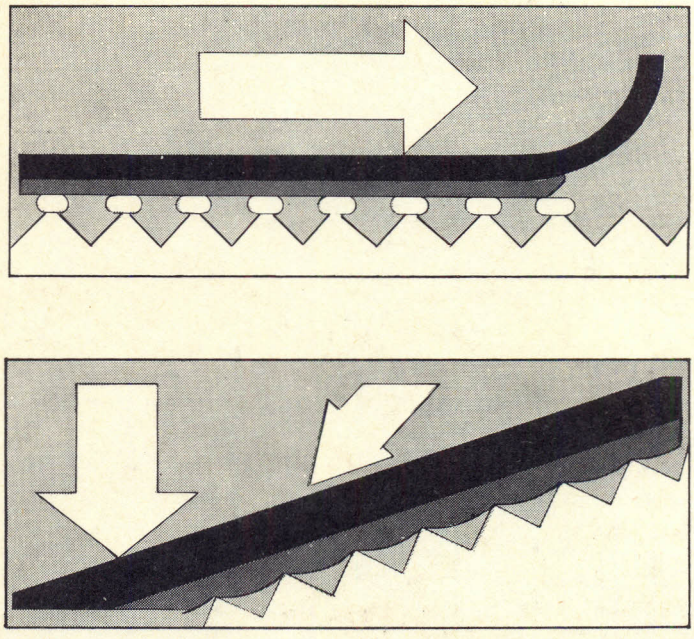
Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Frå redaksjonen	73
Nobelprisen 1977	73
Boltzmann-medaljen	73
Norsk Standard for SI	74
Til Norsk Fysikkråd	74
Måling av små grunnstoffmengder....	75
Snø, skiløping og skismøring	80
Fasefølsom spektrometri	85
Wilson i tresko	88
Fysikk i skoleverket	92
Diracs elektronteori 50 år	94
Bøker	83, 87, 91, 96

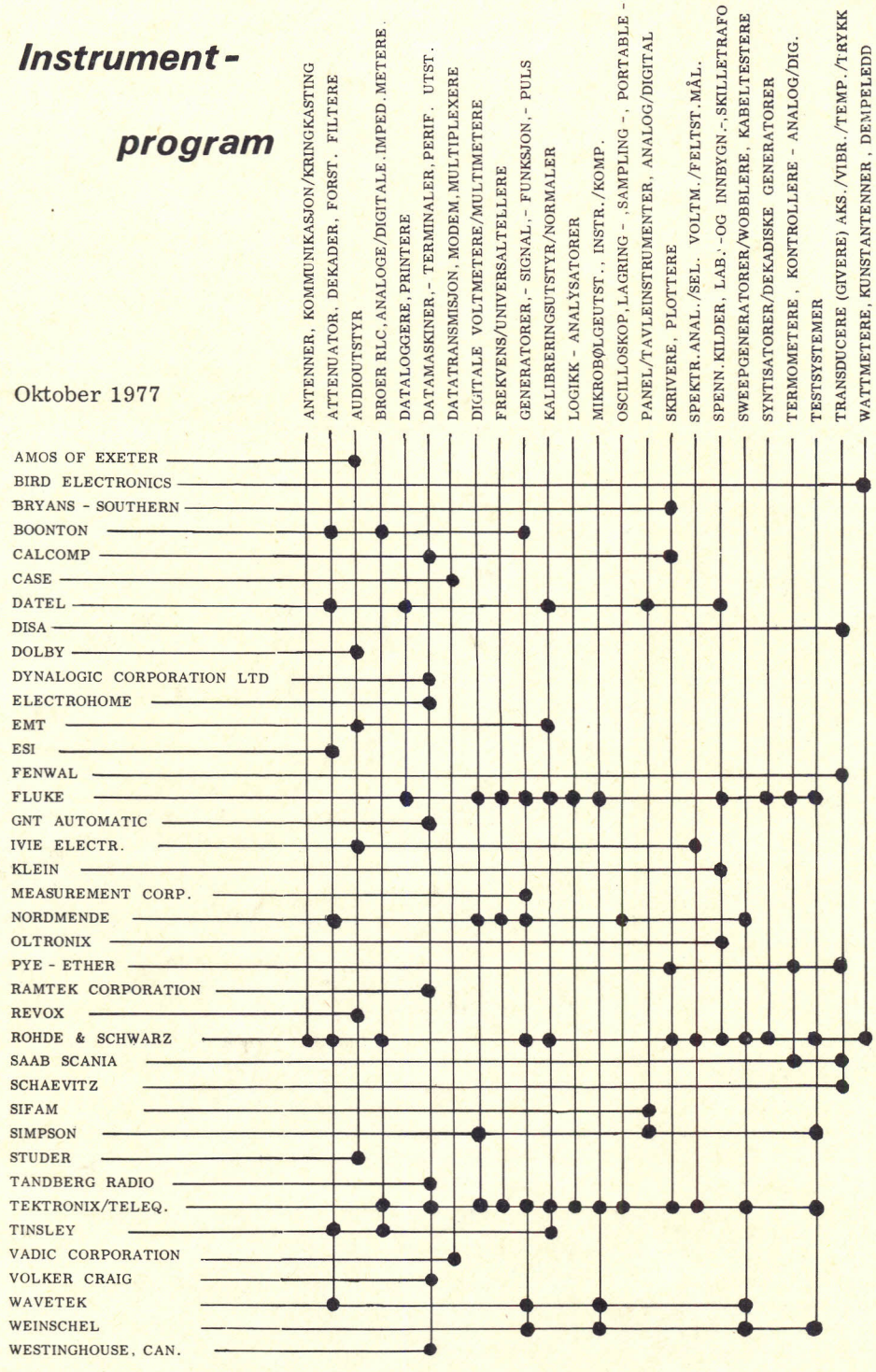


Om innbyrdes virkning mellom skiunderlag, smøring, temperatur og snøens egenskaper, se artikkelen side 80

Nr. 4 - 1977
39. årgang
ISSN-0015-9247

Instrument - program

Oktober 1977



MORGENSTIERNE
Ingeniørfirma Morgenstierne & Co. A/S
*35 61 10 - Konghellegt. 3/5 - Oslo 5
Serviceavdelinger i Bergen og Trondheim

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 4 — 1977
39. årgang
ISSN-0015-9247

Redaktør: Olav Stensvoll
Redaksjonssekretær: Halvard Torgersen

Frå redaksjonen

Vi er no komne heilskinna gjennom omlegginga til offset produksjon av tidsskriftet vårt. Kommentarar frå lesarar tyder på at den nye utsjånaden har vorti godt motteken. Det går igjen å sjå om økonomien viser ei tilsvarande betring når rekningane strøymer inn.

NAVF har gjeve oss ei støtte på kr. 20.000,— for dette året, og dette hjelper oss monaleg, men vi lever framleis frå hand til munn økonomisk. Talet på innkomne artiklar har auka gledeleg den siste tida. Vi må lekevel minna framtidige forfattarar om at dei bør skriva kort og mest mogeleg populært.

Dette heftet tar farge av at skisesongen står for døra, og vi vonar at fysikarane får betre glid på skia etter å ha lese artikkelen om skismurning. Det er mange fysiske parametrar å ta omsyn til ved valet av riktig smurning. Ved årsskiftet kan vi feira 50-års jubileet for Diracs elektronteori. Med si nye likning makta han å sameina både relativitetsteori og bølgjemekanikk og dette fekk mykje å seia for eksperimentalfysikk og teori utover i trettiåra. Vi er innom fysikkfaget for ungdomstrinnet og korleis ein kan finna tidsutviklinga i fotokjemiske prosessar. Den kryptiske tittelen «Wilson i tresko» løyner ein artikkel om ei spesiell realisering av renormaliseringsgruppeteori som nokre nederlendarar har laga. Vi vonar og å få med eit innlegg i kjernekraftdebatten og noko om analyse av ørsmå mengder av ulike grunnstoff. Lesnaden i jula skulle difor vera sikra og vi ønskjer våre lesarar ei god jul!

Helsing redaksjonen

Nobelprisen 1977

Nobelprisen i fysikk 1977 vart delt mellom professorane P. W. Anderson, Nevill Mott og J. Van Vleck. Dei som arbeider innan feltet magnetisme i faste stoff vil før eller sidan ikkje koma utanom den klassiske boka åt Van Vleck der han anvender kvantemekanikk til å forklara dei magnetiske eigenskapane i faste stoff.

Mott og Anderson har begge arbeidd innan teorien for amorfe stoff, altså faste stoff utan krystallinsk struktur. Mott har og fått namnet sitt knytt til ein spesiell overgang mellom metallisk leiande og isolerande tilstand, «Mott overgangen». Han kom med teorien for denne i ei avhandling i 1949. Den som er interessert i fotografering vil og vita at Mott var ein av dei første som forklarte kva som går føre seg i ein fotografisk film med latent bilete og etterfølgjande forsterking av dette ved framkallingsprosessen.

Kjemiprisen vart gjeven til professor I. Prigogine for hans banebrytande arbeid for å setja opp ein teori for termodynamikken i system som ikkje er i likevekt og som ikkje er reversible. Biologiske, meteorologiske og astronomiske tilhøve viser seg ofte å vera av slik natur. Når energi eller materie flyt gjennom slike system kan ulike ordningsfenomen opptre slik som levande vesen (liv), konveksjon eller laser verknad. Overgangen til slike sjølorganiserte tilstandar kan ofte samanliknast med faseovergangar i stoff med termisk likevekt, men ein har og funne at dei nye fenomen er ei utviding av dei gamle omgrepa. Det syner seg at dei spontane avvik (fluktuasjonar) i slike system har mykje å seia for den ordenstilstand som opptrer. Grensetilhøva for system har og stor innverknad avdi dei avgjer kontakten med omverda og geometrien til systemet.

Boltzmann-medaljen til R. Kubo

IUPAP's kommisjon for termodynamikk og statistisk mekanikk har gitt Boltzmannprisen til Ryogo Kubo. Prisen består i en gullmedalje og hedrer framstående vitenskapelige bidrag til statistisk fysikk. (Dette er andre gangen medajen utdeles, den første fikk K. Wilson i 1975).

Kubo er professor i fysikk ved Tokio Universitet, og prisbelønningen var begrunnet i hans grunnleggende bidrag til ikke-likevektsteori. En forbinder især Kubos navn med de viktige relasjoner som uttrykker transportkoeffisienter ved tidskorrelasjonsfunksjoner for de angjeldende system i likevekt.

Boltzmann-medaljen ble overrakt 24. august i Haifa på IUPAP's internasjonale konferanse i statistisk fysikk.

P. C. Hemmer

NORSK STANDARD FOR SI-ENHETER

B. E. Lian
Norges Standardiseringsforbund

I tilknytning til artiklene av Jan de Boer om Det internasjonale enhetssystem tillater vi oss å meddele at det er utarbeidet en rekke Norsk Standard på dette området. Standardene er helt og holdent basert på internasjonale standarder utgitt av Den internasjonale standardiseringsorganisasjon ISO. I disse standardene er bl.a. fastsatt norske navn på de fysiske størrelsene.

Vi kan også opplyse at SI-enhetene nå er innført ved lov i Norge. 10. juni 1977 undertegnet Kongen i statsråd endring i lov om mål og vekt. Detaljer om enhetene er fastsatt i forskrift som stemmer overens med nedennevnte

Norsk Standard for størrelser og SI-enheter:

NS 1020 Del 0, 1. utg. (1976) Generelle prinsipper for størrelser, enheter og symboler
NS 1020 Del 1, 3. utg. (1970) Rom og tid
NS 1020 Del 2, 2. utg. (1970) Periodiske fenomener
NS 1020 Del 3, 2. utg. (1970) Mekanikk
NS 1020 Del 4, 2. utg. (1970) Varmelære
NS 1020 Del 5, 2. utg. (1970) Elektrisitet og magnetisme
NS 1020 Del 6, 1. utg. (1970) Lys og beslektet elektromagnetisk stråling★)
NS 1020 Del 7, 2. utg. (1970) Akustikk
NS 1020 Del 8, 1. utg. (1969) Fysikalsk kjemi og molekylfysikk★)
NS 1020 Del 9, 1. utg. (1971) Atom- og kjernefysikk★)
NS 1020 Del 10, 1. utg. (1972) Kjernereaksjoner og ioniserende stråling★)
NS 1020 Del 13, 1. utg. (1977) Faste stoffers fysikk (Utgis høsten 1977)

Dessuten kan nevnes:

NS 1019 2. utg. (1970) Matematiske tegn og symboler
NS 1024 2. utg. (1974) SI-enheter og anbefalinger for bruken av deres multipler og visse andre enheter
Publikasjon P 120 tekniske og fysiske størrelser og enheter – SI (Inneholder NS 1024 og korte utdrag av NS 1020.)

★) Ny utgave kommer høsten 1977.

Til Norsk Fysikkråd

I samarbeid har Norsk lektorlag, Norsk Fysisk Selskap og Fysisk institutt, Universitetet i Bergen i tiden 9. til 12. aug. 1977 arrangert et kurs/seminar om fysikk. Kursdeltakerne var lærere i grunnskole, videregående skole, universitet og ulike høgskoler.

Kursdeltakerne vil overfor Norsk Fysikkråd peke på en del problemer som er forbundet med undervisning i fysikk. De knytter seg vesentlig til omstruktureringen i grunnskole, videregående skole, høgskole og universitet og kan kort oppsummeres slik:

— Intergrering av faget sammen med andre naturfag og tekniske fag.
— Problemer ved overgang fra et skoleslag til et annet skoleslag.
— Problemer forbundet med lærerutdanningen og etterutdanning av lærere faglig og pedagogisk.
— Problemer knyttet til undervisningsplanen og lærerutdanningen.
— Rekrutteringen til faget.

Kursdeltakerne anmoder Norsk Fysikkråd om å ta opp disse problemene til drøfting. Problemene må sees i sammenheng, og det kreves samarbeid mellom ulike organ. Vi håper Norsk Fysikkråd vil bidra til å fremme en gunstig samarbeidssituasjon.

Ved avslutningen av diskusjonen under Sesjon 2, skolefysikk, ved Fysikermøtet 1977, satt dosent Sigmond fram et forslag til uttalelse som fikk tilslutning fra forsamlingen. Forslaget lyder:

Møtet ber om at Norsk Fysikkråds utvalg for skolefysikk, i samarbeid med Norsk Fysisk Selskaps Utvalg for undervisningsspørsmål, tar opp:

1. Kontinuerlig overvåking av standarden til lærebøker og utstyr for fysikkundervisningen under universitetsnivå.
2. Sikring av at et forsvarlig antall kvalifiserte personer får anledning til å arbeide på hel tid og med tilstrekkelig utstyr med pedagogisk fysikk.
3. Støtte til arbeidet med seminarer omkring skolefysikk og tilgrensende områder.

Njål Hole

Møteleder for sesjon 2

Måling av små grunnstoffmengder ved ione-indusert røntgenfluorescens

J. Rekstad *)

Sporanalyse

En stadig økende forurensning av livsmiljøet har skapt bekymring i vår del av verden. Denne forurensning, som er et resultat av menneskenes aktivitet, forekommer gjerne som sporstoffer eller sporelementer i luften, vann eller i organiske materialer. Med betegnelsen *spor-elementer* mener vi at grunnstoffer forekommer i meget liten konsentrasjon, f.eks. av størrelsesorden *1 milliondel* (ppm), målt i masse.

Vi kjenner i dag flere metoder til å måle kvantitativt forekomster av sporelementer i et materiale, en av de mest interessante er den vi skal diskutere her. Den går ut på å måle karakteristisk røntgenstråling frembrakt ved bombardement av tunge ioner, dvs. protoner eller tyngre ioner.

For at en metode skal være praktisk nyttbar til systematiske undersøkelser, må den være *billig, hurtig* i bruk, den bør kunne brukes til måling av *mange elementer* og av *forskjellige typer prøver.* Metoden må dessuten ha en *tilstrekkelig følsomhet.* Vi vil i det følgende også vurdere metoden på bakgrunn av disse punktene, og sammenligne denne med andre metoder.

Måleprinsippet

Prinsippet for metoden skulle være velkjent. Vi lager en ledig plass eller vakans i K eller L skallet i et atom. Denne plassen blir snart okkupert ved at et elektron fra ett av skallene utenfor faller ned, og den frigjorte energi sendes ut enten som elektromagnetisk stråling eller ved et Auger-elektron. Det er den elektromagnetiske strålingen eller røntgenstrålingen som interesserer i denne sammenheng.

Røntgenstrålingen betegnes med henholdsvis K_α, K_β, L_α, L_β osv., og på fig. 1 ser vi hvilke elektronsprang dette svarer til. Bortsett fra K-skallet er alle skallene splittet opp i undertilstander med noe forskjellig energi. Dette fører til at f.eks. K_α betegner flere røntgenlinjer. Vi kaller de $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ osv. Strålingens energi er karakteristisk for atomet (karakteristisk røntgenstråling), og ved å måle energien kan vi avgjøre hvilket atom strålingen kommer fra. Energien er tilnærmet gitt ved den velkjente formelen

$$E = h\nu = R \cdot Z_2^2 \, [1/m^2 - 1/n^2]$$

*) Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo.

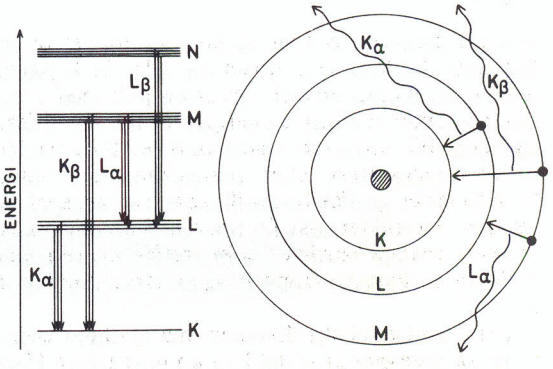


Fig. 1

Her er h Plancks konstant, ν er frekvensen og R er Rydbergkonstanten.

m = 1,2,3..., n = m + 1, m + 2, m + 3 osv.

K_α svarer til m = 1, n = 2

K_β svarer til m = 1, n = 3

L_α svarer til m = 2, n = 3 osv.

Vi ser at energien er proporsjonal med kvadratet av atomnummeret Z_2. I tabell 1 gir vi eksempler på noen K_α energier. Vår mulighet til å identifisere elementer på basis av disse energiene er bestemt av hvilken energioppløsning vårt røntgenspektromenter har. Til sammenligning med tallene i tabellen kan vi nevne at dagens kommersielle røntgendetektor (Ge(Li) og Si(Li)) gir topper med bredde rundt 150 eV ved energier på ca. 6 keV. Det skulle etter dette være enkelt å påvise forekomst av et spesielt element ved å måle energien til den karakteristiske røntgenstrålingen. En ganske annen sak er å gjøre kvantitative målinger, dvs. å måle konsentrasjonen av dette element i prøven. Det innebærer blant annet at vi produserer vakanser i de indre elektronskall på en kontrollert måte. Vi skal se nærmere på fremgangsmåten en benytter ved kvantitative målinger.

Måleoppstilling

Fig. 2 viser en typisk eksperimentell oppstilling ved måling av røntgenfluorescens. Hurtige ioner fra akseleratoren sendes mot prøven etter først å ha passert kollimatorer C. Ved kollisjon vil ionene eksitere atomene i prøven slik at disse bl.a. sender ut karakteristisk røntgenstråling. Strålingen fra prø-

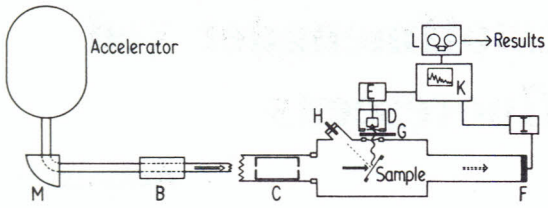


Fig. 2

ven går gjennom et tynt vindu i kammeret til en fast-stoff detektor D(Li-dopet Ge eller Si krystall) hvor vi får dannet en elektrisk strømpuls med amplitude proporsjonal med energien til fotonet. Disse signalene blir forsterket i elektronikken E og sendes til en «kicksorter» eller mangekanal-analysator hvor vi får en grafisk framstilling av røntgenspekteret som er karakteristisk for prøven. Samtidig måler vi hvor mange partikler som treffer prøven ved hjelp av en Faraday-kopp F og en strømintegrator I.

For å ionisere f.eks. K-skallet må vi tilføre elektronet så mye energi at det kan komme fri fra kjernens Coulombfelt. Dette er gitt ved bindingsenergien I_K. Den største energi Eo, som kan tilføres et fritt elektron ved kollisjon med en tyngere partikkel, f.eks. et proton, er gitt ved

$$E_o = 4\, E_1\, (m/M_1)$$

hvor m er elektronmassen, E_1 er den kinetiske energien til den innkommende partikkel og M_1 dens masse. Dette innser vi lett ved å betrakte kollisjonen i tyngdepunktsystemet ($M_1 \gg m$).

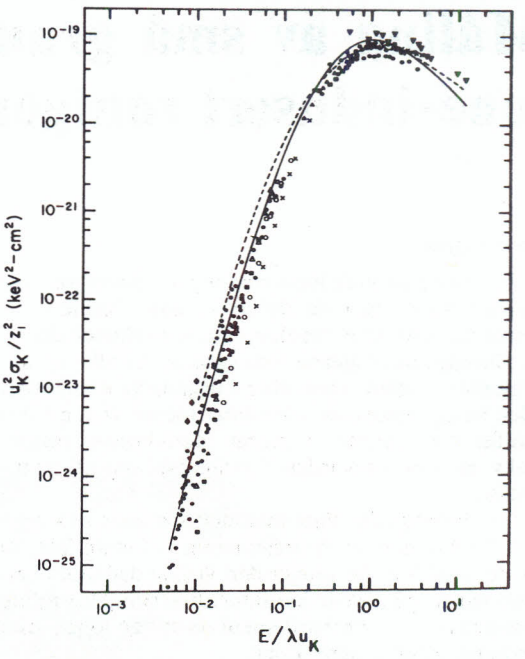
For protoner med energi på 2.3 MeV er $E_o = 5$ keV. Normalt vil vi sørge for at I_K er større enn E_o. Ionisasjonen skjer da via en kvantemekanisk effekt og avtar hurtig med voksende I_K. Det totale ionisasjonstverrsnittet for K-skallet ved bombardement av tunge ioner, kan tilnærmet skrives

$$\sigma_K = \text{konst} \cdot (E_o/I_K \cdot Z_2)^4$$

Z_2 er atomnummer til det bombarderte atom. Et tilsvarende uttrykk kan finnes for L-skall ionisasjon. Vi ser at tverrsnittet avtar hurtig med økende Z_2. Fra $Z_2 = 60$ er det derfor en fordel å måle på L-strålingen. Vi ser også at for samme verdi for E_1/M_1 er tverrsnittet proporsjonalt med kvadratet av ladningen til prosjektilet.

Som nevnt vil ikke alltid ionisasjonen etterfølges av røntgenemisjon. Vi kan istedet få emisjon av Auger-elektroner. Sannsynligheten for at en røntgenstråle skal sendes ut uttrykkes ved fluorescensutbyttet W_i. Denne faktoren er sterkt masseavhengig.

Ved å multiplisere ionisasjonstverrsnittet med fluorescensutbyttet W_i, får vi som resultat det søkte røntgenemisjonstverrsnittet σ^{emis}. Fig. 3 viser røntgenemisjonstverrsnittet for K-skallet. De to linjene på figuren viser ulike teoretiske modeller,



σ_K: Røntgenemisjonstverrsnitt for K-skallet
u_K: Bindingenergi for K-elektroner
λ: Elektronmassen

Fig. 3

mens punktene representerer eksperimentelle data. Enhetene på aksene er valgt slik at kurvene gjelder for alle typer atomer og prosjektiler.

Det er særlig elementene $15 \lesssim Z \lesssim 70$ som er interessante i vår sammenheng, siden disse stort sett utgjør de elementer som vi vil våle på med K-røntgenstråler. Tilsvarende kurver har vi for L-røntgenstråling.

Metodens begrensninger og følsomhet

Neste skritt må nå være å diskutere de prosesser som gir opphav til bakgrunnsstråling og derved begrenser metodens følsomhet. La oss imidlertid først se på et typisk røntgenspektrum fra en prøve laget av luftbåret støv som en har bombardert med 3 MeV protoner (fig. 4). På spekteret er avmerket de forskjellige elementene som ble funnet i dette støvet, mengden er angitt i nanogram. (10^{-9}g). Vi ser at dersom et element skal kunne påvises med denne metoden, må toppene i spekteret som skyldes røntgen stråling fra dette elementet ha areal som gjør dem synlige over bakgrunnen som finnes ved samme energi. Når vi i det følgende skal diskutere følsomheten som metoden har, vil vi sammenligne antallet tellinger i den karakteristiske røntgentoppen med antallet tellinger fra bakgrunnen under toppen, over en bredde lik toppens halvverdibredde. Siden arealet av toppen er uavhengig av detektorens oppløsning, vil forholdet mellom areal av topp og areal av bakgrunn bli større jo skarpere topper spektrometeret kan gi. Følsomheten til me-

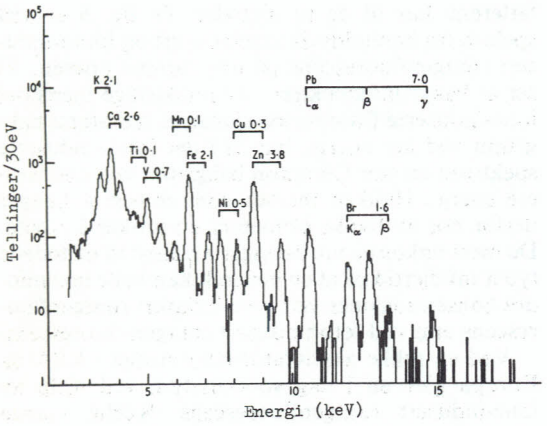


Fig. 4

toden vil vi sette lik den konsentrasjon av et element i prøven som gjør dette forholdet lik *en*. Enn videre vil vi sette oppløsningen til detektoren lik 150 eV ved 6 keV røntgenenergi.

Den kontinuerlige bakgrunnen i spektret på fig. 4 er betydelig ved små energier, og den avtar hurtig når energien blir større enn E_0. Den lavenergetiske bakgrunnen skyldes bremsestråling fra sekundære elektroner, elektroner fra de ytre elektronskall i atomene i prøven. Disse slås løs når projektilet passerer, og siden de er løst bundet til atomene, får de en betydelig hastighet. Det er nedbremsingen av disse som gir bremsestrålingen.

De sekundære elektroner produseres ved samme type prosess som dem som gir opphav til karakteristisk røntgenstråling, og begge tverrsnitt er proporsjonale med kvadratet av prosjektilladningen. Produksjonen av vakanser i K og L skallene gir bidrag til den lavenergetiske delen av elektronspekteret, mens det er høyenergetiske elektroner som gir bremsestråling. Det er derfor mulig å optimalisere utbyttet av karakteristisk røntgenstråling i forhold til bakgrunnen av bremsestråling fra sekundære elektroner, ved å benytte så små projektilenergier at E_0 kun er ca. halvparten av røntgenenergien vi skal måle. Gjør vi projektilenergien enda mindre vil tverrsnittet for produksjon av røntgenstråling bli så lite at andre bidrag til bakgrunnspekteret blir dominerende.

I bakgrunnsspektret finnes også en høyenergetisk hale som skyldes dels bremsestråling fra prosjektilet selv, dels skyldes den Compton-spredte gammastråler fra kjernen. Bruker vi protoner som prosjektiler, er bremsestrålingen den viktigste årsak til halen. Med tyngre prosjektiler vil bremsestrålingen fra prosjektilet selv bli nærmest neglisjerbar, men til gjengjeld vil det bygge seg opp en sjenerende Compton-bakgrunn. Fig. 5 viser teoretisk og eksperimentelt oppnådd følsomhet for ulike elementer ved bombardement med henholdsvis 3 MeV og 5 MeV protoner. Vi ser at de eksperimentelle følsomheter er noe mindre enn de teoretisk beregnede, idet bakgrunnen i den teoretiske beregning kun utgjøres av bremsestråling. Til sammenligning er vist de oppnådde resultater med alfa-partikler og O^{16} -ioner med energier på henholdsvis 3 og 5 MeV per nukleon. Vi ser at følsomhetene vi oppnår med disse prosjektiler er stort sett en størrelsesorden mindre enn hva vi oppnår med protoner. Årsaken til dette er den langt større Compton-bakgrunn.

Vi kan altså konkludere at den største følsomheten oppnås ved hjelp av protoner ved moderate energier. Den erfaring en har høstet med metoden til nå går ut på at en med protonenergier mellom 1 og 4 MeV er istand til å måle konsentrasjoner av elementer med $Z \gtrsim 15$ på mellom 0.1 og 5 ppm. Den alminnelige måletid for å oppnå denne følsomheten er fra 10 til 30 minutter. Intensiteten til prosjektilstrålen begrenses som regel av tellehastigheten i røntgenspektrometeret selv om vi i enkelte tilfeller må begrense strålen for å unngå oppvarming av prøven. Vi må derfor kunne si at vi ved ioneindusert røntgenfluorescens har både en hurtig og nøyaktig metode til måling av små grunnstoffmengder.

Anvendelser

Når kan så denne metoden anvendes? Vi har sett at bakgrunnsstrålingen setter grenser for følsomheten. En annen begrensning ligger i dette at når to elementer med nær samme atomnummer forekommer i svært forskjellige mengder i prøven, vil det være vanskelig å måle elementet som forekommer i minst konsentrasjon. Generelt vil metoden egne seg best til måling av stoffer som er vesentlig tyngre eller vesentlig lettere enn vertsstoffene. I de aller

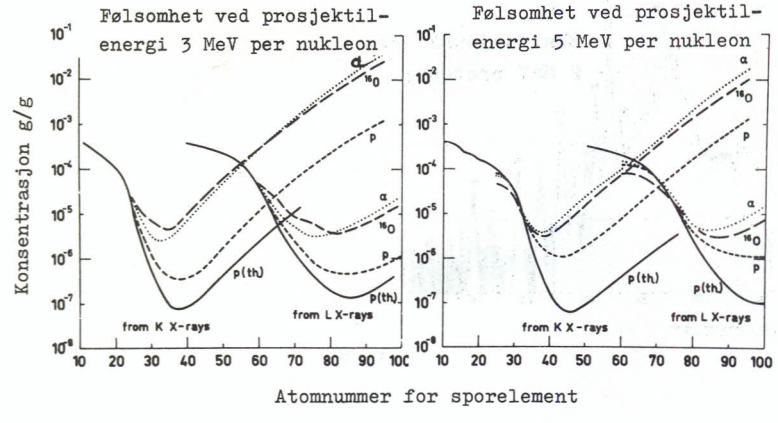


Fig. 5

fleste aktuelle situasjoner vil vi imidlertid ha å gjøre med et lett vertsstoff forurenset av tyngre elementer.

En av de største praktiske vanskeligheter ved måling av absolutte konsentrasjoner er knyttet til prepareringen av prøven. Målingene foregår med prøven plassert i vakuum. Det betyr at eventuell gass eller flyktige komponenter i prøven vil bli borte under nedpumpingen. F.eks. vil nøyaktigheten i målinger på elementer som Br og Hg avhenge av hvordan de er bundet kjemisk i prøven.

En stor fordel ved metoden er at vi kun trenger fra noen få mikrogram til et milligram stoff for å kunne utføre en sporanalyse. Skal vi bestemme sammensetningen av en prøve uten tanke på de ekstremt lave konsentrasjoner, er den gunstigste prøve — tykkelsen ca. 20ug/cm^2. Ønsker vi å måle riktig små konsentrasjoner trenger vi noe tykkere prøve. En tykkelse svarende til 10—20 % energitap for prosjektilet på grunn av nedbremsing, skulle være ideelt.

Ofte vil det være nødvendig å bruke et såkalt «backing»-materiale når prøven selv ikke kan formes som en selvbærende film. Som backing kan en bruke karbon-folier eller plastikkfolier. På grunn av de lave Z-verdier gir disse materialer ganske liten bakgrunnsstråling.

Sammenlikning med andre metoder

Hvordan klarer så denne metoden seg i sammenlikning med andre metoder? Den er de fleste andre metoder overlegen når det gjelder fleksibilitet i bruk og muligheten for simultanmåling av mange elementer. Av andre metoder er det spesielt fotoninduserte røntgenfluorescens som kan konkurrere når det gjelder måling av små konsentrasjoner. Det foreligger i litteraturen en rekke sammenligninger mellom disse to metodene, og konklusjonene som trekkes sier ofte mest om hvilke tilknytninger forfatterene har til de to metoder. På fig. 6 er vist spektra fra henholdsvis ioneindusert og foton-indusert røntgenfluorescens på den samme prøven. Vi ser at bakgrunnsspektrene er forskjellige mens det ione-induserte fluorescens-spekteret har størst bakgrunn ved lav energi, har vi i det foton-induserte spektrum en stor Compton bakgrunn ved noe høyere energi. Hvilken metode som er best avhenger derfor noe av hvilke elementer en ønsker å påvise. De mest nøkterne vurderinger av disse to metodene tyder imidlertid på at en generelt kan måle noe mindre konsentrasjoner ved ione-indusert røntgenfluorescens enn ved fotonindusert røntgen-fluorescens.

Ved en rekke akselerator-laboratorier i USA og Europa gjør en i dag spor-analyse ved hjelp av ione-indusert røntgenfluorescens. Særlig mange praktiske anvendelser har en funnet de siste år, samtidig som fast-stoff røntgendetektorene har gjennomgått en rivende utvikling. Disse anvendelsene går i første rekke ut på å gjøre rutinemessige målinger av forurensninger i luft og vann, men vi kan også nevne en rekke andre undersøkelser hvor metoden har vært benyttet.

Eksempler på sporanalyse

På fig. 7 vises sporstoffer i røde snøalger hentet fra Grønlandsisen. Dette spektret demonstrerer metodens egenskaper når det gjelder multielementanalyse. Legg spesielt merke til det ikke ubetydelige blyinnhold som nok må tilskrives bilismen.

Fig. 8 er hentet fra undersøkelse av sporstoffer i blodserum. Teknikken anvendes bl.a. i diagonostikk av leukemi. Metoden er videre blitt brukt til undersøkelser av menneskehår, der en har undersøkt sammensetningen av sporstoffer som funksjon av avstanden fra skallen. Siden denne sammensetningen ikke endrer seg med tiden, kan håret tjene som en slags dagbok når det gjelder forløpet av visse sykdommer.

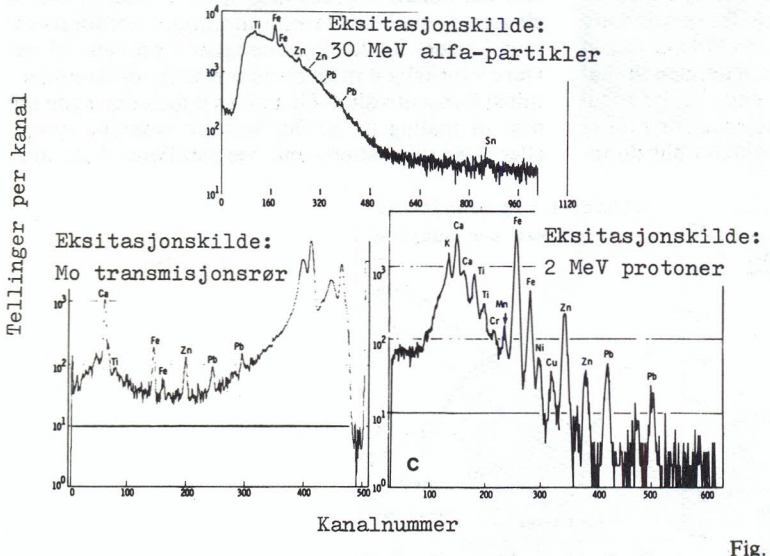


Fig. 6

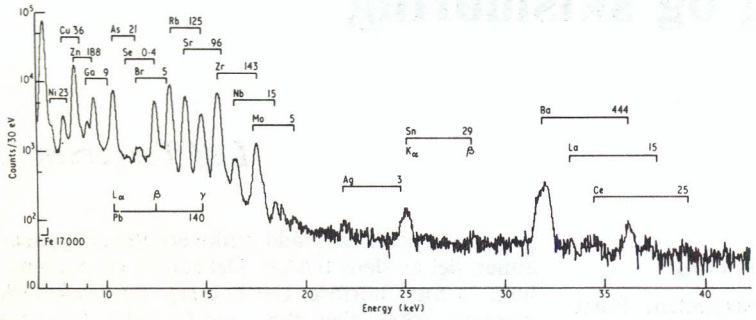


Fig. 7

Av andre anvendelser kan vi nevne undersøkelser av tann- og bensubstans og av forskjellige matvarer som melk, grønnsaker, øl. Videre er metoden blitt brukt til geologiske undersøkelser, f.eks. i forbindelse med malmsøkning.

Også oljesøl har en gjort sporanalyser på og derved funnet fram til forurensningskilden.

Denne lange rekken av anvendelser skulle være en ytterligere bekreftelse på at ione-indusert røntgenfluorescens utgjør et interessant verktøy til måling av små grunnstoffmengder. Er dette så en kostbar teknikk? Det betyr selvsagt store investeringer dersom en skal bygge opp et nytt laboratorium fra grunnen av. Som vi har sett er imidlertid protoner med energi mellom 1 og 4 MeV det gunstigste prosjektil når det gjelder å måle små konsentrasjoner. Dette er nettopp det energiområdet som de etterhvert noe eldede Van de Graaff-akseleratorer dekker, apparatur som ikke lenger er tidsmessig til kjernefysisk forskning. Det er derfor i første rekke trenger for å ta opp en slik virksomhet er et godt røntgen-spektrometer, investeringer på rundt regnet 100.000 kr. Det kan f.eks. nevnes at den virksomhet som drives ved den gamle Van de Graaff akselerator ved Niels Bohr Instituttet i København, i første rekke luft- og vann-forurensningsmålinger og biologiske forskningsprosjekter, fullt ut finansieres av brukerne, dvs. av kilder utenfor instituttet.

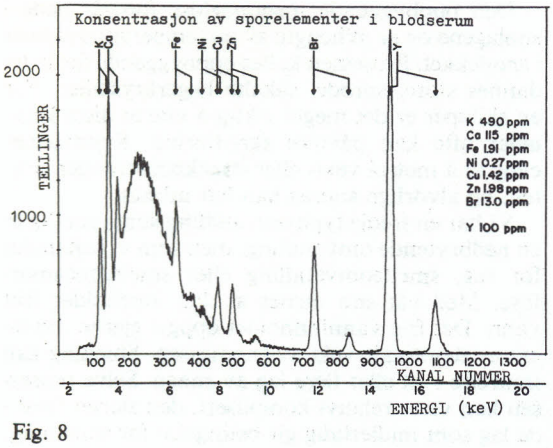


Fig. 8

Det synes derfor viktig at før en beslutter å legge ned slike gamle akseleratorer, overveier å ta opp en slik virksomhet som her er diskutert.

Litteratur

F. Folkmann: Analytical use of ion induced x-rays Review article. Journals of Physics E. Scientific Instruments 1975 Vol. 8, 429.

F. Folkmann: J. Borggreen and A. Kjeldsgaard Nucl. Inst. Meth. *119* (1974) 117.

J. C. Garcia, R. J. Fortner and T. M. Kavanagh. Rev. Mod. Phys. *45* (1973) 111.

J. A. Cooper. Nucl. Inst. Meth. *106* (1973) 525.

V. Valkovic, R. B. Liebert, T. Zabel, H. T. Larson, D. Miljanic, R. M. Wheeler and G. C. Phillips. Nucl. Inst. Meth. *114* (1974) 573.

Tabell 1 Karakteristiske røntgenenergier (K_α) for noen elementer, gitt i keV

Z	ELEMENT	$K_{\alpha 1}$	$K_{\alpha 2}$	
15	P	2.01	2.01	
				$\Delta E \approx 300eV$
16	S	2.31	2.31	
17	Cl	2.62	2.62	
55	Cs	30.63	30.97	
56	Ba	31.82	32.19	
				$\Delta E \approx 1200eV$
57	La	33.03	33.44	

J. P. Babuel-Peyrissac: - - - forts. fra side 87.

sjert og avspist med henvisninger til et temmelig vilkårlig utvalg av referanser. Noe bruksleksikon i kinetisk teori er boka selvsagt ikke ment å være. Men noen få illustrerende teoretiske og eksperimentelle anvendelser med omhyggelig oppgått gyldighetsområder, er nødvendige for forståelsen.

En står tilbake med en bok fylt av interessant stoff, med fine enkeltheter og preget av kjærlig omsorg for manipulatoriske detaljer. Men uten den begrepsmessige tyngde og presisjon som er påkrevet på dette feltet, og uten noen klar anvendelsesprofil. Et hederlig forsøk, nyttig som supplement, men dessverre ikke det fullgode svar på et utvilsomt behov.

Eivind Hiis Hauge

Snø, skiløping og skismøring

Leif Torgersen *)

Ingen skiløping uten snø —
ingen fullverdig skiløping uten skismøring!

Vi skal se litt nærmere på disse påstandene. Først skal vi oppholde oss litt ved snø. Det kan være nyttig å gi noen rent kvalitative beskrivelser av det som danner grunnlaget for våre betraktninger. Snø kan være alt fra de fineste, skjøreste krystaller til en grå, smeltende masse, nær omdannet til vann. Studiet av snø og is er omfattende og kan ikke egentlig plasseres i en egen bås. Det er deler som naturlig sorterer inn under fysisk meteorologi, noe tilhører hydrologien, noe glasiologien og noe fast-stoff fysikken. Videre sorterer noe inn under geoteknikken og mekanikken. For vårt formål er det naturlig å dele problemet i to:

1. Snø i atmosfæren — snøkrystaller i sin opprinnelige form
2. Snø på jordoverflaten — snøkrystaller mer eller mindre påvirket av ytre meteorologiske forhold.

Snø i atmosfæren

Vedrørende den første kategori, kan sies at alle snøkrystaller starter som små ispartikler. Hvis det i atmosfæren finnes et vanndampoverskudd, vil partiklene vokse. Når de har nådd en viss kritisk størrelse, begynner fallet mot bakken. Avhengig av temperatur og vanndampinnhold, vil snøkrystallene utvikle forskjellige, karakteristiske ytre former som stjerner, plater, prismer, nåler osv. kan være en kompleks krystall, forårsaket av ulike forhold i luftlagene, eller det kan være en enkel krystall, ikke særlig forskjellig fra den opprinnelige iskrystall. Perfekte, symmetriske snøkrystaller, slik som vi kjenner fra illustrasjoner og mønstre, er ikke av dem som forekommer hyppigst. De fleste krystaller vil være mer eller mindre uregelmessige i sin oppbygning, ofte usymmetriske og modifiserte ved forskjellige typer krystallvekst. Videre vil krystallene ofte være dekket av et rimlag med frosne vanndråper. Dette skjer vanligvis i strøk med kystklima.

Snø på bakken

For en skiløper er snøen på bakken, snølaget, det som har krav på størst oppmerksomhet. Med en gang en krystall har nådd jordoverflaten, begynner annen del av dens livsløp. Det startes en omvandling, en metamorfose. Det kan skje dels mekanisk gjennom trykk eller støt, dels fysikalsk gjennom smelting, sublimasjon eller gjenfrysing.

Man har to vesensforskjellige typer omvandling — den nedbrytende (destruktiv metamorfose) og den oppbyggende (konstruktiv metamorfose). Den førstnevnte prosess har størst aktualitet i forbindelse med skismøring og forklarer hvordan «finkornet» og «grov-kornet» «nysnø» oppstår. Fra et fysisk synspunkt har nysnø-krystaller en meget ustabil form og da særlig de stjerneformede typene. Man har en høy verdi av forholdet mellom overflateareal og volum, og molekylene på overflaten har høy potensiell energi.

Naturen forsøker gjennom termodynamiske prosesser en omfordeling av masse og energi som går mot en tilstand der den frie energien på overflaten reduseres til et minimum. Den geometriske form som gir en slik ideal-tilstand, er kulen. Derfor vil krystaller, selv med de mest forgrenede mønstre med tiden avrundes. Prosessen går hurtig hvis vi befinner oss i nærheten av 0°C og avtar i hastighet med synkende temperatur. Fordi prosessen ødelegger den opprinnelige krystallform kalles den nedbrytende eller destruktiv. Formendringen skjer ved at vannmolekyler går fra de skarpere deler av krystallen til de avrundede ved en midlertidig gjennomgang av gassfase.

Oppbyggende omvandling og smelteomvandling

Den oppbyggende metamorfose foregår nede i snølagene og er avhengig av en temperaturgradient i snødekket. Prosessen kalles oppbyggende fordi det dannes store, sprøde, såkalte begerkrystaller. For en skiløper er det meget viktig å vite at disse krystaller ofte kan påvirke skredforløp. Krystallenes evne til å motstå vekt- eller strekkbelastninger er liten, og alvorlige snøras kan lett utløses.

Vi har en tredje type omvandling som egentlig er en nedbrytende omvandling, men som vi behandler for seg, smelteomvandling eller smeltemetamorfose. Med våt snø menes at den inneholder fritt vann. Det frie vanninnholdet oppgis gjerne i prosent av den totale vekt av snømassen. Smelting kan inntreffe i ett eller flere lag av snøen. Selve prosessen kan være relativt komplisert, den starter først i de lag som midlertidig gir betingelse for smeltning,

*) Cand.real. L. Torgersen er laboratoriesjef hos Astra-Wallco.

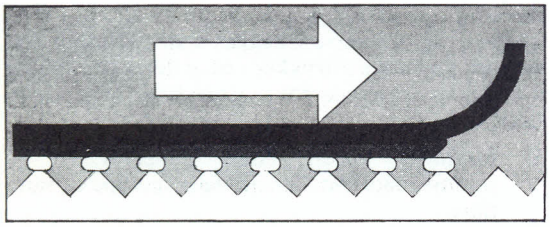


Fig. 1. Ski i glidefase.

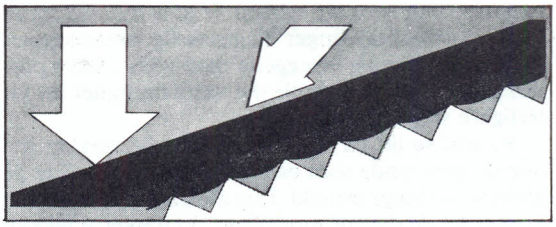


Fig. 2. Ski i frasparkøyeblikket.

men smeltevannet kan fryse igjen i et annet nedenforliggende lag. Hvis smeltingen foregår langsomt, vil meget smeltevann kunne holdes tilbake i porevolumet mellom snøpartiklene. Først når hele snødekket har nådd 0°C, starter den virkelige smelting, man sier snødekket er modent, porevolumet vil være mettet med vann og avrenning vil finne sted. Slike forhold er for en skiløper ensbetydende med våtsnøklister-føre.

Snøens glideegenskaper

Hvorfor glir man meget lettere på is og snø enn f.eks. på asfalt eller grus? Hva kommer det av at skiføret i blant er godt og noen ganger dårlig?

Svaret på disse og lignende spørsmål ligger i snøens natur og i skienes påvirkning av is og snø. Vi skal med en gang bemerke at årsakene til den lave friksjonen ennå ikke er fullt ut forklart. Friksjon av faste legemer mot is og snø er ikke tørr-friksjon og ikke ren væskefriksjon. Derfor lar fenomenet seg ikke beskrive ut fra enkle friksjonsteorier. Den vesentligste forklaring på den lave kinematiske friksjonskoeffisient tilskrives tradisjonelt væskefase i grenseskiktet mellom snø og ski. Teorien, utformet av engelskmannen Bowden, går ut på at den friksjonsvarme som dannes, vil være tilstrekkelig for å smelte en mikroskopisk tynn vannhinne, som således vil virke som et smøremiddel. Tilstedeværelse av vann er påvist ved målinger av elektrisk ledningsevne. Teorien har i de senere år blitt gjenstand for tvil og kritikk, men har fortsatt ikke blitt avkreftet.

Nyere friksjonsteorier

Nyere teorier innen overflate-fysikk har kunnet bidra med nye momenter. Hvis Bowdens teori skulle forklare fenomenet helt ut, skulle varmeledningsevnen til de glidende gjenstander spille en større rolle enn målinger har påvist.

Ved å anta at gass-fase også oppstår i grenseskiktet, kan man forklare resultatene av noen praktiske forsøk: Varmeledning foregår meget langsommere fra en gass til et fast legeme enn fra en væske til et fast legeme, og varmeledningsevnen hos det glidende legeme vil da være mindre betydningsfull. Forsøkene tyder altså på at vanndamp eller andre gasser finnes i grenseskiktet. Forsøk med friksjon på grafitt har vist at friksjonskoeffisienten er en funksjon av vanndamp-trykket, og en har nådd meget høye verdier i vakuum.

En annen friksjonsteori tilskrives amerikaneren Niven. Den tar utgangspunkt i molekylstrukturen hos is. Han antar at den åpne strukturen tillater en rotasjon hos molekylene i overflate-laget. H_2O-molekylene på overflaten har ikke et komplett sett hydrogen-bindinger til å holde dem på plass og rotasjon omkring en enkel binding tenkes å finne sted. Når de aller ytterste deler av det glidende legeme passerer dette rotasjonsskiktet, vil det kunne skje uten vesentlig energitap. Enkle molekyler eller mindre grupper av molekyler kan tenkes å fungere som «kulelagre». Forstyrrelsen som finner sted i overflateskiktet av ismolekyler vil gi en temperaturhevning og er en prosess som kan sies å ha trekk felles med smelting. Teorien strider ikke imot målingene av elektrisk ledningsevne.

Alle krystaller kan ha gitterfeil (dislokasjoner). Defektene kan bestå av hull i gitterstrukturen hvor ett eller flere atomer er borte, eller det kan være fremmede atomer i gitteret. Det kan også være deler av strukturen som er forskjøvet i forhold til hverandre. Der hvor man har uregelmessigheter i en krystall, er det større muligheter for rotasjon og reorientering. Videre er det rimelig å anta at antall av slike punkter øker når temperaturen øker. Det kan forklare hvorfor friksjonen er stor ved lave temperaturer og reduseres til et minimum, like i underkant av null grader.

Disse teoriene, som her er presentert, er noe avvikende, men kan også sies til en viss grad å være overlappende. Det er pr. i dag ikke mulig å si at den ene er feilaktig og den annen riktig. Meget taler for at man må ta hensyn til samtlige for å gi en dekkende forklaring av friksjonsforholdene på is og snø. Teoriene kan ha varierende betydning, vesentlig avhengig av temperatur og fuktighetsforhold, men også krystallstrukturen hos snøen og det glidende legemes vekt, overflatestruktur og hastighet må antas å spille en rolle.

Skismøring og skioverflate

Vi er nå kommet til skismøringen og skibeleggene. På samme måte som man i dag må betrakte støvler-binding som ett system, vil man ganske snart, i hvertfall på konkurranse-planet, se på be-

legg-smøring som ett system. Ved å tilpasse spesielle smøringsblandinger til spesielle beleggstyper, og ved å behandle beleggene med voks i selve produksjonsprosessen, skulle det være mulighet for ytterligere steg framover.

Vi skal se litt på sålematerialene. Polyetylen er i dag dominerende som beleggsmateriale — både på alpinski og langrennsski. Høymolekylær polyetylen brukes til de dyrere modellene. Ved øket molekylvekt blir antall polare punkter redusert, og man får få punkter hvor vannmolekyler og polyetylenmolekyler kan tiltrekke hverandre. Det skal påpekes at andre faktorer enn molekylvekt også bidrar til å påvirke friksjonskoeffisienten. Det kan f.eks. være forekomster av polare forurensninger i materialene.

Hvis man betrakter friksjonen av et usmurt skibelegg mot snø, vil materialets hårdhet ha innflytelse på resultatet. For to materialtyper, som forøvrig er av samme opprinnelse, vil det mykeste materiale normalt ha den laveste friksjonskoeffisienten. Hårdheten hos polyetylen er avhengig av krystalliniteten. (Med krystallinitet forstås forholdet mellom krystallinsk og amorft volum). Som et mål på krystallinitet kan også materialets tetthet benyttes, det er slik at høy tetthet medfører høy krystallinitet.

Overflatens hårdhet bestemmer friksjonen

Det er rent fysikalske årsaker som ligger til grunn for friksjonens avhengighet av materialets hårdhet. Et mykere belegg følger snøen bedre enn et hårdt (innen visse grenser!!) Dermed får man fordelt trykket jevnere og over en større flate enn tilfellet er hos et hårdt belegg. Dette fører igjen til at den mekaniske bearbeidelse og påvirkning av snøens overflateskikt blir mindre — og følgelig mindre energitap. Hvor stor betydning et mykt belegg har å si, kan diskuteres, da hårdheten modifiseres med voksbeleggene. Med bakgrunn i dette, skjønner man hvorfor det i en glid-voks serie er behov for vokser med forskjellige hårdheter. Praktiske forsøk viser at bruk av en for hård voksblanding ved mykere snøtyper, gir «sug». Er voksen for myk for den aktuelle snøtypen, vil krystallene skjære seg inn og skape unødig mekanisk motstand.

Normalt har polyetylen med høy molekylvekt også stor hårdhet, men det finnes spesielle prosesser som gjør at man kan redusere hårdheten og allikevel beholde høy molekylvekt.

Såletype med relativt lav krystallinitet vil teoretisk bedre kunne motta voks, og følgelig også holde på voks. Det er nemlig i de amorfe områdene molekylene har sin største bevegelsesfrihet.

En skismøring for alle føreforhold?

Det har i alle år vært smøringsfabrikantenes drøm å lage en universalsmøring, en langrennssmøring som skulle gi feste og gli på all slags føre. Tanken må dessverre betegnes som ren utopi. Fysisk sett kan dette uttrykkes ved at det ikke er mulig å skaffe et materiale som tilfredsstiler følgende to krav:

1) forandrer hårdhet med temperaturen på samme måte som den aktuelle snøtype og samtidig
2) forandrer hårdhet avhengig av om det påvirkes av finkornet snø eller grovkornet snø.

Å kunne tilfredsstille krav 1 er egentlig ikke utenkelig. De fleste råstoffer forandrer konsistens med temperaturen, men fordi is og snø har en diskontinuitet i sin temperatur-hårdhets kurve ved 0°C, må vår råvare også inneha den samme egenskap. Krav 2 synes med dagens teknologi å være håpløst å kunne innfri. At stoffet skulle reagere som et mykt materiale ved påvirkning av grovkornede krystaller og som et hårdere materiale ved påvirkning av snøkrystaller, ved en og samme temperatur, skjønner vi vil by på de største vanskeligheter. Det er altså nødvendig med flere smøringstyper i en serie for å kunne beherske alle snøforhold.

Hva er det vi krever av en råvare til smøring?

I første rekke tar vi hensyn til at stoffet må ha god vannavstøtende evne. Selv om et kunststoffmateriale som polyetylen har stor kontaktvinkel mot vann, vil et vokslag forbedre den vannavstøtende evne ytterligere. Det er petroleumsvokser, nærmere bestemt parafinvokser og mikrokrystallinske vokser som danner utgangspunkt for de fleste skismøringer, bortsett fra klister, som vesentlig består av syntetisk harpiks.

En god langrennssmøring skal forene god gli med godt feste. Ved hvert fraspark vil snøpartikler trenge inn i smøringslaget og gi et grep mellom ski og snø. I frasparkøyeblikket stanser skien opp 1/10 — 2/10 sekund, den heves, og man kan i dette øyeblikk se snøpartikler som fortsatt henger igjen i smøringslaget — forutsatt at man har noenlunde riktig hårdhet. Når skien pånytt starter sin glifase skal alle de krystallene som ble presset inn forsvinne, og etter en kort glilengde skal skien igjen være speilblank. Vi søker altså en høy statisk friksjon. Smøringens hårdhet må være litt mindre enn snøens hårdhet. Man kan si at festet avhenger av smøringens konsistens. Ved å benytte et generelt begrep som konsistens har vi altså tatt hensyn til nærmere definerte egenskaper som hårdhet, elastisitet, plastisitet osv. Konsistensen er temperaturavhengig og varierer fra stoff til stoff. Desto færre smøringer som inngår i en serie, dess mer må man inngå et kompromiss når det gjelder et samtidig ønske om både godt feste og god gli.

Smøringenes bruksområder

Det ligger i sakens natur at grensene mellom de forskjellige bruksområder vil være noe flytende. Snøens omdanning skjer raskest rundt 0°C og følgelig vil det her være størst behov for varianter. Fra fabrikkenes side angis bruksområdene oftest ved å angi snøtype og luft-temperatur. Luft-temperaturen angis fordi den normalt er lettere tilgjengelig enn snøtemperaturen. Andre ytre variable, som f.eks. luftfuktighet, kan under mange forhold være utslagsgivende for riktig smøringsvalg, men er i praksis vanskelig å ta hensyn til ved utarbeidelse av bruksanvisninger. Generelt gjelder at man har behov for noe mykere smøring enn temperaturen skulle tilsi ved ekstremt høy luftfuktighet — og det motsatte er tilfelle ved ekstrem lav luftfuktighet — f.eks. i store høyder i innlandsklima, hvor «grønn» kan benyttes praktisk talt helt ned til null.

Smøringenes konsistens skal altså være tilpasset de forskjellige snøtyper. Kort kan man si at nysnø og fallende snø med sine spisse og skarpe krystaller krever en hårdere smøring enn eldre, omvandlet snø med avrundede krystallformer. Videre må smøringer ved lave temperaturer være hårde, fordi vi her har stor inntrengningsevne og hårdhet hos is og snø.

Det kritiske område ved 0°C

Isens smeltepunkt, 0°C, er skismøringens kritiske temperatur. Når lufttemperaturen passerer dette punkt, vil snøen gjennomgå dyptgripende forandringer. Våt nysnø ved 0°C krever normalt en relativt myk smøring av klister eller klistervokstype. Bare en temperatursenking på noen tidelsgrader kan øke snøens inntrengningsevne så meget at vi må benytte en vokstype som er vesentlig hårdere.

Situasjonen er noe enklere hvis vi har gammel, grovkornet snø. Under slike forhold er hårdhetsspranget ved 0°C ikke så utpreget, og samme type smøring, fiolett klister, kan oftest benyttes med sikkert utbytte under slike forhold.

Sammendrag

Vi kan konkludere med at smøringsvalget avhenger av snøstruktur, snøtemperatur og eventuelt innhold av fritt vann. Problemet deles i to deler:

1) Lufttemperaturer lavere enn 0°C

Da vil vi ha at smøringens funksjon avhenger av

A) Snøstrukturen (snøens grad av omvandling)

B) Snøtemperaturen (som i praksis ikke vil være så meget forskjellig fra lufttemperaturen. Men husk endelig å avlese et termometer som ikke står direkte eksponert for solstråling)

2) Lufttemperaturer høyere enn 0°C

Da vil snøtemperaturen være konstant og lik 0°C. Smeltingen har begynt. Man må da ta hensyn til

A) Snøstrukturen (igjen, i praksis, om snøen er ny eller gammel)

B) Vanninnholdet. (Stort vanninnhold krever mykere smøring).

Det kreves videre av en skismøring at den skal ha en viss slitestyrke, at den skal kunne fjernes ved normale hjelpemidler som smørelampe eller klisterfjerner og at den er uten sjenerende lukt eller smak.

GOD TUR

BØKER

R. E. Newnham: Structure-Property Relations. Springer, Berlin-Heidelberg-New York, 1975, 234 sider, Innbundet DM 72,—.

Denne boka gir først en kort innføring i symmetriegenskaper og krystallfysikk. Forfatteren går så over til å vise hvordan struktur og symmetri påvirker elektro- og ione-transport i krystaller, og termiske, ferroelektriske, optiske, magnetiske og mekaniske egenskaper til praktiske materialer. Utgangspunktet er atomstrukturen til materialene, men siktemålet er å forklare anvendelser så forskjellige som for eksempel faststoffbatterier, fotografiske prosesser, lasere, fotoelastiske materialer, magnetiske bobleminner og herding av glass. I så måte er det en svært inspirerende bok som mange bør lese, men framstillingen er for knapp til at boka kan brukes som lærebok.

Ivar Svare

Araki, H.: International Symposium og Mathematical Problems in Theoretical Physics. Lecture Notes in Physics, Springer 1975 556 s. pris 44 DM.

Dette er foredragene fra den store konferansen over matematisk fysikk i Kyoto 1975, i alt 109 bidrag. Noen få av dem, som Toda: «Wave propagation in a Non Linear Lattice» og Kubo: «Relaxation and Fluctuation of Macrovariables.», er klare og instruktive, men de fleste er så innpakket i moderne matematisk terminologi at det er et slit å finne ut av, ihvertfall for meg. Ikke desto mindre er det mange av dem som det nok er verdt for en teoretisk fysiker å være oppmerksom på. Jeg vil nevne slike saker som Cecile Morette's metoder til å beregne Feynman integraler, og Richard Arens' forslag til en relativistisk Hamiltonsk mekanikk.

Harald Wergeland

KVELDSKURS I SKOLEFYSIKK

F 106 — apparater og demonstrasjoner i skolefysikk — et brukerkurs.

Kurset er myntet på lærere i både grunnskole og videregående skole, som har minst 2 års praksis som fysikklærere. Kurset blir satt i gang hvis et tilstrekkelig antall melder seg. Kurset holdes hver mandag kl. 16—20, første gang mandag 16 januar 1978, og strekker seg over 15 ganger. Deltakere som er immatrikulerte får 3 vekttall for godkjent gjennomføring av kurset. Det er eksamensfritt. Skriv til Fysisk institutt, Blindern, Oslo 3 eller telefoner 02-466800, linje 9423 og be om å få tilsendt opplysninger. Påmeldingsfrist 31. desember 1977. Allmenn fysikk 1 og 2, nye kurs starter høsten 1978.

FYSIKK OG ENERGI

Universitetskurs per korrespondanse

Fysisk institutt, Universitetet i Oslo, vil i vår- og høstsemestret 1978 gi kurset F 161 — «Fysikk anvendt på energiproblematikk» som brevkurs for et begrenset antall deltagere. Eksamen om høsten. Dette kurset som tar sikte på å gi fysikkorientert innføring i energiproblematikken, er hentet fra det ordinære tilbud til studentene, og det gir 3 vekttall (20 vekttall tilsvarer 1 års arbeid for fulltidsstudent). Kurset anbefales for alle fysikkinteresserte men det forutsettes kunnskaper svarende til minst et års fysikkstudium utover nivået på naturfaglig studieretning i den videregående skole. Det vil være en fordel om flere gikk sammen om å ta kurset, slik at vanskeligere deler av pensum kan gjennomgås i kollokviegrupper på hjemstedet. Interesserte kan henvende seg til fru Røed, tlf. 466800, linje 9423, Fysisk institutt, Boks 1048, Blindern, Oslo 3. Påmeldingsfrist er 1. februar 1978.

Snö,

skilöping – og

skismöring med SWIX

Faseføls om spektrofotometri

*Svein Prydz *)*

Det er kjent at lys kan påvirke kjemiske reaksjoner. Noen ganger er lys en absolutt nødvendighet for at en bestemt kjemisk prosess skal foregå (smlgn fotosyntesen i planter). De kjemiske forandringene foregår da fra energetiske eksiterte (anslåtte) tilstander og via kortlivede mellomprodukter, såkalte intermediater (som allerede er kjemisk modifiserte molekyler). Når slike fotoprosesser skal studeres, registrerer man ofte absorpsjonsspektrene til utgangsforbindelser, intermediater og sluttprodukter, for å følge med i tidsforløpet av de forskjellige delprosessene. Absorpsjonsspektra av kortlivede fotoprodukter og intermediater registreres vanligst v.h.a. "flash fotolyse"-teknikk. Her benyttes intense og kortvarige belysningspulser som fremkaller de fotokjemiske forandringer, og absorpsjonsspektret kan studeres fortløpende ved bruk av en ytterligere monitor-lyskilde og en spektrograf eller et spektrofotometer.

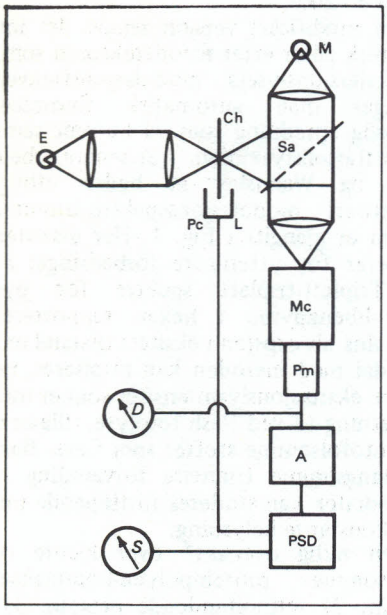


Fig. 1: Faseføls omt spektrofotometer med modulert eksitasjon. Den faseføls omme detektor er markert PSD. Chopperen (Ch) gir 800 Hz modulert eksitasjonslys, og fasen registreres v.h.a. fotodetektoren Pc og en liten lyskilde L. Spektralmåling skjer ved innstilling eller scanning av monokromatoren Mc. Absorbansen i prøven Sa bestemmes v.h.a. en monitorlyskilde M som forholdet S/D (likerettet modulasjon dividert med hele DC-signalet fra fotomultiplikatoren Pm.). Forholdet mellom de to signaler S og D kan også registreres på en skriver som funksjon av bølgelengden. (Fra Slifkin[1]).

Med en nanosekunds (10^{-9} s) pulset laser som flashlyskilde kan spektrene til fotoprodukter med levetider ned til samme korte tider registreres. Slik apparatur er komplisert og kostbar, og teknikken krever ofte en meget kraftig bestråling av prøven.

En annen metode – enklere, billigere og uten noen intens prøveeksponering – er den såkalte "faseføls omme spektrofotometri", se Fig. 1. Ved hjelp av et optisk system fokuseres eksitasjonslyset fra kilden (E) mot prøven (Sa) som studeres. Eksitasjonslyset kan intensitetsmoduleres med en fast frekvens v.h.a. en chopper og man ser på det forsterkede signal fra fotomultiplikatoren (Pm) som får samme modulasjonsfrekvens. Slik faseføls om deteksjon (PSD) gir mange fordeler.

I den beskrevne apparatur sendes lyset fra monitorlyskilden (M) mot prøven, vinkelrett i forhold til eksitasjonslyset fra (E) og absorberes i prøvens forskjellige fotoprodukter. Ved hjelp av en monokromator (Mc) og en fotomultiplikator (Pm) kan lysabsorpsjonen i prøven studeres ved forskjellige bølgelengder. Chopperen, som kan være f.eks. en roterende lukker eller en elektrisk styrt blender (Ch), kontrollerer også lysgjennomføring fra en lampe (L) til en fotodetektor (Pc) som gir opphav til elektriske styrepulser. Signalet fra chopperen går inn på en faseføls om detektor (PSD) der bare det forsterkede signal fra fotomultiplikatoren og forsterkeren (A), som har samme frekvens som referensesignalet, registreres. Ved denne ordningen fjernes all elektronisk støy bortsett fra et lite utsnitt av støyspektret omkring chopperfrekvensen som kan være noen hundre Hertz.

Absorpsjonen i prøven uttrykkes ved absorbansen som fås som forholdet S/D, der S er det likerettede signal med samme frekvens som chopperens, og D er den likerettede, gjennomsnittlige strøm gjennom fotomultiplikatoren. Hvis en tilstrekkelig sterk monitorkilde (f.eks. en 150 W xenon-lampe) brukes, kan en måle så små endringer som 10^{-6} i forholdet S/D. Dette betyr at en kan måle forekomsten av svært små konsentrasjoner av fotokjemiske mellomprodukter. Målemetoden synes først å være foreslått av Dyson og Slifkin i 1963[2].

* Dr.philos. Svein Prydz er førsteamanuensis ved Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

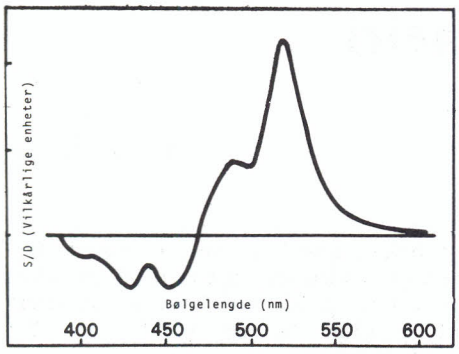


Fig. 2: Modulert eksitasjonsspektrum av 3,4,8,9-dibenzpyren. Den positive del skyldes triplett-triplett absorpsjon, mens den negative del av kurven representerer grunntilstandens depopulasjonsspektrum. Det er anvendt en 500 W Hg eksitasjonslampe, PSD tidskonstant 1 s, og modulasjonsfrekvens 800 Hz. (Fra Slifkin[1]).

Flash fotolyse er det eneste gode alternativ til denne metoden hvis spektra av kortlivede fotoprodukter (f.eks. av de laveste eksiterte singletttilstander i molekylene) skal studeres. Men ved flash fotolyse vil det registrerte spektret vanligvis også inneholde fluorescensemisjon samt være modifisert også av andre absorberende komponenter i preparatet enn den man er interessert i å studere.

Ved faseølsom deteksjon kan alle uvedkommende spektralkomponenter, fluorescens så vel som absorpsjon, elimineres ved en justering av fasen, bare komponentene har andre levetider enn den man ønsker å studere. Levetidene og detaljer i kinetikken kan også studeres med denne metoden. Ved kollisjoner med nabo molekyler i prøven kan de eksiterte eller anslåtte molekyler avgi sin energi, og med bestemte sannsynligheter inngå kjemiske reaksjoner, såkalt første ordens kinetikk, og forekomsten av eksiterte molekyler vil avta i tid etter en eksponensiallov. Dette kan undersøkes via endringen i absorpsjonen i prøven som funksjon av faseforskjellen mellom det modulerte eksitasjonslyset og monitorlyset. (I naturen og i fotokjemisk industriproduksjon, hvor "prøven" ikke er et kjemisk rent stoff, men en stoffblanding, kan reaksjonen ofte skje med forskjellige andre molekylslag enn de eksiterte).

En finner følgende forhold mellom faseforskyvning ϕ og levetid t:

$$\tan \phi = \omega t$$

der $\omega = 2\pi \cdot f$, og f er modulasjonsfrekvensen. Systemer med såkalt annen ordens kinetikk kan også studeres.

I den grad eksitasjonslyset fører til kvanteoverganger i molekylene, vil antallet av dem som befinner seg i grunntilstanden avta samtidig som vi får en økt konsentrasjon av transienter og fotoprodukter. Grunntilstandens og fotoproduktenes spektra finnes som h.h.v. modulert depopulasjon og populasjon (altså gradvis tiltagende eller av-tagende transmittert intensitet). Ved å forandre fasen på referansesignalet fra chopperen kan man finne når ulike deler av absorpsjonsspektret når sin største verdi. Dette skyldes da ett bestemt fotokjemisk mellomprodukt, fototransienten. Fototransientens og grunntilstandens spektre framtrer da med h.h.v. positive og negative verdier for forholdet S/D, som vist i Fig. 2. (De to stoffenes spektra kan naturligvis overlappe, uten at dette vil komme til syne på S/D-kurven).

Forutsatt at grunntilstandens ekstinksjonskoeffisient er kjent fra ordinær spektrofotometri, og at det bølgelengdeområdet i dens absorpsjonsspektrum som endres ved fotoeksitasjonen (ved depopulering av grunntilstanden) ikke, eller bare ubetydelig, overlappes av fototransientens absorpsjonsspektrum, (som tiltar i absorbans ved tilsvarende økt populasjon) kan transientens konsentrasjon og dermed dens ekstinksjonskoeffisient bestemmes, i praksis med en nøyaktighet i området 5–20%.

I en modifisert versjon tenkes det innsatt et elektronisk filter etter fotodetektoren som sperrer ved eksitasjonslysets modulasjonsfrekvens. Da utestenger man automatisk fluorescens og alminnelig spredning som vil ha nær samme fase som eksitasjonslyskilden. I et senere arbeid[3] viser Slifkin og Walmsley et bedre utbygget og automatisert modulasjonsspektrofotometer enn det som er gjengitt i Fig. 1. Her diskuteres også muligheter for ytterligere forbedringer av systemet. Triplett-triplett spektre for pyren og 3,4,8,9-dibenzpyren i hexan rapporteres. Også lumiflavins absorpsjon i eksitert tilstand er studert. En fordel med metoden kan presiseres, nemlig at den lave eksitasjonslysintensitet som er nødvendig, i motsetning til ved flash fotolyse, tillater studium av så fotofølsomme stoffer som f.eks. flaviner, og deres langsomme trinnvise forvandling via flere intermediater kan studeres fortløpende under den svake, konstante belysning.

I en nylig oversikt[4] over kjente typer av fotofølsomme proteinpolyen-komplekser: 1) rodopsin, 2) retinolbindende protein, 3) retinokrom og 4) bakterierodopsin, betraktes de forskjellige reaksjoner som foregår, f.eks. lysstimulert én vei og regenerering av den opprinnelige form i mørke. Særlig synes det å være snakk om cis/trans-overganger (Det er overganger mellom to former, isomerer, av ett og samme molekyl som skiller seg fra hverandre ved litt ulik, romlig oppbygning). Etter absorpsjon av fotoner fra eksitasjonslyset fører således lyspulsen molekylene fra grunntilstanden opp til en høyere energitilstand. Termiske bevegelser og svingninger vil imidlertid etterhvert føre molekylet tilbake til

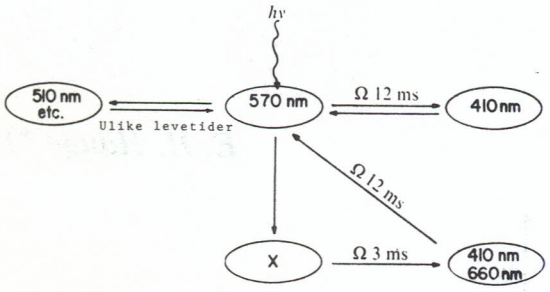


Fig. 3: Renfremstilt bakterierodopsin (Halobacterium Halobium) utsettes for lyspåvirkning og undergår kjemiske reaksjoner. Bakterierodopsin absorberer lys av bølgelengde 570 nm, mens det modifiserte molekyl absorberer lys ved 510 og 410 nm. Det oppstår også en ukjent kortlivet mellomforbindelse (X), som med en omvandlingshastighet av ca. 3 ms går over til mer stabile forbindelser med absorpsjon ved henholdsvis 410 og 660 nm. De angitte bølgelengder er spektrenes absorpsjonsmaksima. Omvandlingshastigheter fra 3 til 12 ms er bestemt. (Fra Slifkin og Kaplan[5]).

den opprinnelige form.Dette siste kalles relaksasjon.

Hvis monomolekylære fotoreaksjoner må ha et 1. trinn som går meget raskt, for – i konkurranse med vibrasjonsrelaksasjon som kan skje allerede etter 10^{-12}-10^{-11} s – å få et rimelig kvanteutbytte, så knytter det seg adskillig interesse til denne raske reaksjon. De resulterende første virkelige fotoprodukter er ikke sikkert fastlagt, delvis fordi de kan være vanskelige å skille fra ikke-interessante "biprodukter", og for dem alle er det relativt vanskelig å bestemme kvanteutbytter, levetider, reaksjonsvei, etc.

Slifkin og Kaplan[5] har med sin metode for fasefølsom spektrofotometri studert bakterierodopsin fra membranen hos Halobacterium Halobium. Rodopsinet utgjør som eneste protein 75% av membranens tørrvekt, mens lipid svarer for de resterende 25%. Kjemisk synes det å ligne sterkt på dyrenes tilsvarende synspigment. (Det inneholder 1 mol retinol pr. mol protein, bundet som Schiffbase til et lysin residuum). Proteinet ligger flatstrakt i membranen. Lysabsorpsjon (spektret har et bredt absorpsjonsbånd omkring 570 nm) fører til en ny form med hovedabsorpsjon ved 410 nm og som i mørke går tilbake til opprinnelig form i løpet av noen ms.

Disse to absorpsjonstilstander er knyttet til to ulike molekylkonformasjoner som molekylet pendler mellom. Konformasjonspendlingen kan fungere som en lysdrevet proton-pumpe for protontransport gjennom membraner.

I dette siste arbeidet gjøres også polarisasjonsmålinger i tillegg til den før beskrevne metodikk. Modulasjonen og fasebetingelsene i deres deteksjonsprinsipp gjør det mulig bedre å studere de forskjellige fotoprodukter som eksisterer side om side. Flash fotolyse er ikke velegnet for slik bruk. Skjematisk angir de sine resultater for bakterieorodepsins forskjellige reaksjoner som gjengitt i Fig. 3.

Dette resymé, hentet fra de angitte arbeider, er skrevet fordi modulert, fasefølsom spektrofotometri som metode hittil er nærmest ukjent, selv om de samme prinsipper i mange år har vært benyttet innen ESR spektroskopi. Metoden synes å ha mange fortrinn framfor mer velkjente prinsipper for absorpsjonsspektroskopi av kortlivede fotoprodukter, som f.eks. flash fotolyse deteksjon.

REFERANSER

1. M. A. Slifkin, Phys. Bull. **24** (1968) 431-2.
2. D. J. Dyson and M. A. Slifkin, J. Sci. Instrum. **40** (1963) 599-600.
3. M. A. Slifkin and R. H. Walmsley, J. Phys. E.: Sci, Instrum. **3** (1970) 160-2.
4. A. J. Thomson, Nature **254** (1975) 178-9.
5. M. A. Slifkin and S. R. Kaplan, Nature **253** (1975) 56-8.

BØKER

J. P. Babuel-Peyrissac: Equations Cinetiques des Fluides et des Plasmas. Gordon & Breach, 1975. 299s. Pris £ 15.90 (innb.), £ 6.00 (uinnb.).

Mens markedet for lærebøker i likevekts statistisk mekanikk strutter av tilbud i den grad at en venstrehendt faststoffysiker med særinteresser for hemoglobinets termiske egenskaper har alle muligheter til å finne *sin* bok, er det tilsvarende tilbud av innføringer i ikke-likevekts systemer heller slunkent. Det er flere grunner til dette. Den viktigste er nok at en slagkraftig generell metodikk tilsvarende den en har i likevekt mangler. De klassiske gjennombrudd på feltet, som Boltzmannlikningen for fortynnete gasser, eller Vlasov-likningen for høgtemperatur plasma, er knyttet til spesielle fysiske systemer og stiller relativt stramme krav til begrepsmessig fintenkning og matematisk modenhet.

Babuel-Peyrissac har gjort et hederlig forsøk på å fylle behovet for en bredt anlagt lærebok i kinetisk teori. Det er mye godt å si om boka. Stoffutvalget er i det store og hele fornuftig og framstillingen er så enhetlig som en kan forlange på et såpass mangslungent felt. Mange interessante emner blir tatt opp, og forfatteren har den entusiastiske mekanikers sans for tekniske detaljer. Maskineriets enkelte deler blir omhyggelig plukket fra hverandre, vist fram, oljet, og satt tilbake på plass.

Likevel er helhetsinntrykket svakt. Forfatteren har vært så opptatt av detaljene at perspektivet, den kritiske avstand til resultatene, er blitt borte. For å ta to karakteristiske eksempler: H-teoremet i forbindelse med Boltzmannlikningen blir bevist, men de tilhørende begrepsmessige problemer ikke nevnt med et ord. Riktignok finnes det et eget avsnitt om irreversibilitet knyttet til tidsutviklingen av grovfordelte sannsynligheter, men dette er ikke satt i noen klar sammenheng med stoffet forøvrig. Helt tilsvarende er Landaudempningen av plasmaoscillasjoner utledet, men hva den innebærer er overhodet ikke diskutert.

Merkelig nok er anvendelsessiden tilsvarende negli-

Forts. side 79.

Wilson i tresko

E. H. Hauge *)

Innledning

Det følgende er ment som et appendiks til to tidligere artikler i FFV om faseoverganger og kritiske fenomener, se 1. i henvisningene. Emnet vi her skal gå litt nærmere inn på, er renormaliseringsgruppeteorien for disse fenomenene, eller Wilson-teorien etter opphavsmannen K. Wilson. Nå er Wilson-teorien mer en måte å tenke på enn en fullt utmeislet teoretisk struktur. Vi skal derfor bruke en bestemt *realisering* av Wilson-teorien som innfallsport. Denne realiseringen er konstruert av de to nederlandske fysikerne Th. Niemeijer og J. M. J. van Leeuwen. Derav artikkelens kryptiske tittel.

Leseren har krav på en advarsel før han går videre. Det vi skal presentere er en ny angrepsvinkel på de *teoretiske* problemene som knytter seg til kritiske fenomener. Framstillingen vil derfor være litt mer matematisk preget enn vanlig er i FFV. Den mangslungne fysikken som danner utgangspunktet for teoribyggingen anses som kjent, f.eks. fra de to nevnte artiklene.

Bakgrunn

Vi skal derfor begrense oss til ett konkret eksempel her, nemlig en todimensjonal ferromagnetisk spinnmodell på et triangulært gitter (se Fig. 2). På hvert gitterpunkt sitter et spinn som enten peker opp # eller # ned. # Vekselvirkningene (koplingskonstantene) mellom spinnene er slik at totalenergien, U. er minst når alle spinnene peker for gass-væske systemet. Like over T_c (med h = 0) ning av spinnene er energetisk favorisert. Entropien, S, trekker i motsatt retning: jo mindre orden, jo bedre. Ved en gitt absolutt temperatur, T, avgjøres nappetaket av den fri energi, F = U—TS, ved at konfigurasjoner som minimaliserer F vinner. For $T > T_c$ (kritisk temperatur) har entropien overtaket, og fremtvinger en temmelig uordnet fase av spinn som like ofte peker opp som ned, For $T < T_c$ dominerer energien, og spinnene blir enige med seg selv om en foretrukket orientering, eventuelt hjulpet i valgets kval av mild overtalelse fra et ørlite ytre magnetfelt.

Resultatet er en magnetisering, m, som vist i Fig. 1. Vi er interessert i forholdene nær kritisk temperatur, og med den dimensjonsløse temperaturvariable $t = (T—T_c)/T_c$, gir både eksperiment og teori at for $|t| \ll 1$ og med et infinitesimalt magnetfelt h,

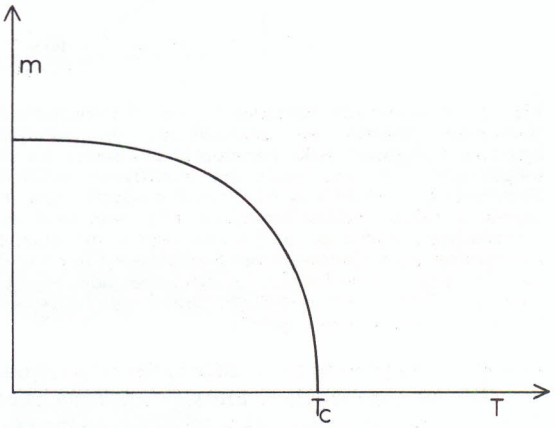


Fig. 1. Magnetiseringen pr. spinn som funksjon av temperaturen i null magnetfelt.

har en

$$m(t < o, h = o^+) \sim |t|^{\beta} \qquad (1)$$

der β er en kritisk eksponent. Det finnes en tykk katalog av slike, men vi skal begrense oss til de «termodynamiske», nemlig α, β, γ og δ som beskriver oppførselen nær det kritiske punkt av henholdsvis varmekapasiteten, magnetiseringen (ordensparameteren), suseptibiliteten ($\partial m/\partial h$ ved h = 0) og den kritiske isotermen (m = m(h) ved t = 0).

En vellykket teori for kritiske fenomener bør kunne forklare følgende fakta:

1. Det eksisterer relasjoner mellom de 4 nevnte indeksene. Kjenner en to av dem for et gitt system, kjenner en alle.
2. Indeksene er uavhengige av en rekke detaljer i vekselvirkningen. Ett eksempel: Om en utelukkende har kopling mellom nærmeste naboer eller om en i tillegg har direkte kopling mellom nest nærmeste naboer. Et annet: Om gitteret er triangulært eller kvadratisk. Derimot avhenger indeksene av gitterets dimensjonalitet, d (d = 2 i vår modell), og av antall spinnkomponenter, n (n = 1 i vår modell). Kort sagt, de kritiske indeksene er *universelle* for visse modellklasser, parametrisert av d og n.

I tillegg til å forklare disse kvalitative fakta, må en slagkraftig teori også gjøre det praktisk mulig å *beregne* indeksene for interessante universalitetsklasser.

*) Institutt for teoretisk fysikk, NTH, Trondheim.

Som B. Widom viste allerede i 1965, kan relasjonene mellom indeksene utledes fra følgende postulat: Nær det kritiske punkt kan den fri energi pr. spinn f(t,h) som funksjon av t og h skrives som summen av en regulær og en singulær del $f_s(t,h)$. Det er den singulære delen som bestemmer indeksene, og den postuleres å være en homogen funksjon av de variable, dvs. at

$$f_s(t,h) \text{ — } A^x f_s(At, A^y h) \qquad (2)$$

for «alle» A. Av (2) kan alle termodynamiske indekser utledes, uttrykt ved de to (ukjente) størrelsene x og y. Punkt 1 reduserer seg derfor til å begrunne postulatet (2) innen et antydet gyldighetsområde.

Wilson tok utgangspunkt i ideer lansert av L. Kadanoff. For å få tak i fysikken bak Wilson-teoriens matematikk er det nyttig å rekapitulere følgende bilde av kritiske tilstander. Bildet gjelder for ferromagnetiske stoff og, med litt annen språkbruk, for gass-væske systemet. Like over T_c (med $h = 0$) har spinnene en tendens til å peke i samme retning over store områder, selv om totalsystemet er i en uordnet fase. Typiske spinnkonfigurasjoner kan da beskrives som en superposisjon av langbølgete fluktuasjoner. Korrelasjonslengden ξ er et mål for den karakteristiske bølgelengden i disse fluktuasjonene. Ved det kritiske punkt divergerer korrelasjonslengden som $\xi \sim t^{-\nu}$, der ν er nok en kritisk indeks. Det er disse langbølgete fluktuasjonene som er opphavet til den singulære delen av den fri energi, og derved til de kritiske indeksene. Kortbølgete fluktuasjoner bidrar bare til den regulære delen, og er derfor uinteressante i denne forbindelse.

Transformasjonen

Ifølge statistisk mekanikk er alle termodynamiske egenskaper, de kritiske indeksene α, β, γ og δ inkludert, gitt av partisjonsfunksjonen

$$Z(t,h) = \sum_s e^{H(s)} \qquad (3)$$

Her er H(s) hamiltonfunksjonen, multiplisert med $(-1/K_B T)$, der K_B er Boltzmanns konstant, mens s er en kompakt notasjon for hele systemets spinnkonfigurasjon. Summen går over alle mulige konfigurasjoner av opp- og nedspinn.

La oss tenke oss at vi gjør summasjonen i (3) i to trinn. I første trinn prøver vi da å ordne oss slik at noen av de uinteressante, kortbølgete fluktuasjonene summeres ut, mens de langbølgete blir urørte. I praksis kan vi f.eks. gjøre det som foreslått av Niemeijer og van Leeuwen. Del gitteret opp i celler med tre spinn i hver celle, som vist i fig. 2. Cellene tilordnes hver sitt cellespinn av samme type som de opprinnelige spinn. Om et gitt cellespinn skal peke opp eller ned avgjøres ved demokratisk avstemming blant enkeltspinnene i cella. (Vi valgte et triangulært gitter for å unngå problemer med formannens dobbeltstemme). De 8 enkeltspinnkonfigurasjonene i en celle vil derved entydig deles i to like store klasser, en med cellespinn opp, og en med cellespinn ned. Kaller vi settet av cellespinn s', og settet av de øvrige frihetsgrader i s for σ, fører dette til en to-trinns summasjon

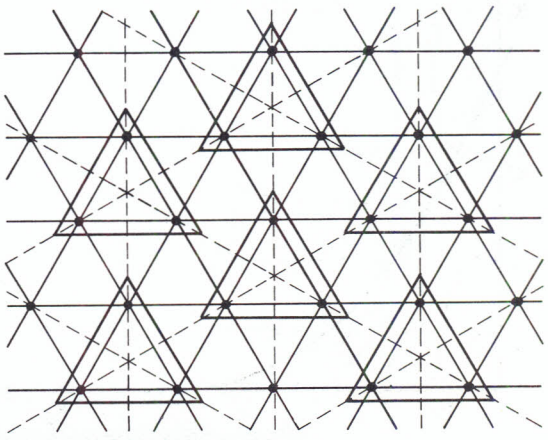


Fig. 2. Triangulært spinn-gitter med spinnene ordnet i celler a
3 spinn. Det opprinnelige gitteret er heltrukket. Cellegitteret er stiplet.

$$Z = \sum_s e^{H(s)} = \sum_{s'} \sum_{\sigma} e^{H(s',\sigma)} = \sum_{s'} e^{G + H'(s')} = e^{G} Z' \qquad (4)$$

Her er G det spinnuavhengige leddet summasjonen over σ fører med seg. Likning (4) definerer derfor både G og H'(s'). Den siste kan oppfattes som hamiltonfunksjonen for cellespinnsystemet, med tilhørende partisjonsfunksjon Z'.

Med cellespinnene s' fiksert har vi med summasjonen over σ oppnådd det vi prøvde på. En del av de kortbølgete fluktuasjonene er eliminert, mens den demokratiske avstemmingsprosedyren sikrer at langbølgete fluktuasjoner i det opprinnelige systemet overlever til cellespinnsystemet. Målt med den opprinnelige gitterkostanten som enhet er bølgelengden uendret. Bruker vi derimot cellesystemets egen gitterkonstant som målestokk, er bølgelengden redusert med den lineære skalafaktoren L mellom cellegitteret og det opprinnelige gitter. (I vårt triangulære eksempel er $L = \sqrt{3}$.)

Av dette kan vi trekke viktige slutninger. Siden vi antok at det er de langbølgete fluktuasjonene som er opphavet til de kritiske singularitetene, bør systemet med hamiltonfunksjonen H' ha de *samme* kritiske egenskapene som det opprinnelige systemet med hamiltonfunksjon H. Dessuten, dersom korrelasjonslengden assosiert med H (husk at tempera-

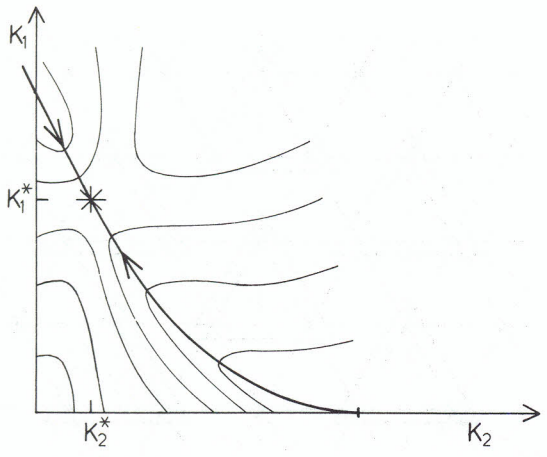


Fig. 3. Visualisering av transformasjonen ved kotekart og kritisk egg. Det interessante fikspunktet er lokalisert i (K_1^*, K_2^*).

turfaktoren er absorbert i H) er ξ , vil korrelasjonslengden assosiert med H' være $\xi' = \xi / L$. Siden korrelasjonslengden reduseres, målt med systemets egen lengdeskala, sier vi at det transformerte system er fjernere fra den kritiske tilstand enn det opprinnelige. I det kritiske punkt derimot er $\xi = \infty$, og derfor vil en kritisk hamiltonfunksjon transformere til en ny, men stadig kritisk, hamiltonfunksjon.

Fikspunktet

Hva skjer så dersom en gjentar transformasjonen mange ganger? Spør en matematikerne, vil svaret være en lang liste av utrivelige muligheter. Så la oss ikke spørre dem, men som gode fysikere leve med den fruktbare holdning at alt ordner seg til det beste. Det beste i dette tilfellet ville være at en hvilken som helst *kritisk* H ved gjentatte transformasjoner til slutt ender opp som *en* bestemt hamiltonfunksjon, kalt H*. Kort sagt, vi antar at transformasjonen har et fikspunkt.

Disse forestillingene er illustrert i Fig. 3. Der har vi begrenset oss til en spinnmodell med to koplingskostanter K_1 og K_2 (med faktoren $-1/K_BT$ absorbert), som kopler henholdsvis alle par av nærmeste nabospinn, og alle par av nest nærmeste naboer. Kombinasjoner av K_1 og K_2 som gjør systemet kritisk, definerer en linje i (K_1, K_2) planet, den «kritiske eggen». Skjæringspunktet mellom den kritiske eggen og de to aksene er kjent fra den eksakte løsningen av Ising-modellen på et triangulært gitter. Punkt i planet på samme side av den kritiske eggen som origo svarer til systemer med $T > T_c$, og omvendt. Transformasjonen vi her snakker om vil føre enhver hamiltonfunksjon med $T > T_c$ ned i høytemperatur-dalbunnen i origo, og ethvert system med $T < T_c$ vil transformeres ut mot lavlandet ved store (K_1, K_2). Starter vi hvor som helst på den kritiske eggen derimot, vil vi ende opp i fikspunktet (K_1^*, K_2^*). Dette fikspunktet vil derfor ha karakter av et sadelpunkt: kritiske systemer blir tiltrukket, mens ikke-kritiske blir frastøtt.

Om vi ikke akkurat vil påstå at vi har bevist noe, er det klart at et av de mest slående fakta på feltet, de kritiske indeksenes universalitet, føyer seg pent inn i dette bildet. Vi argumenterte tidligere for at de kritiske egenskapene til H og H' er de samme. Gjentas argumentet, blir konklusjonen at *alle* hamiltonfunksjoner som transformeres til fikspunktet H^* vil ha de samme kritiske indeksene som H^* selv. Vi har funnet en universalitetsklasse.

De kritiske indeksene

Det gjenstår å se hvordan H^*'s indekser kan beregnes. Siden vårt fysiske bilde tillegger de langbølgete fluktuasjonene ansvaret for de kritiske singularitetene, og siden transformasjonen essensielt summerer ut kortbølgete fluktuasjoner, er det rimelig å anta at transformasjonen selv har pene matematiske egenskaper, spesielt at den er analytisk nær fikspunktet. Dermed kan den *lineariseres* i små avvik fra H^*. Vi har da kommet tilbake til et godt gammeldags lineært problem: Bestem den linearisertes transformasjonens egenverdier (vi antar dem reelle) og egenvektorer.

La oss anta at vi har funnet egenverdiene λ_1 , λ_2 , og egenvektorene $u_1, u_2, \ldots$ (som er lineærkombinasjoner av $K_1 - K^*_1$, $K_2 - K_2^*, \ldots$) Transformasjonen vil da være diagonalisert slik at $u_i = \lambda_i u_i$. I vår to-parameter illustrasjon, fig. 3, vil en av egenvektorene peke fra H^* mot dalbunnen. Med $h = 0$ er det bare endring av temperaturen som bringer en ferromagnet ut av sin kritiske tilstand, og denne egenvektoren vil derfor være proporsjonal med t (transformasjonen antatt analytisk!). I retning av dalbunnen forstørrer transformasjonen avvik fra H^* og den tilhørende egenverdien λ_t må derfor være større enn 1. Den andre egenvektoren er tangentiell til den kritiske eggen i H^*. Langs eggen reduserer transformasjonen avstanden til fikspunktet i hvert skritt, og den tilsvarende egenverdien må være mindre enn 1. Generelt vil både temperaturendringer og et endelig magnetfelt bringe en ferromagnet ut av sitt kritiske punkt, og en har derfor i alt to («relevante») egenverdier λ_t og λ_h større enn 1 i dette tilfellet. Alle andre egenverdier er mindre enn 1 («irrelevante»).

Den fri energi pr. spinn ,f, er essensielt gitt som logaritmen til partisjonsfunksjonen dividert med antall spinn (i grensen for et uendelig stort system). Tenker vi oss nå at vår hamiltonfunksjon er tilstrekkelig nær fikspunktet H^* til at vi kan linearisere, gir første og siste ledd i (4), når $h = 0$,

$$f(t) = g(t) + \tfrac{1}{3} f(\lambda_t t) \qquad (5)$$

Her er g(t) det regulære bidraget fra konstanten G i (5), mens faktoren 1/3 gjenspeiler forholdet mellom antall spinn etter og før transformasjonen. Med alle «irrelevante» variable satt lik null, er $\lambda_t t$ temperaturen i det transformerte system. Den singulære delen av høyre og venstre side av (5) må være like, og siden varmekapasiteten C essensielt er den annenderiverte av f mhp. t, og $C \sim t^{-\alpha}$ nær T_c, gir (5)

$$t^{2-\alpha} = \tfrac{1}{3} (\lambda_t t)^{2-\alpha} \qquad (6)$$

Her kan temperaturfaktoren forkortes bort, og derved ser en at den kritiske indeksen er bestemt av temperaturegenverdien λ_t. På tilsvarende vis kan en bestemme *alle* de kritiske indeksene ut fra de to relevante egenverdiene

Perspektiver

Wilson-teorien danner en struktur der hovedtrekkene ved kritiske fenomener, slik vi kjenner dem, føyer seg naturlig inn. Universalitetsbegrepet blir knyttet til deler av «koplingskonstantrommet» der alle kritiske hamiltonfunksjoner transformeres inn til ett og samme fikspunkt. Forskjellige universalitetsklasser svarer da til forskjellige fikspunkt som er tiltrekkende for forskjellige deler av koplingskonstantrommet. I tillegg kan, ved en ørliten generalisering av (5), Wilson-teorien brukes til å (2) og tilhørende korreksjoner.

Men så kan en spørre: Er ikke alt dette bare en vakker drøm? Vi har tillagt transformasjonen de vidunderligste egenskaper, men detaljberegninger, for ikke å snakke om eksistensbevis, har det vært dårlig med. Og det må innrømmes at å finne en eksakt løsning av transformasjonsproblemet definert ved (4) ville være en langt større oppgave enn den berømte Onsager-løsningen av Ising-modellen representerer. I (4) må vi tillate uendelige klasser av mulige og umulige spinnkoplinger, mens Ising-modellen er begrenset til noe så banalt som nærmeste nabokopling alene!

Likevel er vi *ikke* tilbake der vi begynte. Det finnes en rekke muligheter for *tilnærmete* realiseringer av transformasjonen (4), og for andre Wilson-transformasjoner. Innenfor disse tilnærmelsene kan de generelle påstandene ovenfor verifiseres eksplisitt. Resultatene har vært oppmuntrende. (Som et eksempel på numerisk suksess, beregnet de før nevnte hollendere, i en tilnærmelse med 11 koplingskonstanter, indeksen δ til å være 15.017, mens det eksakte resultat er 15). Ikke slik å forstå at alle problemer er løst, men det ville jo også være en traurig tilstand!

Til slutt: Vi har sett litt på Wilson-teorien anvendt på ett bestemt eksempel. Men så generelt som den er formet, er det kanskje ikke så forbausende at den allerede er blitt anvendt på (tilsynelatende) de forskjelligste problemer. Kritiske fenomener, perkolasjonsprosesser, Kondoeffekten, polymerkonfigurasjoner, turbulens og kvarkbinding, for å nevne noen. Renormaliseringsteorien gir en nye måte å *tenke* på visse typer problemer. Den er ingen kokebok for pedanter, men er full av spennende muligheter, både for den konstruktive kritiker og for den frodige oppfinner!

Oversiktsartikler og bøker

1. *Faseoverganger og kritiske fenomener. O. Steinsvoll, FFV nr. 3 1975, og nr. 2 1976.*
2. *The Renormalization Group and the ϵ-expansion. K. G. Wilson og J. Kogut, Physics Reports 12C*, 75 (1974).
3. M. E. Fisher, Rev.Mod.Phys. *46*, 599 (1974)
4. Critical Phenomena, vol. VI C.Domb and M. S. Green, eds. Academic Press, London 1976.
5. Modern Theory of Critical Phenomena. S.-K. Ma, Benjamin, London 1976.

BØKER

P. Bradshaw: Turbulence, Topics in Applied Physics, Vol. 12, Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1976, 335 pages, 47 fig. US $ 39.80.

Som bokens tittel viser behandles et sentralt emne i fluidmekanikken. Det er ikke en lærebok, men er en samling av avhandlinger med følgende forfattere: *P. Bradshaw:* Indtroduction, *H. -H. Fernholz:* External Flows, *J. P. Johnston:* Internal Flows, *P. Bradshaw and J. D. Woods:* Geophysical Turbulence and Buoyant Flows, *W. C. Reynolds and T. Cebeci:* Calculation of Turbulent Flows, *B. E. Launder:* Heat and Mass Transport, *J. L. Lumley:* Two-Phase and Non-Newtonian Flows. Av denne oversikt vil det fremgå hvilke områder boken dekker, og det er verdt å merke seg at hvert kapittel er skrevet av forfattere som står sentralt i forskningsfronten. Kapittelene er velskrevne, detaljerte og har utmerkede referenselister, hvilket gjør boken til et meget verdifullt oppslagsverk. Den kan med hell benyttes som tilleggslitteratur ved videregående kurser, og det er også bemerkelsesverdig at forfatterne er kjent med konstruktørens problemstillinger og viser hvordan det stoff som behandles er relevant i denne forbindelse.

Til tross for at boken er satt sammen av flere separate bidrag har det lykkes redaktør og forlag å gi boken et forbiledlig ensartet og tiltalende preg. Boken anbefales på det beste til enhver som er interessert i dette vanskelige område av fluidmekanikken.

Leif N. Persen

Fysikken i skoleverket

Norsk Fysikkråd vil ha diskusjonen i gang

Norsk Fysikkråd hadde årsmøte i Trondheim samtidig med Fysikermøtet. Formannen, Jon Gjønnes la fram årsmeldinga som viste at rådet ikke lenger hadde til behandling større enkeltsaker av den typen som kjennetegnet arbeidet i de første åra. Fysikkens stilling i skoleverket viste seg likevel å være et påtrengende problem, og rådet hadde brukt en del tid til å drøfte dette emnet. Styret så det som en oppgave å få i gang en nasjonal diskusjon av tilstrekkelig omfang og bredde og bidra til at den kunne munne ut i konstruktive forslag og initiativ. Vi tillater oss derfor å sakse nedenstående avsnitt fra rådets årsmelding.

NOEN GENERELLE BETRAKTNINGER

Fysikken har fått en sterk stilling blant vitenskapene og som skolefag gjennom en utvikling over flere hundre år. Det er en utvikling som har ført til utvidet erkjennelse og samtidig gitt grunnlag for anvendelser som har bidratt til en langvarig og gjennomgripende teknologisk revolusjon. En nesten ubrutt ekspansjon med en imponerende innsats i teoribygging, fascinerende eksperimenter og en stadig strøm av anvendelser ga faget en apell til unge mennesker og godvilje hos bevilgende myndigheter.

Ekspansjonen ble brutt i siste halvdel av 1960-åra. Det er verd å merke seg at dette skjedde i romfartens, mikroelektronikkens og fisjonskraftens tid og samtidig med fullføring av store og kostbare installasjoner i forskning. Dvs. på den tida da den moderne fysikks resultater for alvor trengte inn i teknologi og samfunn. Budsjettene sluttet å vokse, unge menneskers valg av studieretning tok andre veier. Omfanget av dette skiftet har antagelig vært mindre i Norge enn andre steder, men det er tydelig nok.

De viktigste årsakene til dette ligger utenfor faget og er knyttet til sosiale og politiske strømninger. 1960- og 70-åras reaksjoner mot det moderne industrisamfunnet og de problem det synes å skape eller forsterke, ble også rettet mot den teknologi det anvender – og mot fysikk som basisvitenskap for denne teknologien. Mange hevdet at man hadde overinvestert i fysikk og forsømt de vitenskaper som trenges for å redde det samfunn og de omgivelser teknologien truer med å ødelegge. Dette er reaksjoner vi møter innenfor de aller fleste samfunnslag og aldersgrupper. Slik de uttrykkes, varierer de fra ureflekterte holdninger til gjennomtenkt kritikk. Det er umulig å se bort fra dem.

Faget og de faglige institusjoner påvirkes av disse holdningene på forskjellig vis. Vi står svakere i konkurransen om bevilgninger, studenttilgangen er gått noe tilbake – kanskje både i mengde og kvalitet. Situasjonen oppleves kanskje mest alvorlig i skoleverket der vi samtidig har fått viktige organisatoriske endringer innenfor den videregående skolen.

I denne situasjonen ser mange fysikere det som nødvendig å komme fram til en fagpolitikk, dvs. et syn på fysikkens stilling og forhold til samfunnet. Det bør antakelig bygge på et par enkle observasjoner:

Det er tegn til at strømningen bort fra fysikk er i ferd med å dempes eller snu. "The swing from science is over" proklamerte en skribent i New Statesman nylig, han viser til statistikk fra britisk videregående skole. Tilfeldige inntrykk fra andre land går i samme retning. Likevel er det få som vil spå en ny gullalder eller at vi kan fortsette der vi var for 5–10 år siden. Faget, dets forhold til anvendelser og samfunn og til skolen og unge mennesker, er endret.

Den sterke veksten i fysikkens omfang og i kompleksitet, eksperimentelt og teoretisk, har gitt den en problematisk struktur. I skolen bidrar dette til å gjøre fysikk til et vanskelig og omfangsrikt fag som mange velger bort. Dette er ikke bare en pedagogisk/skolepolitisk problemstilling, det reiser også spørsmål om vi selv har gjort faget stadig mer sinnrikt og derved eksklusivt, "esoterisk", i en grad som skremmer de unge bort, i en tid da det kanskje er en tendens til å velge det som er lett.

På den andre sida står faget i realiteten sterkere enn noen sinne når det gjelder anvendelser. Den moderne elektronikk, kjernekraften og dens problem, de fysiske sidene ved miljø-, energi- og materialproblem, gjør at den moderne fysikk er like viktig i vår tid som den klassiske fysikk ble i varmekraftmaskinens og sterkstrøm teknologiens gjennombrudd.

Vi har vel også, selv, en følelse av at naturvitenskapens metode og form, systematikk og saklighet er verdier som det er like mye – kanskje mer behov for enn før.

Vi bør ikke her prøve å komme med en enkel oppskrift på hva fysikken bør være eller hva fysikere bør gjøre i årene framover. For det første fordi vi på langt nær har hatt den avklarende debatt som trenges, men like mye fordi de egentlige avgjørelsene treffes av institusjoner og styrende organ. Vår oppgave er å søke å bidra til at disse avgjørelsene får grunnlag i en mer bevisst faglig debatt – og å bidra til å ta konkrete initiativ der vi ser behov for det.

FYSIKK I SKOLEVERKET

Det er økende interesse – også blant fysikere utenfor skoleverket – for fagets plass og utforming i skolen. Det gjelder særlig den videregående skolen, der fysikk tradisjonelt har hatt en sterk stilling i det tradisjonelle gymnas.

Innføringen av den videregående skolen, der gymnas og yrkesskole går sammen, har vært forberedt med forsøk helt fra 1969. Bl.a. hadde reformgymnasene i skoleåret 1975/76 over 3000 elever i 2. klasse. Erfaringene tyder på at studieretningen for almenne fag, vil få omtrent samme søkning som det tidligere gymnaset (knapt 40% av årskullet), og at den andelen av disse elever som går til naturfaglinja, vil være omtrent som summen av de elever som søkte real- og naturfaglinja, d.e. ca. 40%.

Dette er en klar endring fra det tidligere gymnaset, der fysikk var et obligatorisk hovedfag for alle som ønsket den brede studiekompetanse som reallinja/naturfaglinja ga.

På den annen side blir det nå gitt et obligatorisk kurs i naturfag i 1. klasse til alle elever i allmenn studieretning og i det toårige grunnkurs.

Endringene i fagets stilling er først og fremst knyttet til elevenes valg – og kanskje til generelle holdninger til faget og dets forhold til teknologi, samfunn m.v. Reaksjonene på dette varierer. Noen er engstelige for at grunnlaget for f.eks. teknisk utdannelse som bl.a. bygger på fysikk-kunnskaper, kan bli svakere. Andre ser situasjonen som en utfordring til å utvikle skolefaget for å øke dets appell til unge mennesker, f.eks. ved forsøk i nye arbeidsformer og større vekt på å "tenke fysikk" eller ved å knytte faget sterkere til anvendelser.

Det synes klart at det videre arbeid med fysikk som fag i den videregående skolen, d.e. innhold og arbeidsformer, i hovedsak må tas opp av lærere i skoleverket og andre fysikere, særlig ved Universitetet og høyskoler. Et seminar om realfagsundervisning som ble arrangert av lektor B. Hauge og professor O. Jensen i Trondheim i januar 1977, viste at det er betydelig interesse for dette. Fysikkrådet var representert ved seminaret, som var vellykket. Seminaret vil bli fulgt av liknende arrangementer i Oslo.

	1. år		2. og 3. år
Videregående skoles studieretning for almenne fag: (velges av ca. 40%)	*1 t fysikk* av 5 t – også i 2-årig grunnkurs	ca. 40% av disse velger naturfaglinja	*5+5 t fysikk* velges av 50–60% på naturfaglinja

Den viktigste forandringen for fysikk som fag, er at det nå blir valgfritt på linje med kjemi og biologi på naturfaglinja. I reformgymnaset har antall elever som velger fysikk i 2. og 3. klasse gått tilbake siden de tre første startet i 1969. For skoleåret 1970/71 valgte 99% av elevene på naturfaglinja fysikk. I 1974/75 var dette sunket til 55%. Siste skoleår (75/76) viste en svak oppgang, og i "Forsøk i skolen" er dette kommentert slik:

"Når det gjelder valg av linjefag på naturfaglinja, er det, sett over noen år, en klar tendens til at elevene velger kjemi og biologi framfor fysikk. Andelen av elever som velger fysikk, ser nå likevel ut til å ha stabilisert seg, noe som bl.a. kan henge sammen med den kompetanse som fortsatt er knyttet til faget".

Disse diskusjonene har også vist stor interesse for å ta opp fysikkundervisningen i grunnskolen til debatt. Det vil antakelig også gjelde fysikk som fag, eller fysikk som del av teorikurs i de yrkesrettede linjene i videregående skole.

Interessen for disse problemene innenfor lærestedene henger selvsagt også sammen med at skoleverket er et viktig arbeidsmarked for våre kandidater – og at det er de som skal sette organisatoriske og innholdsmessige reformer ut i livet.

Fysikermøtet 1978
holdes 19.—21. juni i Oslo.

Diracs elektronteori 50 år

Aadne Ore *)

Den 2. januar 1928 mottok The Royal Society i London et manuskript med titelen *The Quantum Theory of the Electron*, forfattet av den da 25 år gamle P. A. M. (Paul Adrien Maurice) Dirac ved St. John's College, Cambridge. Forfatteren var allerede kjent for viktige bidrag til kvantemekanikken, men ikke noe så oppsiktsvekkende som dette nye, briljante arbeid[1]. Det ble i 1933 belønnet med Nobelprisen – riktignok bare den halve. Fysikkprisen ble det året delt likt mellom E. Schrödinger og Dirac som påskjønnelse "for oppdagelsen av nye og fruktbare former for atomteorien".

En detaljert matematisk-fysisk diskusjon av Diracs arbeid og dets konsekvenser er lærebokstoff for viderekomne, men lite egnet som "jubileumsartikkel" for en bredere lesekrets. Det kan vel passe bedre å skissere et "tidsbilde" der Diracs avhandling inngår som del av en utviklingsfase. Det skal vi forsøke å gjøre ved å trekke frem en del relevante ideer og argumenter ikke bare fra Diracs banebrytende publikasjon, men også fra andre og andres arbeider fra inntil et par år før og etter 1928. Stikkord som kan lette oversikten er: relativistisk bølgeligning for elektronet, elektronets spinn og negativenergitilstander.

Når Dirac i sin avhandling presenterte en kvantemekanisk bølgeligning som tilfredsstilte relativitetsteoriens krav, så var dette i og for seg ikke noe nytt. Schrödinger, bølgemekanikkens grunnlegger, hadde allerede i sin *"Erste Mitteilung"*[2] tidlig i 1926 bemerket at han selv hadde gjennomført en relativistisk, bølgemekanisk beregning (Keplerproblemet, hydrogenatomet). Han publiserte – og da under sterk tvil – sin relativistisk invariante bølgeligning for et elektron i et ytre elektromagnetisk felt først fem måneder senere, i sin *"Vierte Mitteilung"*[3]. Det ga andre den tid de trengte, og resultatet ble at et halvt dusin teoretikere utledet og publiserte en tilsvarende ligning omtrent samtidig i 1926. Den kanskje klokeste og utvilsomt forsiktigste var Schrödinger selv, som publiserte den relativistiske ligning "med aller største reservasjon". Det gjorde han bl.a. fordi utledningen av den var basert på "ren formell analogi", og fordi ligningen ikke ga den eksperimentelt observerte oppsplitting av spektrallinjer som G. E. Uhlenbeck og S. A. Goudsmit[4] på slutten av året 1925 hadde foreslått forklart ved å postulere at elektronet har et karakteristisk spinn og tilhørende magnetisk dipolmoment.

Uhlenbeck og Goudsmit var ikke de første som foreslo at elektronet har en karakteristisk egenrotasjon, men det var bare deres arbeid som kom til å bety noe for utviklingen. P. Ehrenfest, som på egen hånd sendte dette arbeid til tidsskriftet, forsynte det med en "hale" der han nevnte W. J. de Haas, og Uhlenbeck[5] har selv nevnt E. H. Kennard som en av hans og Goudsmits forløpere, og at R. Kronig hadde hatt i hovedsak de samme ideer som dem et halvt år tidligere, men hadde latt være å publisere dem etter å ha fått en negativ reaksjon på dem fra Pauli. En mannsalder senere kommenterte den geniale Pauli denne episoden med følgende ord: *"Ich war so dumm wenn ich jung war!"* (Det hadde dog ikke forhindret ham fra å postulere allerede i 1924 at atomkjerner kan ha egenrotasjon.[6]) Pauli var imidlertid ikke "dummere" enn at han på forsommeren 1927 publiserte den meget betydningsfulle avhandling[7] der han viste hvordan den vanlige Schrödingerligning lot seg utvide på en slik måte at denne elektronmodellen ble inkludert. Han la for øvrig ikke skjul på at denne nye ligning for "det magnetiske elektron" bare var å anse som "provisorisk og approksimativ", bl.a. fordi den ikke var relativistisk invariant.

Ytterligere et halvt år var gått da Dirac hadde sin avhandling ferdig. For Dirac fortonet det seg som utilfredsstillende at man skulle måtte *postulere* at et elektron er mer enn en materiell punktladning, og dernest føre den postulerte modell inn i bølgeligningen utenfra. *"The question remains as to why Nature should have chosen this particular model for the electron instead of being satisfied with the point-charge"*, skrev han i innledningen til avhandlingen. Dirac innrømmet at *"there is a great deal of truth in the spinning electron model"*, men mislikte at det skulle være nødvendig å innføre den som en ekstra antagelse. Det man måtte håpe var, mente han, at det skulle kunne påvises en eller annen mangel ved eksisterende kvanteteori for *"the point-charge electron"*, og at en eventuell, *korrigert* bølgeligning ville ha som innebygget konsekvens de egenskaper ved elektronet som man hadde postulert som spinn og magnetisk dipolmement. Så kom innledningens oppsiktsvekkende bemerkning: *"In the present paper it is shown that this is the case"*.

*) Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

Dirac mente at den relativistiske bølgeligning av 1926 led av *to* prinsipielle mangler. Hans nye ligning var fri for én av dem, og det viste seg å strekke til for at det håp han hadde uttalt, gikk i oppfyllelse. Ligningen av 1926 var kvadratisk i bl.a. energioperatoren (tidsderivasjonen), og dette var uforenlig med den generelle tolkning av bølgemekanikken som var veletablert gjennom ikke-relativistisk kvanteteori. "Linearisering" ble Diracs matematiske ledetråd. Dristig og elegant utledet han den forbløffende "Diracs ligning", – formelt ligningen for elektronet som materiell punktladning, men altså med innebygde konsekvenser som svarte til at det hadde det spinn og magnetiske dipolmoment som tidligere var postulert. Dirac nøyet seg ikke med å utlede og diskutere sin generelle ligning, men avsluttet avhandlingen med en bekreftende beregning av hydrogenatomets energinivåer.

Det kan virke forbausende i dag at Dirac tross alt ikke var helt tilfreds med sin ligning og fant å måtte understreke at *"The resulting theory is therefore still only an approximation"*. Sitatets *"therefore"* rommer det faktum at hans ligning ikke fjernet den mangel nr. 2 som han hadde fremhevet som en av de alvorlige innvendingene mot den relativistiske bølgeligning av 1926. At denne ligning *"refers equally well to an electron with charge e as to one with charge -e"*, ville alene neppe gitt grunn til bekymring, men utsagnet er av en viss historisk interesse: Dette synes å være første gang Dirac nevnte et "positivt elektron", og da skjedde det altså i forbindelse med en ligning som andre tidligere var kommet frem til, og dessuten avviste han straks tanken. Ligningen innebar nemlig at "det positive elektron" var et opprinnelig vanlig elektron som var gått over i en tilstand med negativ totalenergi (hvilemasseenergien inkludert) så vel som negativ kinetisk energi. Man hadde aldri observert at et elektron plutselig skifter ladning fra -e til e, sa Dirac, og *"The true relativity equation should thus be such that its solutions split up into two non-combining sets, referring respectively to the charge -e and the charge e"*.

På denne bakgrunn måtte Diracs egen ligning fortone seg som *"only an approximation"*, for også den ga tilstander med negativ energi og overganger mellom tilstander med positiv energi og negativenergitilstander. Vi kan kanskje si det på den måten, at Dirac den gang mente at ligningen til en viss grad var en noe villedende blanding av beskrivelsen av et vanlig elektron og en uavhengig, positiv partikkel. Den eneste kjente, positive elementærpartikkel var *protonet*. Selv om Dirac ikke nevnte protonet eksplisitt, hadde han det vel i tankene. Diskusjoner i de følgende par år tyder på det, og i motsetning til fysikernes innstilling i våre dager var postulering av en ikke-observert elementærpartikkel nærmest uhørt i de dager.

En av de første til på trykk å foreslå en sammenheng mellom negativenergitilstandene og protonet var H. Weyl.[8] En vanskelighet med eventuelt å få adskilt ligningen eller løsningene for protonet skapte det leddet i Diracs ligning som inneholder elektronets hvilemasse, for protonets er bortimot 2000 ganger så stor. *"Masse ist aber ein Gravitationseffekt"*, skrev Weyl, og han mente at det derfor var håp om at problemet lot seg løse ved å kombinere kvantemekanikk og gravitasjonsteori. Det ble med håpet. Et halvt år senere publiserte Dirac[9] sin sensasjonelle "hullteori" i et arbeid som han betegnende nok kalte *"A Theory of Electrons and Protons"*.

Dirac lot nå de uglesette negativenergitilstander for elektronet komme til heder og verdighet. Han presiserte imidlertid at man ikke simpelt hen kunne si at et elektron i en slik tilstand *er* et proton, for det ville føre til følgende paradokser:

a) et elektron skulle kunne forandre seg til et proton,
b) et slikt proton ville frastøte et vanlig elektron, men selv bli tiltrukket av dette, og
c) protonet ville ha mindre energi desto hurtigere det beveget seg.

Diracs nye kongstanke var følgende: Vi må akseptere eksistensen av negativenergitilstander, men kan postulere at man intet vil observere, dvs. at man har det perfekte vakuum, hvis der er et elektron i hver eneste av dem. Pauliprinsippet er en garanti for at dette "hav" av elektroner vil være stabilt. Man kan vise at en ubesatt tilstand, altså et "hull" i dette ellers uobserverbare hav av elektroner vil oppføre seg som en partikkel med ladning +e. *"We are therefore led to the assumption that the holes in the distribution of negative-energy electrons are the protons"*, hevdet Dirac, og med denne modell forsvant de tre forannevnte paradokser. Hva mere var, understreket han, på denne måten oppnådde man at *"We require to postulate one kind of particle, instead of the two, electron and proton, that were previously necessary"*. For oss i dag synes det å ha ligget snublende nær å gå den stikk motsatte vei, og å postulere en ny og (inntil 1932) ukjent elementærpartikkel. Hadde Dirac identifisert et slikt "hull" med et positivt elektron, ville man uten forbehold kunnet akseptere det senere så vanlige utsagn: "Dirac forutsa positronets eksistens og egenskaper". For Dirac derimot, som tidligere og med hell hadde latt seg lede av motivet om at *"Nature"* har innrettet seg med et minimum av postulater, må det ha vært en triumf (tilsynelatende) å ha eliminert protonet som selvstendig partikkel ved å tolke det som "et manglende elektron". Dermed meldte det seg riktignok mer enn ett nytt problem. Dirac nevnte selv det ene: protonets masse. Han måtte nøye seg med å uttale

som et håp, at denne verdi for et "hulls" effektive masse en gang i fremtiden ville vise seg å følge av beregninger som omfattet vekselvirkningen mellom elektronene.

Innvendinger mot hullteorien lot ikke vente på seg. Bare to måneder etter at The Royal Society hadde mottatt Diracs manuskript, postla J. R. Oppenheimer[10] sine i Pasadena, California. Oppenheimer hadde regnet seg til, at et eventuelt "hull" i Diracs ellers uobserverbare hav av elektroner i tilstander med negativ energi ville ha så ekstremt kort levetid at det ville være absurd å identifisere det med et proton, hydrogenatomets kjerne. Følgelig, skrev Oppenheimer, må vi anta at *"all such states are filled"* og *"return to the assumption of two independent elementary particles"* (elektronet og protonet).

Oppenheimer var ikke alene om å beregne hvor raskt et eventuelt "hull" ville fylles ved at et elektron i materien omkring det, hoppet ned i det samtidig som to energirike fotoner ble sendt ut som "annihileringsstråling". The Physical Review mottok hans beregninger[11] den 4. mars 1930. Uavhengige beregninger mottok The Royal Society fra Dirac[12] den 26. mars og Zeitschrift für Physik fra Ig. Tamm[13] i Moskva den 7. april samme år. Bortsett fra en trykkfeil hos Tamm, kom han og Dirac frem til identiske sluttformler, mens det later til at Oppenheimers beregninger ikke var helt korrekte. Alle var de i et dilemma, for de visste ikke om den masse som opptrådte i formelen, var å sette lik elektronets eller protonets masse. *"Presumably it is some kind of mean"*, skrev Dirac. Uansett, – et "hulls" levetid ville være ekstremt kort. I motsetning til Oppenheimer anså ikke Dirac, og for så vidt heller ikke Tamm, resultatet som et dødsstøt mot hullteorien. Igjen mente han at det var neglisjerte vekselvirkninger som var årsaken til at resultatet ble absurd, og han fastholdt hypotesen om at et proton var et slikt "hull".

Dermed ebbet en interessant fase ut. Først to år senere falt brikkene på plass. Positronet ble oppdaget av C. D. Anderson,[14] og med "proton" erstattet med "positron" ble Diracs hullteori en fullt ferdig teori for denne nye elementærpartikkel.

Henvisninger

1. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **A117**, 610 (1928).
2. E. Schrödinger, Ann. d. Physik **79**, 361 (1926).
3. E. Schrödinger, ibid. **81**, 109 (1926).
4. G. E. Uhlenbeck und S. Goudsmit, Naturwiss. **13**, 953 (1925).
5. G. E. Uhlenbeck, Physics Today, p. 43ff (June 1976).
6. W. Pauli jr., Naturwiss. **12**, 741 (1924).
7. W. Pauli jr., Zeits. f. Physik **43**, 601 (1927).
8. H. Weyl, ibid. **56**, 330 (1929).
9. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **A126**, 360 (1930).
10. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **35**, 562 (1930).
11. J. R. Oppenheimer, ibid. **35**, 939 (1930).
12. P. A. M. Dirac, Proc. Cambridge Phil. Soc. **26**, 361 (1930).
13. Ig. Tamm, Zeits. f. Physik **126**, 545 (1930).
14. C. D. Anderson, Science **76**, 238 (1932).

BØKER

R. K. Zeytounian: Notes sur les Eculements Rotationnels de Fluids Parfaits. Lecture Notes in Physics. Vol. 27. 404 sider. Pris heftet DM 28, Springer 1974.

Rotasjonsbeheftet bevegelse av ideelle væsker og gasser, dvs. Euler-bevegelse med hvirvling, forekommer i mange teoretiske modeller for viktige naturlige og teknologiske fenomener. Eksempler er oseanografisk og atmosfærisk sirkulasjon, strømninger i jordens indre flytende masse og strømninger i turbiner og i kjølvann bak luft- og vannfarkoster ved høye Reynolds tall. Zeytounian presenterer i denne boken en systematisk behandling av slike modeller, og gjør det på en måte som bør appellere like mye til oseanografer, meteorologer og til aero- og gassdynamikere.

Boken faller naturlig i to deler, hver på fem kapitler, hvorav den første er en gjennomgang av klassisk teori med aktuelle utvidelser inkludert i form av nyere resultater og tallrike referanser, og den andre delen er viet til anvendelser på spesifikke problemer. Sentralt i bokens første del står bruken av Lagrange's beskrivelse, både i forbindelse med invariantene med navn av samme opphavsmann i kapittel II, og ved kinematisk og dynamisk analyse av adiabatisk baroklin strømning i kapittel III. Forfatteren går spesielt grundig til verks i kapittel IV hvor spørsmålet om kompatibilitet mellom hastighets- og kraftfelt blir diskutert, mens variasjonsprinsippene for bevegelse av ideell fluid i kapittel V blir nesten stemoderlig behandlet til sammenlikning.

Bokens andre del domineres av kapittel IX som omhandler asymptotisk teori for strømning i aksiale turbomaskiner hvor antall blad per rotor er den relevante parameter. Kapitlet er avgjort av interesse for spesialister i feltet, og er sterkt preget av Zeytounian's egne bidrag og hans arbeider sammen med den kjente franske aerodynamiker og gasskinetiker J. P. Guiraud. Blant de meteorologiske anvendelser i bokens siste kapittel finnes en særlig interessant behandling av tredimensjonale le-bølger.

Det er en gjennomgående svakhet ved boken at den presenterer altfor mange formelle utviklinger og ligninger uten å legge nok vekt på de fysiske implikasjonene. Dessuten er boken meget sparsommelig utstyrt med figurmateriale. På den annen side representerer Zeytounian's bok en unik samling av de formelle og matematiske aspekter ved rotasjonsbeheftet Euler-strømning som, såvidt undertegnede kan se, ikke finnes i noen annen enkelt bok. — Bare litt synd at den er skrevet på fransk.

Tor Ytrehus

DEN NEDERLANDSK-NORSKE REAKTORSKOLEN

Institutt for Atomenergi, Kjeller

KURS VÅREN 1978

ISOTOPANVENDELSER

24/4—28/4 Kurs i målemetoder for radioaktivitet.

DATABEHANDLING

23/1—27/1 Grunnkurs i databehandling.
30/1—17/2 FORTRAN
6/3—10/3 PASCAL
24/4—28/4 Videregående programmeringsmetodikk i FORTRAN.
8/5— 9/5 INTERCOM
10/5—11/5 NOS/BE, operasjonssystem for Control Data CYBER 74.
22/5—23/5 UPDATE
29/5— 2/6 Filbehandling

ANDRE KURS

9/4—14/4 Simulering av industrielle prosesser basert på mellomstore datamaskiner.
(Bardøla Høyfjellshotell, Geilo)

Nærmere opplysninger og søknadsskjemaer fås ved henvendelse til
Kurssekretær Gerd Jarrett
Den nederlandsk-norske reaktorskolen
Institutt for Atomenergi
Boks 40, 2007 Kjeller **Telefon (02) 71 25 60**

Utgiverpoststed: 7034 Trondheim — NTH

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Dr. philos, Tormod Riste, Inst. for Atomenergi, Kjeller.

Styre: Professor dr. philos. Arnfinn Graue,
Universitetet i Bergen.
Amanuensis Ove Bratteng, Universitetet i Tromsø.
Førstelektor T. Engeland, Universitetet i Oslo, Blindern.
Dosent R. S. Sigmond, Universitetet I Trondheim,
Norges tekniske høgskole.

Selskapets sekretær:
Gerd Jarrett, Nøytronfysikkavdelingen,
Institutt for Atomenergi, Boks 40, 2007 Kjeller.

Postgirokonto: 5 88 38 89 Bankgirokonto: 5102.20.16001

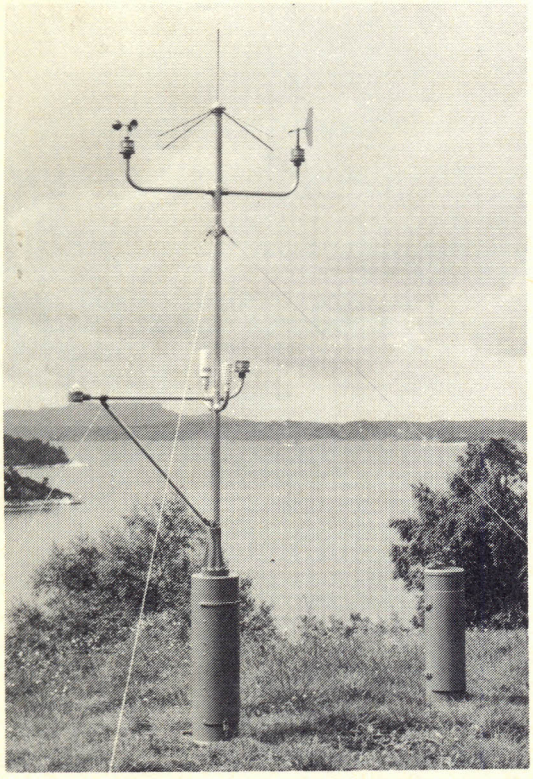
Fra Fysikkens Verden

Redaktør:
Forsker Olav Steinsvoll,
Institutt for Atomenergi, 2007 Kjeller.
Redaksjonssekretær:
Lab.ing. Halvard Torgersen, Universitetet i Trondheim, Norges tekniske høgskole.
Redaksjonskomité:
Førsteamanuensis Tryggve Grotdal,
Fysisk Institutt,Universitetet i Bergen,
5014 Bergen.
Forsker Jan Myrheim,
EP Division, CERN CH-1211-Geneve 23,
Sveits.
Førstelektor Øivin Holter,
Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo,
Blindern, Oslo 3.
Lektor K. Jostein Knutsen,
Luftkrigsskolen, 7000 Trondheim.
Fagsekretær Helge Klemsdal,
Nordlysobservatoriet, 9000 Tromsø.

Fra Fysikkens Verden utkommer kvartalsvis. Abonnement kan tegnes gjennom postverket eller direkte fra ekspedisjonen. Årsabonnement kr. 30.00. Årsabonnenment for studenter og skoleelever kr. 15.00.

Sekretær: Gudrun Græsmann.
Ekspedisjonens adresse: Fra Fysikkens Verden,
Fysisk institutt, Universitetet i Trondheim,
Norges lærerhøgskole,
7000 Trondheim.

Postgirokonto: 5 10 47 24 Bankgirokonto: 8601.36.12279



AUTOMATISK VÆRSTASJON 2346

For registrering av styrke, retning og temperatur av havstrømmer. Instrumentene kan også utstyres med følere for registrering av dybde og ledningsevne.

STRØMMÅLERE

For registrering av styrke, retning og temperatur av havstrømmer. Instrumentene kan også utstyres med følere for registrering av dybde og ledningsevne.

TEMPERATUR MÅLERE

For registrering av vertikale temperatur profiler i sjø og vann.

VANNSTANDSMÅLERE

For nøyaktig registrering av vann-nivå.

AUTOMATISKE VÆRSTASJONER

For montasje på land eller bøye.

DATALESINGSUTSTYR

For oversetting av registrerte data til EDB media.

AANDERAA INSTRUMENTS
DATA COLLECTING INSTRUMENTS FOR LAND, SEA AND AIR

Fanaveien 13, 5050 Nesttun, Tel. (05) 27 40 30, Telex 40049aan

NTH-Trykk
Trondheim