter og historier som går, er det vanskelig å danne seg noe klart bilde av hva som har foregått. Når det meste går i Eydes dissfavør, kan dette ha flere grunner, men en vesentlig grunn er nok at Eyde ikke var den minst beskjedne av de to, og derfor irriterte ikke så få. Det har også vært gjort forsøk på å vurdere hvem som har den største ære av at nitrogenspørsmålet ble løst. Men det er vel riktig som Jacob Worm-Müller skriver i et portrett av Sam Eyde i Norsk Hydros jubileunsbok i 1955: «Birkeland hadde aldri beskjeftiget seg med kvelstoffspørsmålet, som advokat Carl Lundh har uttrykt det, han *oppdaget* flammen, men det var Sam Eyde som *oppfant* dens utnyttelse i kvelstoffindustrien. Å fordele æren og fortjenesten mellom disse to geniale naturer er ugjørlig og heller ikke nødvendig. De hører sammen som Hindenburg og Ludendorff; den ene forutsetter den annen, æren tilkommer dem begge».

Forståelig nok er nitrogenspørsmålets løsning det de fleste forbinder med Birkelands navn. Men dette forhindrer ikke at også hans betydning som vitenskapsmann er meget stor. Allerede i skoleårene begynte han å eksperimentere i fysikk og kjemi. Og det er karakteristisk for Birkeland at de første pengene han tjente, gikk til å kjøpe en magnet. Etter å ha studert matematikk et par år, og også publisert noen matematiske arbeider, sto Birkeland godt rustet til å gi seg i kast med de Maxwell-Hertzske problemer. Han arbeidet først med disse i Norge, så i Paris og siden i Geneve. I høstsemesteret 1893 kom han til Bonn. Men Hertz ble syk og døde, og oppholdet ble ikke det Birkeland hadde håpet på. Likevel ble ikke oppholdet uten resultater, han fremstilte sitt «magnetiske dielektrikum». Det var jernfilspon i parafin, og ved det kunne han påvise at jernet greidde å følge de hurtige svingningene i Hertzske bølger. Senere løste han de Max-

wellske ligninger for det elektromagnetiske felt. Dette regnes av mange for å være høydepunktet av Birkelands matematiske produksjon.

De neste fysiske problem som Birkeland ofret seg for, var katodestrålene, og han gled nå mere over til å bli eksperimentalfysiker. Han studerte særlig katodestrålenes innsugning mot en magnetpol, og det var dette som dannet utgangspunktet for hans undersøkelser av nordlys og jordmagnetisme. I 1896 fremsatte han teorien om at solen sendte ut katodestråler som ble avbøyet i det jordmagnetiske felt og således frembragte nordlys. (Teorien om at solen sendte ut katodestråler var fremsatt av andre forskere tidligere, uten at dette var kjent av Birkeland.) Et par år senere fant Birkeland at det var en sammenhang mellom solflekker og nordlys og magnetisk uvær.

Birkeland var en meget dyktig eksperimentator. Mest berømt er vel hans «Terrella». Det var en kule som var magnetisert på samme måte som jorden og som ble plassert i et vakuumkammer. Denne kulen ble bestrålt med katodestråler, og på denne måte kunne man frembringe kunstig nordlys.

Birkeland skydde ingen anstrengelser for å skaffe seg vitenskaplige data. I 1897 var han i Finnmark for å undersøke nordlys og jordmagnetisme. En snøstorm var nær ved å ta livet av deltakerne. Og noe skikk på målingene ble det ikke før man fikk bygget et par små observatorieposter på fjellet Haldde. Her ble det så fra århundreskiftet foretatt kontinuerlige målinger av jordmagnetiske og meteorologiske data. Det bør også nevnes at det ble gjort forsøk på å måle nordlysets høyde ved hjelp av fotograferinger fra to forskjellige steder samtidig. Det er som bekjent den metode som ble benyttet av Størmer. I de følgende år ble det bygget observasjonsposter på Svalbard, Island og Novaja Semlja.

Senere ble det også foretatt målinger langt syd. Det ble foretatt magnetiske målinger og fotografering av zodiakallyset i Assounan og Khartoum. Tilsvarende målinger ble senere også utført i Rhodesia.

De siste årene av sitt liv tilbrakte Birkeland i Egypt vesentlig av helbredshensyn. Han døde i Tokio på veg til Norge. (Den første verdenskrig nødvendiggjorde den omstendige reiserute).

I denne lille artiklen er det kun tatt med ting som har vist seg å være verdifulle for den senere forskning. Men bildet er ikke fullstendig uten at det blir nevnt at Birkeland hadde et veld av ideer, gode og dårlige. Sæland skriver således i den tidligere nevnte nekrolog. «Det kan heller ikke nægtes at hans sangvinske temperament i forbindelse med hans ideers rigdom av og til formelig syntes at løpe løbsk og for et overfladisk syn at give hans arbeider et skjær av fantasteri, som de i virkeligheten ikke havde.

Hans personlige egenskaper bidrog også i nogen grad til et saadant indtryk. Optimist som han var i alt sit arbeide og altid fuldt optat av de planer og ideer som han overhodet beskjæftiget sig nærmere med, delte han uten karrighet ut av sine egne forhaabningers overflod til venner som til fremmede, og i sin egen optimismes glød stillet han saaledes heller ikke sjelden tilskue — ogsaa for uvedkommende — selve sit inderste tankeverksted og drysset ut ikke bare fuldt modnede tanker men ogsaa saadanne, som han selv klarere kanske end nogen anden senere saa bristen i.

Han var som forsker en impressionistisk kunstner, og naar hans arbeider fra hans senere aar ofte gir et noget rodet indtryk kommer dette først og fremst derav, at han sjelden havde tid til at stille sine slutninger op i nogen stram paradelinje. Der var altid nye tanker som trængte paa og fordret plads.

Som forelæser var han derfor heller ikke altid vellykket, hans fremstilling var ogsaa her altfor springende og utaalmodig.

Men han havde paa den anden side en sjelden evne til i et eneste samlende overblik at se det væsentlige i et problem, til virkelig at se alt som skedde under et forsøk, liksom hans slutninger var usvigelig sikkre og konsekvente, naar han bare gav seg en smule tid til at gaa dem igjennem. Hans iderigdom, fantasi og kombinationsevne var dertil saa at sige uuttømmelig».

Om Dopplereffekten i den spesielle relativitetsteorien

Einar Wold

Før relativitetsteorien kom ga Dopplereffekten et entydig svar på spørsmålet om en lyskilde og en iakttager av denne beveget seg mot hverandre (motgående bevegelse) eller fra hverandre (fragående bevegelse). Svaret var enkelt: hvis iakttageren mottok lys med større bølgelengder enn han ville motta dersom både han og lyskilden var i ro i forhold til eteren, var det fragående bevegelse; i motsatt fall var det motgående bevegelse.

Etter relativitetsteorien blir denne entydige tolkningen umulig. Riktignok forenkles det hele ved at eterbegrepet bortfaller, men til gjengjeld opptrer en ny effekt: tidsdilatasjonen. Tydeligst kommer denne til uttrykk ved ren transversell bevegelse, det vil si når lyskilden beveger seg loddrett på forbindelseslinjen mellom iakttageren og lyskilden. Tidligere ville denne bevegelsen ikke gitt noen Dopplereffekt, men etter relativitetsteorien mottar iakttageren nå lys med større bølgelengder enn normalt, dvs. rødforskynving. Ved en bevegelse med stor transversell komponent og liten motgående radiell komponent kunne en vente at rødforskyvingen fra tidsdilatasjonen var større enn blåforskyvningen fra den radielle bevegelse, altså en rødforskyvning ved motgående bevegelse!

At dette virkelig er riktig viser en enkel diskusjon av uttrykket for Dopplereffekten i den spesielle relativitetsteorien. Dette forholdet er sikkert velkjent nok, men da jeg ikke har sett det bemerket i de vanlige lærebøker vil det kanskje ha en viss interesse her.

Det relativistiske uttrykket for Dopplereffekten er

$$D \equiv \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1 + v/c \cos\varphi}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}}$$

der λ er bølgelengden iakttageren mottar når lyskilden har hastigheten v, φ er vinkelen mellom hastighetens retning og forbindelseslinjen iakttager — lyskilde ($\varphi = 0$ ved ren fragående bevegelse); både v og φ er målt i iakttagerens inertialsystem. Iakttageren mottar bølgelengden λ_0 når $v = 0$.

Definerer vi nå

$$v/c \equiv \sin\alpha\,, \qquad 0 \leqq \alpha \leqq \pi/2$$

får vi

$$D = \frac{1 + \sin\alpha \cos\varphi}{\cos\alpha}$$

Når $D > 1$ har vi rødforskyvning, dette inntreffer altså når ulikheten under er oppfylt

$$\cos\varphi > -\frac{1 - \cos\alpha}{\sin\alpha}$$

dvs. $\cos\varphi > -\operatorname{tg}(\alpha/2)$

der altså $0 \leqq \alpha/2 \leqq \pi/4$ og $0 \leqq \varphi \leqq \pi$.

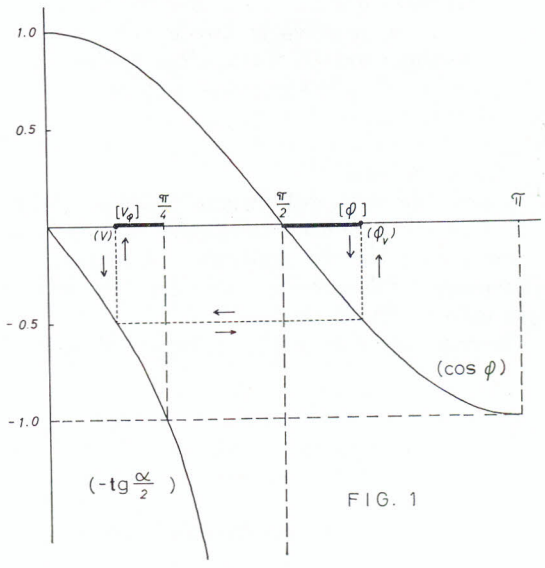


FIG. 1

Av fig. 1 som viser diagram av funksjonene $\cos x$ og $-\operatorname{tg} x$ ser vi lett følgende:

Cand. real Einar Wold er vit. ass. ved Institutt for teoretisk fysikk, Universitetet i Oslo.

a) Vi får rødforskyvning ved motgående bevegelse ved en hvilken som helst hastighet $0 < v < c$ bare vinkelen φ ligger mellom $\pi/2$ og en viss øvre grense φ_v som avhenger av v.

b) Omvendt vil en hvilken som helst motgående bevegelse $\pi/2 < \varphi < \pi$ gi rødforskyvning bare hastigheten overstiger en viss størrelse v_φ som avhenger av φ.

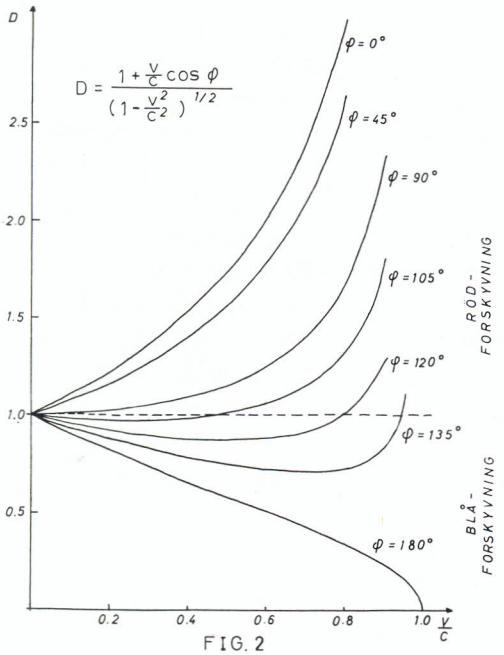


FIG. 2

Alt dette kompliserer slutninger om lyskildens og iakttagerens relative bevegelse ut fra en observert Dopplereffekt. Fig. 2 viser Dopplerforskyvningen D som er funksjon av v/c for en rekke forskjellige vinkler φ.

Observerer vi en bestemt rødforskyvning, ser vi av figuren at vi egentlig ikke kan si noe sikkert om hastighetens størrelse og retning bortsett fra at hastighetens størrelse må ligge over en viss verdi svarende til skjæringspunktet med kurven for $\varphi = 0°$.

Ved en bestemt blåforskyvning derimot ser vi at vi sikkert har motgående bevegelse og at hastigheten også her må ligge over en viss verdi svarende til skjæringspunktet med kurven for $\varphi = 180°$. Men vi ser på den annen side at for en bestemt vinkel φ ved motgående bevegelse finnes det ofte to forskjellige hastigheter v som gir samme blåforskyvning.

Forholdene som er omtalt foran vil naturligvis gjøre seg sterkest gjeldende for lyskilder med store hastigheter. Slike lyskilder finnes ute i verdensrommet og der observerer en også store Dopplerforskyvninger. Spesielt tydelig er de store rødforskyvninger til de fjerne spiraltåker, men som vi har sett synes det å være vanskelig å trekke helt sikre slutninger om spiraltåkenes bevegelse i forhold til oss ut fra Dopplereffekten alene.

Styret i Norsk Fysisk Selskap har i 1966 innvalgt følgende nye medlemmer i selskapet:

Aurdal, Arne
Backe, Willy
Benestad, Olav Michael
Berre, Bjørn
Bull, Arne Odd
Ditlefsen, Jan Erik
Dysthe, Kristian Barstad
Eidsvig, Per Devold
Engevik, Leif Eirik
Eriksen, Erik Leif
Frøyland, Jan
Halmøy, Einar
Haugland, Kristen
Haugset, Kjell
Haukeland, Sverre Rune
Holmby, Bjørg Annelise
Høier, Ragnvald
Haaland, John
Jakobsen, Ole Andreas
Jeppesen, Jens Petter
Kielland, Jacob
Koren, Kristian Johannes
Korneliussen, Ulf Tore
Korpås, Tor Harald
Larsen, Arvid Johan
Ledang, Ola Kai
Lillestøl, Egil
Monrad-Krohn, Lars
Nesheim, Gunnar
Nilsen, Trygve Steinar
Nitteberg, Jan
Næs, Aasmund Erik
Otnes, Kaare
Pappas, Alexis C.
Pettersen, Helge
Plahte, Erik
Roalsvig, Jan Per
Romslo, Kaare
Sauar, Tore Ole
Seeberg, Per
Spangen, Finn Severin
Stefánsson, Thórarinn
Svardal, Aslak
Sve, Arnfinn
Sæthre, Øyvind
Sørensen, Gunnar Birger
Tjøtta, Jacqueline Naze
Trengereid, Jon Kjell
Wang, Gunnar
Wathne, Einar
Ødmansson, Erik

Styret i Norsk Fysisk Selskap har i 1967 innvalgt følgende nye medlemmer i selskapet:

Andresen, Arve Marton
Astrup, Thorvald
Audestad, Jan Arild
Bakken, Gunnar
Berteig, Leiv Audun
Bjordal, Jon
Botterud, Ola Håkon
Brandt, Ellen-Carine
Brønstad, Kjell
Hanssen, Kåre Frölich
Hanssen, Per Arnstedt
Hanssen, Svein Erik Wennemo
Harang, Ove E.
Heiberg, Edvard
Hjortås, Johan Andreas
Hobæk, Halvor
Holmås, Odd
Holte, Eilif
Johannessen, Arve Rostad
Johansen, Jan
Kvifte, Gunnar Jørgen
Leer, Egil
Lie, Svein
Lien, Jan Reinert
Løvold, Kjell
Låg, Knut
Mortensen, Jens Andreas
Osnes, Eivind
Pytte, Agnar
Skammelsrud, Kåre Sigmund
Skovli, Gunnar
Skaali, Toralf Bernhard
Sollien, Vidar
Stefánsson, Valgardur
Steinsheim, Håkon
Strømman, Eivind
Sølvberg, Ingeborg Torvik
Vinje, Helge
Waldenstrøm, Sigmund
Walløe, Lars
Widerøe, Rolf
Wold, Einar
Ytrehus, Tor
Aanstad, Per

Etteranmeldte:

Dahler, Arne Roy
Pharm, Yngvar

Brev fra leserne.

Den amerikanske Ph.D. utdannelsen.

Efter en endt akademisk utdannelse såsom f. eks. en cand. real er det ofte lokkende å få noen år i USA, ja eventuelt få en M. S. (Master of Science) eller en Ph. D. I alminnelighet kan det hevdes at det er bedre å bruke et stipendium til en universitetsutdannelse enn å gå 1 á 2 år som «guest» i et laboratorium. Går man gjennom en amerikansk universitetsutdannelse må man leve seg inn i det amerikanske miljøet og arbeide hardt.

Dessverre er det en tendens i Norge å nedvurdere amerikanske universitetsgrader. I studenterkretser f. eks. heter det svært ofte at en Ph. D. ikke er mer enn en «cand. real». En mer nøyaktig måte å uttrykke saken på ville være å si at en Ph. D. fra et middels universitet er omtrent likeverdig med en licentiateksamen. Derimot får en Ph. D. fra et førsteklasses universitet såsom University og California, University of Chicago eller MIT betraktes som likeverdig med en norsk doktorgrad. I alminnelighet kan man hevde at den amerikanske Ph. D.-forskeren har lært seg å arbeide hurtigere enn sin norske kollega.

Undertegnede som avla sivilingeniørseksamen ved Kungl. Tekn. Høgskolans avdeling for teknisk fysikk, fikk f. eks. ikke denne eksamen godkjent som en M. S. ved starten av sitt Ph. D. studium ved Chicago universitetet. Det gikk faktisk et og et halvt år innen jeg fikk denne grad og det var en usedvanlig hard eksamen. I fire på hverandre følgende dager, 8 timer hver dag, fikk vi løse oppgaver fra alle deler av fysikken. Som eksempel på den litteratur som kreves for å makte denne eksamen, kan nevnes: Fermi: Fundamental Particles, Tolman: Statistical Thermodynamics, Schiff: Quantum Mechanics, Terman: Radio Engineering osv. Løser man 70–75 % av oppgavene, er man helt enkelt et geni. De fleste greier omtrent 50 %, og løser man mindre enn 40 % riktig, stryker man. Efter disse «prelims» får man regne med ytterligere 3–4 års hardt effektivt arbeide innen man i beste fall har en aksepterbar «Ph. D.-thesis».

I alminnelighet er det best å bli en periode i USA efter en så lang og hard utdannelse innen man reiser hjem til Norge. Dette er vel antagelig den enkleste måten å komme i balanse med tilværelsen igjen psykisk og fysisk.

Edvard Heiberg,
Institutt for Atomenergi,
P. O. Box 40,
Kjeller.

Bøker

P. Kratochvíl: Crystals. Iliffe Books, London, 1967. 112 s.

Denne lille boken gir en kortfattet innføring i krystallenes struktur, og behandler også i korte trekk deres elektriske, mekaniske og optiske egenskaper. Hovedvekten ligger på fenomenene knyttet til krystallvekst og imperfeksjoner. Den er beregnet for studenter som supplerende lesning, og er et av en rekke småskrifter oversatt fra tsjekkisk til engelsk.

Selv om fremstillingen stort sett er tillitsvekkende, så inneholder den generelle del av boken uklarheter, uheldige formuleringer og også direkte feil. Språket kunne også vært bedre (eks.: «Phonons may be introduced into the crystal by heating when the temperture of the crystal rises»), men det kan skyldes oversetteren.

Anmelderen tror *ikke* denne boken vil inspirere en student til å lære mere om dette viktige og fascinerende område av fysikken.

P. C. Hemmer

M. Marvan: Negative Absolute Temperatures. Iliffe Books, London, 1966. 70 s.

Inntil 1950 ble den absolutte temperatur betraktet som en fundamentalt positiv størrelse. Kelvins definisjon av den absolutte temperatur ved Carnotprosessens virkningsgrad, eller temperatur som mål for molekylenes midlere kinetiske energi, synes å bekrefte dette. Men i 1951 annonserte Purcell og Pound at de hadde oppnådd eksperimentelt visse tilstander av kjernespinn som kunne betraktes som tilstander med negativ temperatur. De nødvendige vilkår for at et system skal kunne beskrives ved negative temperaturer er at dets energi har en øvre grense, og at vekselvirkningen med omgivelsene er så liten at en likevekt når å innstille seg.

Marvans bok forteller om dette, og om hvordan de klassiske termodynamiske argumenter og teoremer må endres og omformuleres dersom en insisterer på å inkorporere systemer med negativ temperatur i termodynamikken. Fremstillingen er klar og velskrevet. Studenter som allerede er fortrolige med varmelærens første og annen hovedsetning vil kunne lese boken med utbytte.

P. C. Hemmer

Warren Weaver: Fru Fortuna (læren om Tilfældigheder og Sandsynligheder). København, 1965. I serien Gyldendals Kvantebøger.

Visste De at hvert av våre åndedrag sannsynligvis inneholder noen av luftmolekylene fra Cæsars siste utånding? Warren Weavers bok, som er full av slike pussigheter, er en lettlest og underholdende innføring i sannsynlighetsregning og statistikk. Den går ikke så langt teknisk sett, men fundamentale begrep diskuteres inngående og omhyggelig. Weaver behandler grundig selve det matematiske sannsynlighetsbegrep og sammenhengen mellom matematiske modeller og den fysiske verden. De grunnleggende regler for å regne med sannsynligheter innøves ved eksempler, og der er også øvingsoppgaver for den grundige leser.

«Det er bemerkelsesverdig at en vitenskap som begynte med betraktninger over hasardspill skulle bli den viktigste gjenstand for menneskelig viten», skrev Laplace. Forskjellige slags spill anvendes av Weaver til illustrasjon, og i et eget kapitel analyseres enkle spill. (Weavers pessimistiske syn på gevinstmulighetene i moderne spillehus deles ikke av alle — se G. Sharp: «How to beat the dealer»!)

Selv om boka er lett å lese er den ikke lettvint. Bare noen få steder fant jeg upresisheter, bl. a. en sammenblanding av «sannsynlighet 1» og «sikkerhet». Boka er beregnet på gymnasiaster, og jeg er overbevist om at de vil lese den med stor glede og med utbytte.

P. C. Hemmer

Men det er ikke bare de nyere kapitlene av fysikken som her blir stimulerende behandlet, også den klassiske fysikk er angrepet fra en forfriskende moderne synsvinkel. Newton blir presentert i fullt astronaututstyr, termodynamiske størrelser blir innført fra begynnelsen i sin statistisk mekaniske interpretasjon, elekrtomagnetiske krefter forklares som en relativistisk korreksjon til elektrostatiske osv. Tradisjonelle traurigheter som magnetiske høyrehåndsregler blir plutselig spennende saker i Lee og Yang-perspektiv.

En og annen formulering vil en selvsagt mislike. Enkelte vil irritere seg over at astronauter er vektløse. Presis hvilken rolle statistikken spiller i forbindelsen mellom mikro- og makrobeskrivelse er et annet ømt punkt. Verre er det at Heisenberg's usikkerhetsrelasjon blir gitt som en tilnærmet likhet, og ikke som en nedre grense!

Hvert kapittel er fulgt av et snes problemer, løsninger er gitt for hvert annet av dem. Dessuten har boka en innebygd «læremaskin» som kontrollerer forståelsen av det som nettopp er lest. Før De går videre til neste bokanmeldelse bør De derfor svare på følgende spørsmål: Hvordan gjøre poden Petter's første møte med fysikken til en stimulerende opplevelse? Svar: Send ham til Cornell og innruller ham som student i keltiske språk (med fysikk som sidefag). Hadde De vansker med løsningen av dette problemet, bør De ta for Dem anmeldelsen en gang til.

E. Hiis Hauge

Jay Orear: Fundamental Physics. Second Edition. John Wiley and Sons Inc., New York 1967. 472 s. Pris sh. 72,–.

Dette er en innføring i fysikk beregnet på første års college-studenter som ikke har tenkt å gå videre med faget. Det kreves et minimum av matematiske forkunnskaper, vederstyggeligheter som integraltegn er bannlyst i boka og cos φ er medtatt under tvil.

Forsåvidt burde vi derfor sammenligne boka med tradisjonell norsk gymnaslektyre, men da USA som kjent ikke hører til de land «det er naturlig å jamføre oss med», unngår vi taktfullt denne fallgruben.

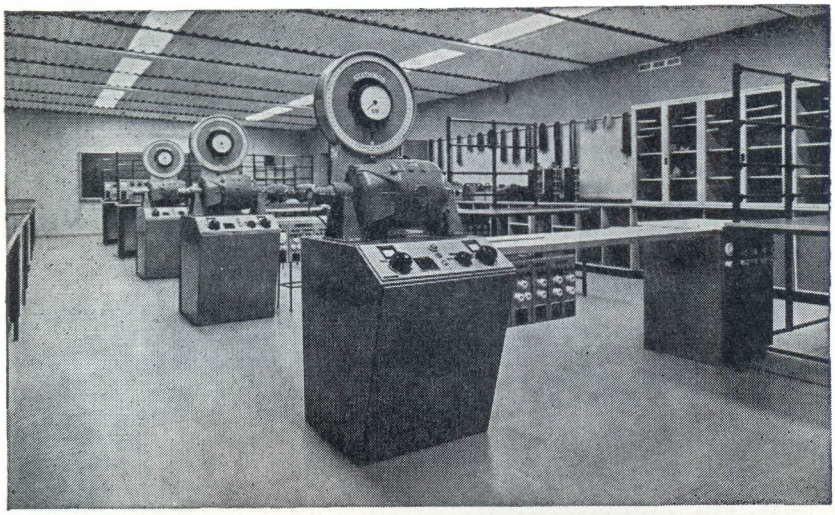
La oss bare slå fast at det her gjøres et alvorlig forsøk på å presentere fysikken som en levende disiplin av i dag. Og at dette forsøket etter min mening har lyktes i imponerende grad. For å gi et inntrykk av hva forfatteren har gitt seg i kast med følger listen over de seks siste kapitlene: Relativitet, Kvanteteori, Atomteori, Stoffenes struktur, Kjernefysikk, Partikkelfysikk. Vekten er lagt på diskusjon av de grunnleggende ideene og disse er fulgt opp kvantitativt så langt (og det er til tider forbausende langt) det lar seg gjøre med det begrensete matematiske apparat en har til rådighet.

Irving Adler: Elektronhjernen. Kan maskiner tenke? Cappelens realbøker, Oslo 1967, 154 s. Pris: kr. 13,20.

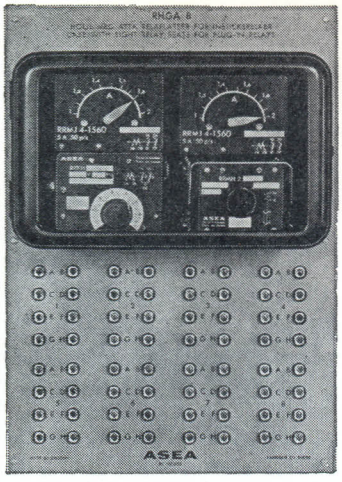
Det påstås på omslaget at boka besvarer spørsmålet: «Hva slags tankearbeid kan maskinene utføre?» Etter lesningen står det helt klart for en at regnemaskiner *kan* addere og multiplisere. Som om noen tvilte på det. Mer avanserte anvendelser blir streifet, men i svært så løsaktige vendinger. Det som interesserer forfatteren er åpenbart den til grunn liggende logikk, og de ca. 60 sidene som gir en elementær innføring i mengdelære, Boole'sk algebra og symbolsk logikk er da også noenlunde velskrevet. Men alt formalismen blir brukt til i boka, er å konstruere en bryterkopling som virker som en addisjonsenhet i to-tallsystemet. Elektroniske regnemaskiner blir bare behandlet på 15 av de 154 sidene og da ved å gjennomgå en bestemt maskin. Det valgte eksempel viser seg å være en steril fetter av oldefaren til dagens maskiner.

Kort sagt en bok uten veldefinert siktepunkt hverken med hensyn til stoff eller publikum.

E. Hiis Hauge



Laboratorium med elektriske momentvekter



Relésentral med reléer av innstikkstypen for enkel tilkopling med bananstikker.

ASEA

Komplette utrustninger for undervisning — forskning — laboratorier og demonstrasjoner.

Dessuten leveres laboratorieapparater som: nettmodell, belastningsmotstand, belastningskondensator, belastningsreaktor, kontaktorer og instrumenter.

ASEA-PER KURE A/S

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Professor dr. Njål Hole

Styre: Direktør O. Chr. Böckman
Professor dr. Aadne Ore
Professor dr. Harald Trefall
Dr. philos Tormod Riste

Selskapets sekretær: Ingerid Rognes,
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, Strinda Høg. Almenskole, 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: Siv.ing. Knut Lønvik, N. T. H.

Annonser: Siv.ing. Knut Lønvik, N. T. H.
Korrektur —„—

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