Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Farver og Farvesyn II 25

Om dosebegrepet innen helsefysikken 29

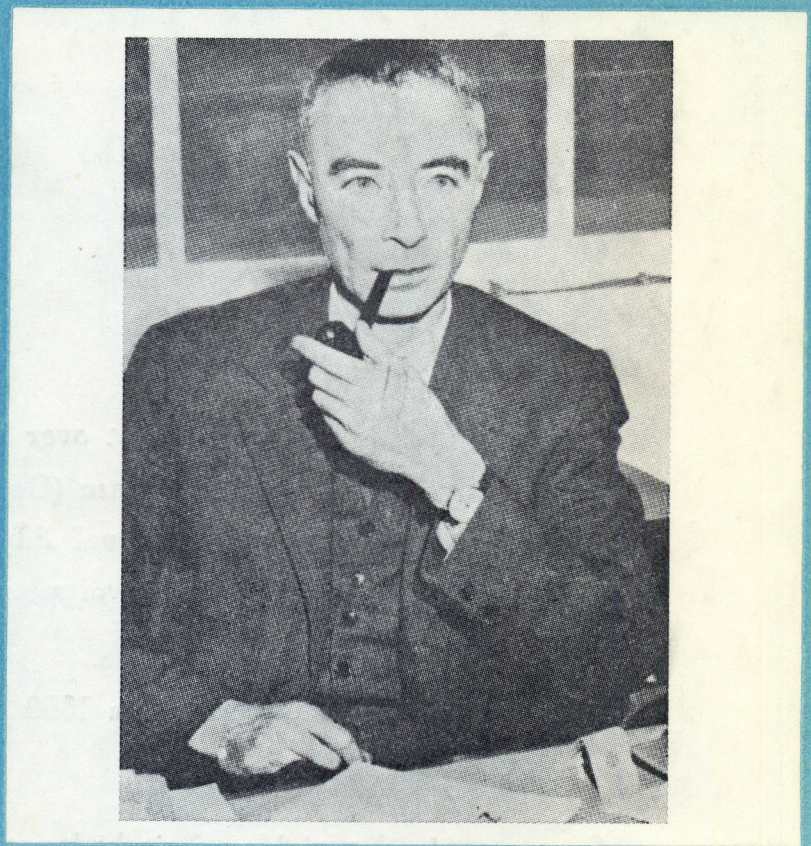
Oppenheimer-saken 32

Elliott-modellen 35

Nobelprisene i fysikk og kjemi 1967 42

Bøker 46

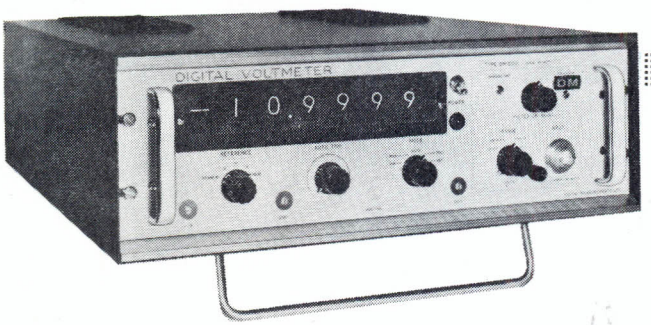
Kontaktmøte for gass-utladnings- og plassma-fysikk 48



Robert Oppenheimer

Nr. 2 - 1967
29. årgang

ON THE SPOT CALIBRATION



0.001 % Nøyaktighet og stabilitet over 1 år.
25000 Megohm inngangsimpedanse (Opptil 11 V).
Sertifisert kontrolltest fra National Physical Laboratories.
Dessuten finnes 8 andre digitalvoltmetre fra Dynamco.

Dynamco 1962: 3 ansatte.
Dynamco 1967: Mer enn 1000 ansatte!

Dynamco = Kvalitet.

Spør oss når det gjelder digitalvoltmetre!

RØDLAND & RELLSMO

P.B. 5617 Oslo 2 Tlf. 44 77 50

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 2 - 1967

Redaktør: HAAKON OLSEN

29. årgang

Farver og farvesyn II

Lars Walløe

II. Nyere resultater.

De første undersøkelsene av farvesyn ble gjort på mennesker. Senere er også farvesynet til en rekke dyr undersøkt ved læringsforsøk. Prinsippene i forsøkene er de samme som i Pavlovs klassiske eksperimenter. Man forsøker å lære et dyr å reagere forskjellig på to forskjellige lysstimuli. Hvis forsøket er vellykket, vet man at dyret kan se forskjell. Forsøkene har gitt overraskende resultater. Aper og mennesker er sannsynligvis alene blant pattedyr om å ha farvesyn. Katter og hunder, hester og kuer (okser!), er alle fullstendig farveblinde. Dagfugler og fisk som lever nær overflaten, har godt farvesyn, likeså en del insekter. Ved hjelp av slike forsøk er det også mulig å bestemme farveblandingslovene til forskjellige dyr, på samme måte som Maxwell gjorde det for mennesker. Det er ikke funnet noe dyr som krever mer enn tre grunnfarver ved farveblandingsforsøk. Enkelte dyr greier seg med to farver på samme måte som rødblinde og grønnblinde mennesker. De fleste dyr med farvesyn trenger tre grunnfarver. Farveblandingslovene er imidlertid forskjellige fra dyr til dyr. Enkelte dyr kan se forskjell på to bestemte farveblandinger som ser like ut for oss, og vice versa.

Det er to hovedtyper sanseceller i netthinnen i øynene til hvirveldyr, staver og tapper. Stavene er ansvarlige for syn i svak belysning, og tappene for syn i sterk belysning. Dyr som er aktive i mørke, har nesten bare staver i netthinnen (f. eks. ugler og dypvannsfisk). Disse dyrene er farveblinde. Nattblinde dyr har ofte overvekt av tapper i netthinnen (f. eks. falk og enkelte slanger). Mennesker og aper har langt flere staver enn tapper. I et lite område i netthinnen, fovea centralis, finnes imidlertid bare tapper. Dette område tilsvarer fikseringspunktet i synsfeltet. Når belysningen er svak, kan vi ikke skille mellom lys med forskjellig bølgelengde, dessuten er vi blinde nær fikseringspunktet. Når belysningen er sterkere, ser vi farver. Tappene er altså ansvarlig for farvesynet.

De kjemiske prosessene som foregår i stavene under lyspåvirkning, er i hovedtrekkene klarlagt av Georg Wald ved Harvard University. Et mørkeadaptert øye er ikke like følsomt for lys av alle bølgelengder. Hvis vi sender orange lys (600 mμ) inn i øyet til en forsøksperson, må lysintensiteten være relativt stor (mange kvanter pr. tids- og flateenhet) hvis forsøkspersonen skal se lyset. Intensitetsterskelen er mindre for blågrønt lys (500 μ). *Følsomheten* til øyet blir definert som den inverse verdien av terskelintensiteten. Følsomheten til et mørkeadaptert øye er fremstilt som funksjon av bølgelengden til lyset i figur 5 (stiplet kurve). Vi ser at følsomheten er størst for blågrønt lys. Et mørkeadaptert øye er blindt for rødt lys. Det er mulig å ekstrahere store mengder av et rødt stoff — rhodopsin — fra stavene. Rhodopsin blir brutt ned av lys til et farveløst produkt. Syntesen av rhodopsin skjer kontinuerlig. Ved et bestemt belysningsnivå vil det innstille seg en likevekt mellom nedbrytning og syntese av rhodopsin. Vi sier at øyet er adaptert til belysningen. Desto sterkere belysningen er, desto mindre vil konsentrasjonen av rhodopsin være i staven. Differansen mellom absorbsjonsspekteret til

Cand. real. og cand. med. Lars Walløe er amanuensis ved Fysiologisk Institutt, Universitetet i Oslo.

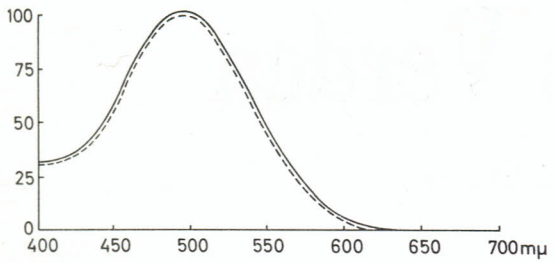


Fig. 5. Følsomhetsspekteret (stiplet kurve) og aksjonsspekteret til rhodopsin (helt opptrukket kurve). Maksimumsverdiene på begge kurvene er satt til 100 %.

rhodopsin og absorbsjonsspekteret til nedbrytningsproduktet kalles aksjonsspekteret til rhodopsin. Hvis absorbsjon av lyskvanter i rhodopsinmolekyler er den første prosessen i synsoppfatningen når belysningen er svak, må følsomhetskurven og aksjonsspekteret ha samme form. Aksjonsspekteret til rhodopsin er fremstilt i figur 5 (helt opptrukket kurve). Vi ser at de to kurvene er nøyaktig like.

I lys av disse resultatene ble Young-Helmholtz' farvesansningshypotese formulert på følgende måte for ti år siden: Det finnes tre typer tapper i netthinnen til mennesker og andre dyr med trikromat farvesyn. De tre typene tapper inneholder hvert sitt av tre pigmenter som brytes ned av lys. De tre pigmentene har aksjonsspektra med maksima i hver sin del av det synlige spekteret. For ti år siden hadde man imidlertid ikke greidd å isolere eller påvise slike pigmenter i tappene.

Også Herings hypotese lar seg formulere i moderne vitenskapelig terminologi. Det er mulig å stikke fine elektroder inn i enkelte celler og måle spenningsforskjellen mellom innsiden og utsiden av cellen. Dette membranpotensialet er av størrelsesorden 70 mV i nerve- og sanseceller, når cellene er i hvile (innsiden er negativ). Når sansecellen blir utsatt for et stimulus, kan membranpotensialet forandre seg. Denne forandringen i membranpotensialet kalles reseptorpotensialet til cellen. Reseptorpotensialet kan være både positivt og negativt. De molekylære mekanismene som er ansvarlige for reseptorpotensialer, kjenner man ikke. De er sikkert forskjellige fra en type sanseceller til en annen. Reseptorpotensialene er gradert, et sterkere stimulus gir opphav til et større reseptorpotensial. Sanseceller kan ha lange utløpere. Reseptorpotensialene kan imidlertid ikke registreres særlig langt fra de stedene i cellemembranen der de oppstår. Cellene har en annen mekanisme til rådighet når informasjon om irritamentets størrelse skal bringes inn til sentralnervesystemet. Informasjonen blir transportert ved hjelp av nerveimpulser som brer seg langs cellenes overflate. I en bestemt celle er alle nerveimpulsene like og informasjon om irritamentet må være kodet enten i tidsintervallene mellom nerveimpulsene eller i form av en frekvenskode. De molekylære mekanismene som er ansvarlig for nerveimpulsene, er ganske godt kjent, likeså de mekanismene som trer i funksjon når en nerveimpuls går over fra en celle til en annen (synapse). For ti år siden ble Herings farvesansningshypotese formulert slik: Det finnes to typer tapper i netthinnen. Den ene typen reagerer på gult lys med et positivt reseptorpotensial, og på blått lys med negativt reseptorpotensial. Den andre typen reagerer på rødt og grønt lys på tilsvarende måte, slik som figur 4 viser. For ti år siden hadde man imidlertid ikke greidd å registrere reseptorpotensialer fra tapper. Begge hypotesene sto derfor omtrent like sterkt.

Noen fenomener var lettest å forklare ut fra Young-Helmholtz' hypotese, andre lettest ut fra Herings. Enkelte mennesker har et farvesyn som avviker fra det normale. De kalles gjerne «farveblinde». Ca. 8 % av menn og 0.5 % av kvinner er «rød-grønn farveblinde. De andre formene for farveblindhet er svært sjeldne. Rød-grønn farveblinde mennesker kan deles i to hovedgrupper: de som oppfatter grønt svakere enn normalt og de som oppfatter rødt svakere enn normalt. Begge gruppene forveksler lett røde, gule og grønne farver når intensitetene er like. Innenfor hver av disse to gruppene finnes flere overgangsformer fra personer som er helt blinde for farven, til personer med normalt farvesyn. Rødblindhet og grønnblindhet nedarves uavhengig av hverandre ressesivt kjønnsbundet. Helmholtz antok at fullstendig grønnblinde og rødblinde mennesker mangler det tilsvarende tappslaget i netthinnen. Noen tilsvarende enkel forklaring finnes ikke etter Herings hypotese. Hverken Helmholtz eller Hering kunne gi noen enkel forklaring på overgangsformene.

Farvesynet vårt er forskjellig i forskjellige områder av synsfeltet. Nær fikseringspunktet er vi alle blåblinde. (Det kan man lett overbevise seg selv om: stikk hull i et papirark med en knappenål og se gjennom papiret på en blå flate. Før deretter papiret vekk fra øyet. Når hullet er et stykke vekk, blir blå-

farven borte og hullet ser grått ut. Det samme skjer ikke når flaten er rød eller grønn.) En mulig forklaring på fenomenet var at de blåabsorberende tappene ikke finnes i fovea centralis. Perifert i synsfeltet er vi mindre følsomme for røde og grønne farver enn for blå og gule. (En fiolett blomst ser blå ut nær grensen av synsfeltet, en orange blomst ser gul ut.) Hering forklarte dette fenomenet ved å anta at det finnes få av de rød-grønne tappene perifert i netthinnen. En tilsvarende enkel forklaring kunne ikke Helmholtz' tilhengere gi.

Dette var stillingen for ti år siden. Begge hypotesene hadde sine tilhengere. Sneballen begynte å rulle da W. A. H. Rushton, som er professor i fysiologi i Cambridge, greidde å påvise to av de tre pigmentene som Young og Helmholtz hadde postulert, i netthinnen hos mennesker. Han påviste pigmentene ved å sende lys inn i øyet på en forsøksperson, slik som figur 6 viser. Noe av lyset blir reflektert

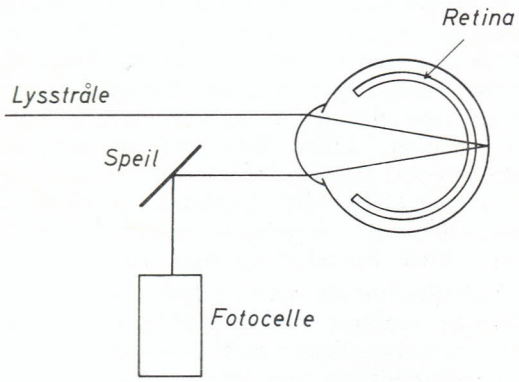


Fig. 6. Skjematisk fremstilling av Rushtons forsøk.

bak i øyet. Denne lysmengden måles etter at det er kastet ut gjennom pupillen igjen. Dette lyset har gått to ganger gjennom netthinnen slik som figuren viser. På denne måten er det mulig å måle absorbsjonsspekteret til netthinnen. Rushton målte først absorbsjonsspekteret hos en person som hadde vært i mørke i lang tid. Deretter sendte han et sterkt lysglimt inn i øyet. Så målte han absorbsjonsspekteret på ny. Den siste gangen ble det reflektert litt mer lys ut av øyet, fordi det sterke lysglimtet hadde brudt ned en del av pigmentet i sansecellene. Differansen mellom de to absorbsjonsspektrene skulle gi aksjonsspekteret til pigmentet. Da Rushton gjorde disse forsøkene med reflekteringspunktet perifert på netthinnen, fikk han et differansespektrum som falt helt sammen med aksjonsspekteret til rhodopsin, som vi kjenner fra

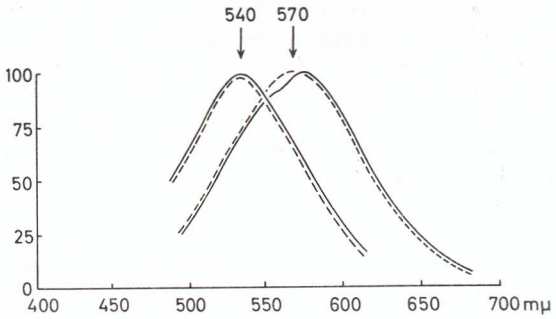


Fig. 7. Aksjonsspekteret til chlorolabe (helt opptrukket kurve med maksimum ved 540 mμ). Den tilsvarende stiplede kurven er følsomhetskurven til en rødblond person i fovea centralis. De to kurvene med maksimum ved 570 mμ er de tilsvarende kurvene fra et grønnblindt øye.

figur 5. Deretter gjentok han forsøkene med fovea centralis som reflekteringspunkt. Vi husker at det ikke er staver i fovea centralis. Rushton gjettet at de blåabsorberende tappene ikke finnes i dette området. Han utførte først forsøkene på fullstendig rødblinde og grønnblinde studenter ut fra den hypotesen at disse studentene skulle mangle ett av pigmentene. Figur 7 viser resultatene av disse forsøkene. Hos rødblinde personer fant han et differansespektrum som hadde maksimum ved 540 mμ (helt opptrukket linje). Den tilsvarende stiplede linjen viser følsomhetskurven til en rødblind person i fovea centralis. Vi ser at de to kurvene faller helt sammen. Hos grønnblinde personer fant Rushton et differansespektrum med maksimum nær 570 mμ, og den tilsvarende stiplede kurven er følsomhetskurven hos grønnblinde personer. Vi ser at kurven stemmer helt overens bortsett fra et mindre område nær 560 mμ. Ved hjelp av litt mer intrikate forsøk av samme typen kunne Rushton vise at de samme to pigmentene også finnes i fovea centralis hos personer med normalt farvesyn. Rushton kalte de to pigmentene *erythrolabe* og *chlorolabe*. Navnene er laget fra greske ordstammer og betyr «den som fanger rødt» og «den som fanger grønt». Utenfor fovea centralis greidde ikke Rushton å finne disse pigmentene. Her druknet alt i rhodopsin fra stavene. Det var altså ikke mulig for Rushton å påvise at eventuelt tredje pigment. Rushton hadde heller ikke vist at de to pigmentene finnes i forskjellige tapper.

William B. Marks, som var Ph.D.-student i fysiologi ved Johns Hopkins University for 5 år siden, bestemte seg for å angripe problemene direkte. Han ville måle absorbsjonskurvene til en og en tapp direkte.

Først forsøkte han tappene i netthinnen til gullfisk. Tappene til gullfisk er større enn våre og var derfor lettere å angripe. På forhånd hadde psykologer vist at gullfisk har farveblandingslover som svarer helt til våre. Marks bygde et apparat som sendte ut lysstråle med diameter på under 10 μ gjennom en enkelt tapp i en utspent netthinne. Han greidde deretter å bestemme absorbsjonskurvene til et stort antall tapper en for en. Absorbsjonskurvene for ni tapper fra gullfisk er vist på fig. 8. Vi ser at de ni

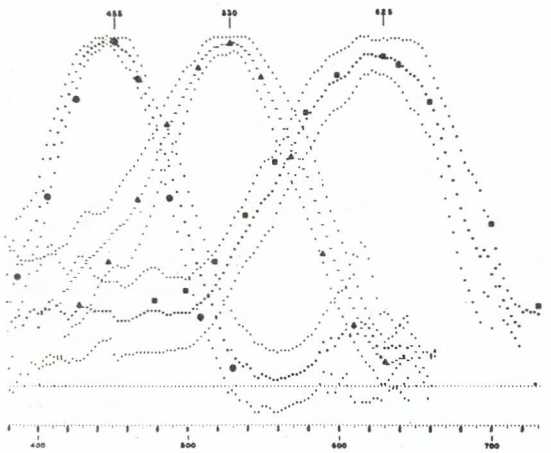


Fig. 8. Absorbsjonsspektrene til ni gullfisktapper slik Marks fikk dem ut av den elektroniske regnemaskinen. Vi set at tappene faller i tre grupper.

tappene tydelig faller i tre grupper. Senere har han gjentatt eksperimentet på netthinner fra mennesker. Resultatene var de samme, men de tre absorbsjonskurvene hadde maksima på litt andre steder. Disse kurvene er fremstilt i figur 9. Vi ser at to av kurvene svarer helt til Rushtons erythrolabe og chlorolabe.

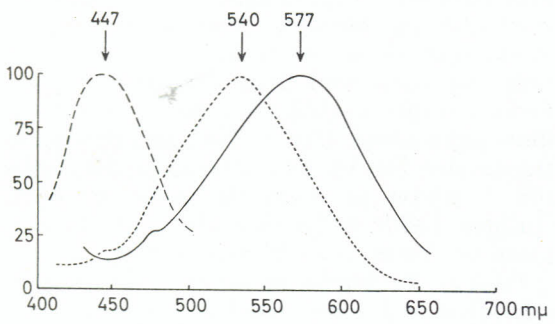


Fig. 9. Absorbsjonskurvene for de tre typene tapper i netthinnen hos mennesker og aper. Denne figuren bør sammenliknes med figur 2.

I tillegg fant Marks et blåabsorberende pigment, *cyanolabe*. Vi har altså tre typer tapper med ett pigment i hver tapp. Det viste seg også at de tappene som inneholder cyanolabe, ikke finnes i fovea centralis, og at fullstendig rødblinde og grønnblinde mangler hver sin tapp. Rushtons gjetninger var riktige. Vi ser av figur 9 at absorbsjonskurvene til chlorolabe og erythrolabe ligger nær hverandre, mens cyanolabe ligger i den helt andre enden av spekteret. Det er forklaringen på at både rødblinde og grønnblinde personer forveksler rødt, gult og grønt. Hos en grønnblind person vil grønt lys hovedsakelig bli absorbert av erythrolabe på samme måten som gult og rødt. Noen ganske få netthinner fra farvesvake personer er også undersøkt. Det viser seg at en rødsvak person har et patologisk erythrolabe. Absorbsjonsmaksimum er forskjøvet over mot chlorolabe, lenger desto alvorligere farveanomalien er.

I tillegg til Marks forsøk har en japansk fysiolog, Tsuneo Tomita, greidd å stikke elektroder inn i enkelte tapper. Han har studert reseptorpotensialene til enkelte tapper. Igjen viste det seg at tappene tydelig falt i tre grupper. Disse forsøkene er foreløpig bare gjort på gullfisk. I dag mener man følgelig at Young-Helmholtz' hypotese er riktig på sansecellenivå. Hypotesen er opphøyet til teori. Altså må Herings hypotese være gal.

Men Rocambole var ikke død... Riktignok er Herings hypotese avkreftet på sansecellenivå, men fra sansecellene i netthinnen må informasjon, blant annet informasjon om farver, sendes til synsbarken i hjernen. Vi kaller gjerne sansecellene for 1. ordens nerveceller. Fra sansecellene går informasjonen gjennom de såkalte bipolare celler i netthinnen, 2. ordens nerveceller, til ganglieceller i netthinnen, 3. ordens nerveceller. Utløpere fra ganglicellene bringer informasjonen inn i hjernen til celler i corpus geniculatum laterale midt inne i hjernen. Disse cellene, 4. ordens neveceller, bringer informasjonen opp til synsbarken. Hverken sansecellene i netthinnen eller bipolarcellene fyrer nerveimpulser. Informasjonen overføres til ganglicecellene i form av graderte potensialer av samme type som reseptorpotensialene. En emigrert svensk fysiolog, Gunnar Svaetichin i Venezuela, og Edward MacNickol fra Johns Hopkins University greidde for noen år siden å avlede slike potensialer fra bipolarcellene i netthinnen hos gullfisk. Det viste seg at enkelte av cellene ble depolarisert når øyet ble belyst med lys av én

bølgelengde og hyperpolarisert når lyset hadde en annen bølgelengde. Disse cellene falt i to grupper som svarte helt til Herings to hypotetiske celler. Membranpotensialene til de to typene er fremstilt på figur 10. Hver bipolarcelle har kontakt med mange tapper. Potensialforandringer av den typen som er fremstilt på figur 10, kan vi tenke oss oppstår ved at ett tappslag virker depolariserende på bipolarcellen når tappene blir stimulert, mens ett annet tappslag virker hyperpolariserende. De detaljerte mekanismene er ennå ikke kjent.

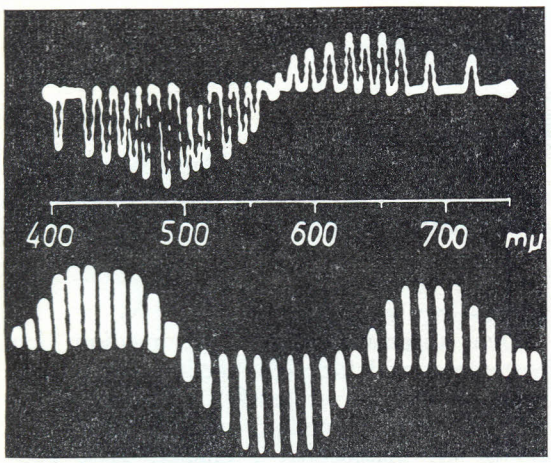


Fig. 10. Reseptorpotensialene til to typer bipolare celler i netthinnen hos gullfisk. Hver strek vekk fra hvilepotensialet svarer til ett lysglimt. Denne figuren bør sammenliknes med figut 4.

Gangliecellene sender informasjonen opp i nervesystemet som nerveimpulser. Når forsøksdyret er i mørke, sender cellene impulser med en bestemt gjennomsnittsfrekvens. Det samme gjør 4. ordens nerveceller. Blir øyet belyst med lys fra én bølgelengde, øker frekvensen, lys fra en annen bølgelengde får frekvensen til å gå ned. Disse cellene faller igjen i to grupper som svarer til Herings. De første forsøkene av denne typen ble utført av Ragnar Granit i Stockholm. Forsøkene er ført videre av Torsten Wiesel og David Hübel ved Harward.

Striden mellom tilhengerne av de to hypotesene er stilnet. Vi som ser striden retrospektivt blir forundret over de voldsomme emosjonene som hele tiden har vært med i den viteskapelige diskusjonen. Det er karakteristisk at Schrödinger, som sto utenfor kampen, allerede i 1922 foreslo at begge hypotesene kunne være riktige, men på hvert sitt nivå i nervesystemet.

LITTERATUR:

W. A. H. Rushton: Scientific American, Nov. 1962.
E. F. MacNichol: Scientific American, Dec. 1964.
A. V. S. de Reuck (ed.): «Colour Vision», Ciba, London 1965.
H. Kalmus: «Diagnosis and Genetics of Detective Colour Vision», London 1965.
T. N. Wiesel and *D. H. Hubel:* J. Neurophysiol. *29* (1966).

Om dosebegrepet innen helsefysikken

Arne Bull

Helsefysikken er knyttet til problemene vedrørende vern mot ioniserende stråling. De biologiske virkninger ved slik stråling er, som navnet antyder, hovedsakelig forårsaket av ionisasjonsprosessene. Med ioniserende stråling menes da stråling som omfatter såvel direkte som indirekte ioniserende partikler som elektroner, protoner, alfa- og betapartikler m. v. når de har hastigheter høye nok til å produsere ionisasjon ved kollisjonsprosesser. Indirekte ioniserende partikler er ikke-ladete partikler som fotoner og nøytroner som kan frigjøre andre ladete partikler eller forårsake kjernereaksjoner.

Helsefysiker Arne Bull, Universitetet i Oslo, adr. Fysisk Institut, Blindern.

Enheter for absorbert dose, rad.

Det må tas som et aksiom at strålingen bare kan «virke» på et medium gjennom den energi den avgir (overfører) til mediet. Setter vi E_D for energien avgitt til et masseelement Δm i et medium, får vi

$$\Delta E_D = \sum w_i - \sum w_l - w_R$$

der Σw_i er summen av all energi i direkte eller indirekte ioniserende stråling som har gått inn i masseelementet, Σw_1 er summen av all energi som har forlatt elementet og w_R er ekvivalentenergien fra eventuell øking i hvilemasse som følge av reaksjonene i masseelementet.

Vi kan nå definere et dosebegrep for absorbert energi ved relasjonen

$$\Delta D = \frac{\Delta E_D}{\Delta m}$$

Som enhet for absorbert dose er valgt enheten *rad* definert ved

$$1 \text{ rad} = 0{,}01 \text{ J/kg} = 100 \text{ erg/g}$$

Denne definisjon er anvendbar i helsefysikken for alle arter ioniserende stråling og over brede partikkelenergiområder. Det må tilføyes at symbolet Δ i denne forbindelse har makroskopisk betydning. Enheten kan absoluttbestemmes ved kalorimetriske målinger, men slike metoder er foreløpige ikke så følsomme som ønskelig kunne være til praktisk bruk. Helsefysikkinstrumenter vil derfor oftest basere seg på å måle andre fysikalske effekter forbundet med ioniserende stråling, og da ofte i ionisasjonsprosessene i en gass (luft). Også en rekke andre prosesser anvendes, men disse vil stort sett alle måtte kalles indirekte hva dosebestemmelse angår.

Enhet for eksponering, røntgen.

Ved å se tilbake i den medisinske radiologi finner en at det har vært definert internasjonale dosimetristandarder basert på enheten røntgen. Enheten er fortsatt i bruk og er nå definert slik

$$1 \text{ R} = 2{,}58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg, (C = curie)}$$

Enheten røntgen er blitt forskjellig benevnt, fra ionedose til dose. En er nå enige om å la røntgen være enhet for «Exposure», på norsk kan vi trolig si eksponering. Enheten skal altså ikke tillegges dosebetydning.

Eksponeringen X fremkommer da som forholdet

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m}$$

der ΔQ er summen av alle ladninger av ett fortegn produsert i luft, når alle elektroner (negatroner og positroner) frigjort i et volumelement Δm i luften, blir fullstendig stoppet i luft. Eventuelt bremsestrålingsbidrag skal ikke inkluderes. Denne Definisjon er meget nær ekvivalent med den eldre basert på ladningen 1 *e.s.u.* i 1 cm^3 tørr luft ved normalt trykk og temperatur.

Enheten røntgen gjelder bare for fotostråling (røntgen og gammastråling) og er i praksis begrenset i sin anvendelse til energier opp til noen få MeV. For høyere fotonenergier har radiologien innført hjelpeenheter som «betatronrøntgen».

Ionisasjonsmålinger.

Vi skal kort se på de viktigste fysiske prinsipper for bruk av ionisasjonsmålinger til dosebestemmelser.

Bragg-Gray relasjonen.

Den absorberte dose i et medium kan bestemmes ved forholdet mellom den produserte ionisasjon i et gassfylt rom på det betraktede sted i mediet, og den absorberte energi pr. masseenhet i mediet. Hvis gassvolumet nemlig er tilstrekkelig lite, vil gassen bli utsatt for samme partikkelstrøm som det omkringliggende medium. Den absorberte dose D i rad i mediet vil da forholde seg til antall ionepar dannet i gassen etter likningen

$$D = 0{,}01 \cdot J_m \cdot W \cdot s_m$$

der

J_m = antall ionepar dannet pr. gram gass,

W = gjennomsnittsenergien i erg tapt fra de ioniserende partikler i gassen for hvert dannet ionepar,

s_m effektivverdien av forholdet mellom «mass stopping power» i mediet og i gassen for de ioniserende partikler.

Før vi ser litt nærmere på anvendelsen av denne «kavitetslikningen» må vi også se på ladede partiklers likevekt. Slik likevekt vil eksistere hvis

1. primærstrålingens intensitet og energispektrum er konstant over det betraktede volum i mediet (absorbatoren) og videre utover så langt rekkevidden av de sekundært frembrakte ladede partikler (elektroner) er, og

2. absorbsjonsforholdene for såvel den primære som den sekundære stråling er konstante i området nevnt under pkt. 1.

I praksis vil tilstedeværelsen av et fremmedmateriale innenfor området ikke forstyrre likevektsforholdet nevneverdig hvis bare den mengde av fremmedmateriale er tilstrekkelig liten. Dess mer fremmedmaterialet likner mediet i strålingsmessig forstand, jo mindre strengt blir mengdekravet. Om en tenker seg et dosimeter plassert i kroppen, vil ingen forstyrrelser inntreffe om dosimetret kunne lages fullstendig strålingsekvivalent med kroppsvevet på stedet. Praksis er allikevel å lage slike dosimetre luftekvivalente, idet dette er lettest rent teknisk.

I sjiktet mellom knokkel og bløtvev vil det ikke alltid være elektronlikevekt. Måling eller bestemmelser av doser på slike steder er da mer problematisk.

Disse betraktninger over dosimetre plassert i kroppen har praktisk relevans. For det første kan små dosimetre føres inn gjennom kroppens naturlige åpninger. På denne måten er de betydningsfulle undersøkelser over genetisk signifikante doser ved medisinsk bruk av røntgen blitt utført. For det andre er det vanlig ved studier av dosefordelinger å benytte kroppsekvivalente «fantomer» som ofte kan inneholde komplett skjelett. I disse kan en jo bore hull til dosimetre og bestråle så meget en vil uten tanke på «pasienten». I mange tilfeller kan enkle plast eller vannfantomer være gode nok.

Den numeriske sammenheng mellom røntgen og rad.

La oss benytte kavitetslikningen til å bestemme hvor mange rad vi får i luft ved en eksponering på en røntgen. Siden både mediet og gassen da er luft, blir $s_m = 1$. For fotonstråling i luft er W ved målinger funnet å være vel 33,7 eV. Antall ionepar dannet må bli den frembrakte totalladning dividert med elementærladningen for ett ion, altså får vi tallene

$$D_{\text{luft pr R}} =$$

$$0{,}01 \cdot \frac{2{,}58 \cdot 10^{-7}}{1{,}60 \cdot 10^{-19}} \cdot 33{,}7 \cdot 1{,}60 \cdot 10^{-12} =$$

0,869 (rad)

der $1{,}60 \cdot 10^{-12}$ er konverteringsfaktoren mellom eV og erg. Resultatet skrives ofte litt avrundet som

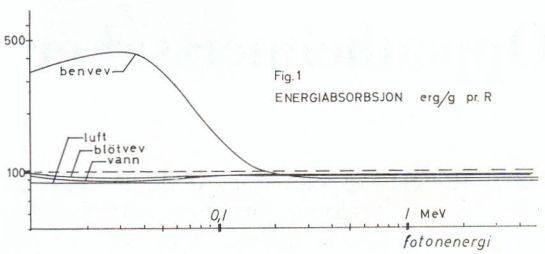
$$D_{\text{luft}} = 0{,}87 \cdot X$$

La oss deretter se på dosen på et bestemt sted i kroppen under elektronlikevekt og ved måling på stedet med et luftekvivalent ionisasjonskammer kalibrert i røntgen. Vi tillater oss å se bort fra mindre korreksjoner som følge av at kammeret ikke er fullstendig ideelt i praksis. Kammerets vegger må imidlertid være tykke nok til at elektroner fra kroppsvevet omkring ikke når inn i ionisasjonsvolumet. Kammeret vil da vise eksponeringen X på angjeldende sted og den absorberte dose til vevet omkring blir

$$D_{\text{medium}} = 0{,}87 \cdot \frac{(\mu_{\text{en.}}/\varrho)_{\text{medium}}}{(\mu_{\text{en.}}/\varrho)_{\text{luft}}} \cdot X = f \cdot X$$

Størrelsene i parenteser er de respektive masse-energi absorbsjonskoeffisienter for det strålingsspektrum vi har.

Kjennskapet til faktoren f for forskjellige strålespektra i ulike deler av kroppen danner basis for beregning av de såkalte dybdedosekurver ved strålebehandling. En rekke andre faktorer kommer også inn i bildet, således den anatomiske og oppstillingsmessige geometri, bestrålingsvinkler og avblendinger etc. Ved de større sykehus i utlandet og foreløpig ved vårt Radiumhospital vil en finne fysikere ansatt for slik doseberegning ved de mer seriøse strålebehandlinger. Figuren viser en del eksempler på sammenhengen mellom røntgen og energiabsorbsjonen.



Enhet for ekvivalentdose, rem.

Vi har til nå hovedsakelig sett på dosebestemmelser fra fotonstråling. Bestråling kan imidlertid selvsagt også finne sted fra andre strålingsarter som beta-, nøytron- og protonstråling m. v. Det har vist seg at den helseskadelige virkning ved visse strålearter er

langt kraftigere enn ved fotonstråling om en vurderer virkning i forhold til de absorberte doser i rad. Derimot har en ikke funnet stråletyper med vesentlig lavere virkning enn fotonstråling. Til bruk i praktisk strålevern har en derfor innført en doseekvivalent (DE) hvis enhet kalles *rem*. (DE) er definert som produktet av den absorberte dose D i rad, kvalitetsfaktoren (QF), dosefordelingsfaktoren (DF) og eventuelle andre faktorer som måtte være nødvendige for å få et skademessig sammenlignbart dosetall for alle stråletyper. Altså er antall rem gitt ved

$$(DE) = D \cdot (QF) \cdot (DF) \ldots$$

Strålevernsmessig har en derved oppnådd å kunne summere doser til samme kroppsdel forårsaket av ulike stråletyper. Den tidligere brukte faktor (RBE), «relativ biologisk effekt», er nå reservert til vitenskapelig bruk innen strålebiologien.

Kvalitetsfaktoren (QF) har vist seg å henge forbausende nøye sammen med den fysikalske størrelse LET, Linear Energy Transfer, uansett strålingstype. Følgende tabell gir den sammenheng en inntil videre har vedtatt til bruk innen helsefysikken. For nærmere detaljer vises til litteraturlisten (2).

Dosefordelingsfaktoren (DF) kommer til anvendelse ved beregninger av ekvivalentdosen i *rem* til kroppsorganer som følge av opptak i kroppen av radioaktive substanser med eventuell ujevn fordeling i organet. Også andre fysikalske størrelser og begreper kan bli aktuelle i forsøket på å finne stadig bedre kriterier for den ioniserende strålings biologiske virkninger, således arbeides det for tiden med et begrep som kalles *kerma*, (Kinetic Energy Released in Material).

Let (keV pr. μm i vann)	(QF)	Strålingstyper (grovt inndelt)
3,5 og mindre	1	foton, bera pos. og neg.
ca. 7	ca. 2	termiske nøytroner
ca. 23	ca. 5	middels hurtige nøytroner
ca. 50	10	hurt. nøytroner, alfa (nat), protoner
ca. 175	20	tunge recoil kjerner.

Epilog.

Fra det som er omtalt vil en se at ved røntgen- og gammabestråling av kroppens bløtvev og muskelvev, blir det numerisk liten forskjell på antall røntgen, rad og rem. Det at en tilsynelatende fritt kan velge enhet uten konsekvens for tallet, om en ikke er for nøye på det, har kanskje vært medvirkende til den litt for alminnelige forvirring som hersker om enhet for dose.

LITTERATUR:

[1] «Physical Aspects of Irradiation,» Recommendations by International Commission on Radiological Units and Measurements, National Bureau of Standards, Handbook 85, 1964.

[2] Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 9 Pergamon Press, 1966.

Oppenheimer-saken

K. I. Knutsen

Da J. Robert Oppenheimer døde 18. februar i år, ble et foreløpig punktum satt for den såkalte Oppenheimersaken. Men det er vel sannsynlig at den vil komme til å oppta historikere og diktere også i fremtiden.

Da Oppenheimer i 1942 tiltrådte sin stilling som vitenskapelig direktør for Manhattanprosjektet (kodebetegnelsen på atombombeprosjektet) hadde han en meget solid bakgrunn. I 1922 begynte han å studere realfag på Harvard College, så dro han til Cambridge hvor han studerte atomfysikk med Rutherford som læremester. Han dro videre til Göttingen og tok sin doktorgrad i 1927 hos Max Born, og etter dette oppholdt han seg to år i Leyden og Zürich. I 1929 var Oppenheimer tilbake i USA, og ble knyttet til University of California.

Oppenheimer var sønn av en tysk emigrant. Det var således ikke bare kolleger, men også medlemmer av hans egen familie som ble berørt av nazistenes maktovertakelse i Tysk-

Robert Oppenheimer

land. Borgerkrigen i Spania bevirket også at han ble mere venstreorientert og knyttet forbindelse med kommunister og andre radikale. Hans vennskap med en kvinnelig kommunistisk student, Jean Tatlock, har nok også hatt atskillig å si for hans kommunistsympatier. Før 1940 skrev Oppenheimer selv av og til anonymt noen små antifascistiske brosjyrer. Han ytet også penger til visse venstreorienterte kretser, men han ble aldri medlem av kommunistpartiet. Fra 1940 hadde han liten eller ingen forbindelse med kommunister. Weisskopf og Placzeks skildringer av forholdene i Sovjet skal ha gjort et dypt inntrykk på ham.

Allerede i 1939 interesserte Oppenheimer seg for uranfisjon og mulighetene for å lage en bombe. Etter Bohrs berømte forelesning i Washington om Hahns oppdagelser, gjorde Oppenheimer forsøk på å beregne den kritiske masse. Han fortsatte å arbeide med problemet ved siden av sin undervisning. Dette sammen med arbeider som han utførte for E. Lawrence, pekte han naturlig ut som en som kunne delta i atombombeprosjektet.

Oppenheimers gjøren og laden ble nøye overvåket av G. 2. Counter Intelligence Branch of the Army (hærens kontraspionasje). Det ble tatt en rekke filmer og bilder av ham uten at han hadde kjennskap til det, og man rapporterte et møte han hadde med Jean Tatlock i juni 1943. Her antydet man at forskningsresultater fra Los Alamos kunne komme kommunister i hende f. eks. via Jean Tatlock. Denne rapporten hadde nær forhindret ham fra å få stillingen som direktør ved Los Alamos stadfestet. Men en forsikring fra Oppenheimer om at han hadde brutt alle forbindelser med kommunistene, og den kjennsgjerning at han nærmest var uunnværlig for prosjektet, reddet ham.

I august 1943 foretok Oppenheimer seg noe mer eller mindre uforklarlig. Han gikk til sikkerhetspolitiet og bad om å få redegjøre for en sak som han lenge hadde fortiet. Han visste at russerne via en engelskmann som hadde arbeidet i Sovjetunionen, hadde henvendt seg til noen personer som Oppenheimer ikke ville si navnene på, for å få kontakt med fysikerne ved Los Alamos. Denne tilståelsen oppfattet kontraspionasjefolkene som et forsøk på å foregripe en nærmere granskning av Oppenheimer personlig. I virkeligheten hadde engelskmannen kun henvendt seg til en filolog ved navn Chevalier og som senere har skrevet boken: L'homme qui voulait être Dieu. Editions du Seuill, Paris 1960, som handler om Bloch alias Oppenheimer og forhørt seg om muligheten for å få Oppenheimer til å bevirke en utveksling av forskningsresultater mellom USA og Sovjet.

I september fortalte Oppenheimer under et forhør at kontaktmannen (Chevalier) var kommunistsympatisør, men han oppga ikke mannens navn. Men da han senere ble satt under press av sjefen for Manhattan-prosjektet, general Groves, anga han Chevalier. Dette førte til at Chevalier mistet sin stilling ved universitetet, og ble senere nødt til å emigrere.

Da krigen var slutt ,ble Oppenheimer hyldet av det amerikanske folk som atombombens far «med halv eller kvart rett» som Hylleraas skrev i en bokanmeldelse i Fra Fysikkens Verden. Han forlot Los Alamos, men da Atomic Energy Commission (AEC) ble dannet, ble han medlem og senere formann i AEC's General Advisory Committee for vitenskapsmenn. I 1952 trakk han seg ut av komitéen, men fungerte senere som rådgiver.

Da russerne sprengte sin første atombombe

i august 1949, mente myndighetene i USA at det var nødvendig å lage en hydrogenbombe. Mulighetene for å lage en fusjonsbombe var tidligere blitt drøftet. Oppenheimer hadde da hverken anbefalt eller gått i mot et slikt prosjekt. I oktober ble det så nedsatt en komité for å undersøke nærmere mulighetene for konstruksjon av termonukleær bombe. Komitéen kom enstemmig til den konklusjon at en slik bombe ville skade USA's moralske anseelse. To av komitéens medlemmer (den ene var Fermi) satte seg kategorisk mot prosjektet. Oppenheimer mente (sammen med resten av medlemmene) at tidspunktet ikke var heldig, og håpet at man på en eller annen måte kunne unngå å utvikle et slikt våpen. Likevel ga Truman i januar 1950 beskjed om at arbeidet med hydrogenbomben skulle påbegynnes til stor forferdelse for de fleste vitenskapsmenn. Men Koreakrigen gjorde sitt til at flere og flere støttet prosjektet, og selv samarbeidet mellom Oppenheimer og Teller var godt. Oppenheimer har sannsynligvis likevel hatt store betenkeligheter, for han arbeidet samtidig med planer om å begrense superbombenes eventuelle bruk. I november 1951 la han frem en plan som skulle begrense bruk av kjernefysisk våpen til en eventuell krig i Europa. Han protesterte også (sammen med en rekke andre vitenskapsmenn) mot henrettelsen av ekteparet Rosenberg.

Oppenheimers mangel på entusiasme for hydrogenbombeprosjektet, bevirket at han etter hvert ble spurt mindre og mindre til råds av myndighetene. Med McCarthy fulgte at Oppenheimer i begynnelsen av desember ble nektet adgang til alle regjeringens hemmeligheter, og senere i måneden ble han overrakt en anklage i fem punkter. Den gikk ut på at han hadde omgått kommunister i begynnelsen av krigen og at han hadde gitt dem penger, videre anklagdes han for å ha ansatt kommunister og ekskommunister i Los Alamos. Han anklagdes for å ha gitt F.I.B. motstridende forklaringer om sine besøk på kommunistmøter i begynnelsen av krigen og at han skulle ha gitt vitenskapelige opplysninger til USSR. Og selv om han visste at det var blitt gjort forsøk på å skaffe Sovjet opplysninger om atombomben, ventet han med å gi sikkerhetsmyndighetene beskjed om det. Til slutt ble han anklaget for å ha motsatt seg hydrogenbombeprosjektet i 1949, og han ble også bebreidet for å ha motarbeidet prosjektet selv etter at Truman hadde satt det i gang.

Oppenheimer fikk så en 24 timers frist for å bestemme seg for om han ville frasi seg sin stilling som konsulent for AEC eller om han ville prøve saken for et såkalt «Loyalty» råd. Han valgte det siste alternativ. Det ble i løpet av tre uker avhørt over førti vitner, deriblant mange vitenskapsmenn. Retten var lukket, men pressen var underrettet om anklagepunktene og Oppenheimers imøtegåelse av disse. Han fikk nå støtte av vitenskapsmenn som han tidligere hadde skuffet ved ikke å sette seg tilstrekkelig mot det kjernefysiske rustningskappløp. Opinionen var utvilsomt på Oppenheimers side og AEC besluttet seg sannsynligvis av den grunn til å gi ut et fullstendig referat av rettergangen. Her går det tydelig frem at Oppenheimer aldri har gitt Sovjet noen vitenskapelige opplysninger. Men med den McCarthy-ånd som da rådet i USA, var det han tidligere hadde hatt forbindelse med kommunistene nok. Han mistet sin kontrakt som rådgiver for AEC. Myndighetene i USA ble etter hvert klar over at dommen kanskje ikke var riktig. Det var tydeligvis for å bøte noe på dette at Oppenheimer ble invitert til en middag for Nobel-prisvinnere i Det hvite hus i 1962. Og da han i 1963 ble overrakt Fermi-prisen av president Johnson, var det kanskje mere for å rehabilitere Oppenheimer enn at den var virkelig fortjent. (Han kan vel neppe sies å ha gjort virkelig store oppdagelser innen fysikken). For sine vitenskapelige arbeider har han mottatt USA's Medal of Merit og flere doktorgrader.

Oppenheimers liv og skjebne har opptatt mange, og resultatet er blitt skuespill og bøker. For dem som måtte ønske mer stoff om Oppenheimer, kan: Michel Rouze: Robert Oppenheimer. Profiles in Science, Souvenir Press 1964 og Robert Jungk: Som tusen soler Aschehoug 1957, anbefales.

Elliott-modellen —

Fra individuelle til kollektive frihetsgrader i atomkjernen

Eivind Osnes

I. Innledning.

Ett av kjernefysikerens viktigste hjelpemidler i det teoretiske studium av atomkjernen er enkle modeller av kjernen.

Helt siden 1932 har man visst at atomkjernen består av protoner og nøytroner. Men for å forstå strukturen av dette system av nukleoner, er det nødvendig for det første å kjenne de krefter som virker mellom nukleonene, og for det annet å kjenne de mekaniske lover som beskriver nukleonenes innbyrdes bevegelse under innflytelse av disse krefter.

Disse lover antar vi at vi har i kvantemekanikken, slik at vi står overfor et kvantemekanisk mange-legeme problem. Det første krav er imidlertid ikke oppfylt. Mangelfullt kjennskap til kjernekreftene hindrer oss i å skrive ned bevegelseslikningene på eksakt og fullstendig form. Men selv om det hadde vært mulig å formulere disse bevegelseslikninger eksakt, ville matematiske vanskeligheter hindre en eksakt løsning av det kvantemessige mange-legeme problem.

I denne situasjon utnytter kjernefysikeren sin eksperimentelle viten til å konstruere modeller av kjernen som «likner» kjernen i visse aspekter og som dessuten er så enkle at de lar seg behandle matematisk. Så håper man at modellen også i alle sine øvrige egenskaper vil vise seg representativ for kjernen. Hittil har det imidlertid ikke lykkes å konstruere noen enkelt kjernemodell som på en konsistent måte reproduserer alle de observerte egenskaper hos kjernen. Resultatet er at den teoretiske kjernefysikk i dag må betjene seg av en rekke forskjellige modeller som representerer forskjellige aspekter av den eksperimentelle viten om atomkjernene.

Det er derfor naturlig at man i bestrebelsene for å etablere en enhetlig kjernestrukturteori stiller spørsmålet om det gis noen form for forbindelse eller sammenheng mellom de ulike kjernemodeller.

Vi skal her bekjeftige oss med spørsmålet om det gis noen sammenheng mellom to kjernemodeller som tilsynelatende representerer to motsatte synspunkter på kjernen, nemlig skallmodellen og rotasjonsmodellen. Men for å bli i stand til å formulere problemstillingen mer presist, skal vi først gi et kort resymé av de egenskaper ved de to modeller som er viktige for denne diskusjon.

II. Noen trekk ved skallmodellen og rotasjonsmodellen.

II.1 Skallmodellen [1]

Skallmodellen er etterhvert blitt et veletablert og uhyre omfattende kapitel av kjernefysikken. Dette skyldes ikke minst Maria Goeppert Mayer og J. Hans D. Jensen, som for sitt arbeid med utviklingen av skallmodellen ble belønnet med tilsammen én halvpart av Nobelprisen i fysikk for 1963 — fjorten år etter at de først hadde etablert modellen.

I vår sammenheng skal vi la skallmodellens umiddelbare fysikalske egenskaper ligge, og konsentrere interessen om dens egenskaper som matematisk metode til å løse det kvantemekaniske mange-legeme problem.

La oss først bare minne om at den fysikalske idé bak skallmodellen er at den midlere vekselvirkning mellom ett enkelt nukleon og alle de øvrige kan representeres ved et sentralfelt $V(r)$. Til første orden antas nukleonene å bevege seg uavhengig av hverandre i dette fellespotensial.

Allerede denne antagelse er tilstrekkelig å sette opp en s.k. skallstruktur av energinivåer analog med den vi kjenner fra atomets elektronsystem. I et sfærisk symmetrisk potensial vil nemlig en partikkel tilordnes et definitivt impulsmoment. Partikkeltilstander som skiller seg fra hverandre bare ved impulsmomentets orientering vil ha den samme energi. Og en

Dr. philos Eivind Osnes f. t. NORDITA København.

gruppe partikkeltilstander som har den samme eller nesten den samme energi sies gjerne å danne et energiskall.

La oss nå studere et system av flere nukleoner med gitte individuelle impulsmomenter i skallmodellpotensialet. dvs. nukleoner i en gitt skallmodellkonfigurasjon. De enkelte nukleoners impulsmomenter vil i alminnelighet kunne addere seg på mange forskjellige måter, slik Pauli-prinsippet tillater det, og således danne flere mange-partikkel tilstander innenfor den samme skallmodellkonfigurasjon. I den ekstreme versjon av skallmodellen, der det ikke er noen vekselvirkning mellom nukleonene som kan gjøre forskjell på de ulike kombinasjoner av nukleonenes individuelle impulsmomenter, vil i alle disse tilstander ha den samme energi, eller være degenererte, som vi sier. Denne degenerasjon er imidlertid ikke observert i kjernespektrene, og må således fjernes også fra teorien.

Dette kan oppnås ved at man tar hensyn til den restvekselvirkning mellom nukleonene som ikke kan absorberes i det midlere kjernepotensial. I prinsippet kan dette gjøres matematisk eksakt ved å sette opp matrisen av den fullstendige Hamiltonoperator for systemet (den s.k.energimatrise) i representasjonen av et eller annet fullstendig funksjonssett. Egentilstandene og energiegenverdiene for systemet oppnås så ved diagonalisering av energimatrisen.

Vi har her bruk for skallmodellen som en hensiktsmessig matematisk metode til å skaffe til veie det fullstendige basissett for energimatrisen. Med andre ord, vi bruker mangepartikkel bølgefunksjonene i den ekstreme skallmodell som basisfunksjoner. De virkelige egentilstander vil da i alminnelighet ikke lenger kunne uttrykkes som rene skallmodell bølgefunksjoner, idet restvekselvirkningen vil blande ulike skallmodellkonfigurasjoner. Denne effekt kalles gjerne for konfigurasjonsvekselvirkning, og den sies å lede til en konfigurasjonsmiksing.

Energimatrisens dimensjon er i prinsippet uendelig. For praktiske beregninger må den selvsagt begrenses, ved at basissettet beskjæres. To beskjæringer gjøres. For det første ser vi gjerne bort fra nukleonene i lukkede skall, idet vi antar at de danner stabile, sfærisk symmetriske konfigurasjoner. Dernest begrenser vi oppad de tilgjengelige skallmodellnivåer for nukleonene utenfor de lukkede skall.

Antallet basistilstander, og dermed energimatrisens dimensjon, vil øke uforholdsmessig raskt med antallet nukleoner utenfor lukkede skall og med antallet skallmodellnivåer som tas i betraktning. En skallmodellberegning vil derfor være praktisk gjennomførlig bare i de tilfelle man har noen få nukleoner utenfor lukkede skall eller kan begrense seg til noen ganske få skallmodellnivåer.

Forsøket på å beskrive atomkjernen ved eksplisitt å addere de individuelle nukleoners frihetsgrader i skallmodellen vil således i praksis måtte oppgis, når man fjerner seg tilstrekkelig langt fra lukkede skall. Denne situasjon kan man selvsagt beklage, men selv om en løsning av problemet langs de nevnte linjer lot seg gjennomføre, er det nok et spørsmål om ikke det fysikalske innhold ville komme til å drukne i matematiske detaljer. Kjernefysikeren tvinges dermed til å bli fysiker igjen og gå den motsatte vei et øyeblikk, nemlig tilbake til de eksperimentelle data for å spørre om de avslører enkle, systematiske trekk som kan lede alternative betraktningsmåter.

II. Rotasjonsmodellen [2]

For å gjøre en lang historie kort — man fant regelmessigheter i de observerte energispektre som man fra før var kjent med fra molekylenes rotasjonsspektre.

Hvis vi f. eks. betrakter et diatomig molekyl som et stivt legeme av lineær utstrekning (fig. 1), vil det kunne rotere om en akse som står vertikalt på forbindelseslinjen mellom de to atomer og går gjennom deres felles tyngdepunkt.

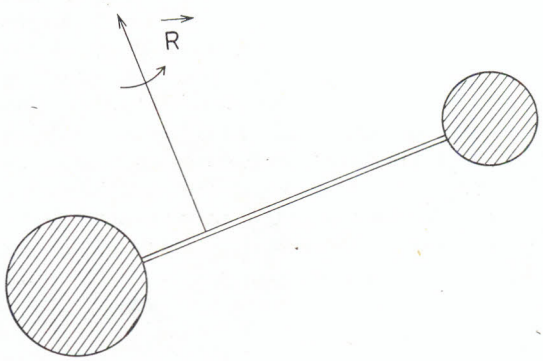


Fig. 1. Idealisert bilde av diatomig molekul.

Klassisk vil rotasjonsenergien være gitt ved $T = \frac{1}{2I} \vec{R}^2$, der I er treghetsmomentet og $\vec{R}$ impulsmomentet. Ved kvantisering av rotasjonsbevegelsen går energiuttrykket over i $T = \frac{\hbar^2}{2I} R(R+1)$, der R kan anta heltallige ikkenegative verdier. Energiens avhengighet av impulsmomentet som $R(R+1)$ er karakteristisk for rotasjonsspektrene.

Dermed var mønsteret gitt for en mulig forklaring av de observerte rotasjonsliknende kjernespektre. Sagt litt unyansert, man måtte forestille seg kjernen som et roterende legeme. Men da måtte kjernene i det aktuelle område ha en ikke-sfærisk, s.k. deformert likevekstform, fordi det kvantemekanisk sett ikke er mulig å observere en rotasjon av en sfærisk symmetrisk struktur. Det var da også eksperimentell evidens for sterkt deformerte likevektsformer av kjerner langt fra lukkede skall, særlig i området omkring $A = 180$, idet de elektriske kvadrupolmomenter var av betydelig størrelse, og langt større enn de beregnede v. h. a. skallmodellen.

Vi har her å gjøre med en typisk kollektiv effekt. Nukleonene samarbeider om å sette opp en deformert likevektsform. Man forsøkte således å forstå de s.k. rotasjonsnivåer i atomkjernen ved å starte med det formodede sluttresultat av partikkelsamarbeidet istedenfor å bygge det møysommelig opp fra de individuelle frihetsgrader.

Dersom vi antar at kjernen har form av en aksialsymmetrisk ellipsoide, og utfører sin rotasjonsbevegelse tilnærmet uavhengig av den innbyrdes bevegelse mellom nukleonene, vil det kvantemekaniske uttrykk for energien av systemet være

$$E_K(J) = E^i_{Ki} + \frac{\hbar^2}{2I}[J(J+1) + \delta_{K,1/2} C(J)] .$$

Her står J for kjernens totale impulsmoment, mens K er et kvantetall som karakteriserer nukleonbevegelsen innenfor den ellipsoidale kjerneform. E^i_K er energien av denne indre nukleonbevegelse og er for gitt K en konstant, uavhengig av J. Første ledd i parentesen representerer rotasjonsenergien, som for $K = 1/2$ får en korreksjon $C(J)$. Treghetsmomentet I om ellipsoidens symmetriakse er å oppfatte som en empirisk konstant.

Vi ser av energiuttrykket at vi for en gitt verdi av K, dvs. for en gitt tilstand av den indre nukleonbevegelse, vil få en sekvens av energinivåer karakterisert ved de forskjellige tillatte verdier av J. Et slikt sett av tilstander for gitt K kalles for et rotasjonsbånd.

For indre tilstander med $K = 0$ vil følgende verdier av kjernens totale impulsmoment være tillatt $J = K, K+1, K+2, \ldots\ldots$ For $K = 0$ vil av symmetrigrunner bare like eller ulike verdier av J være tillatt, ettersom pariteten er like eller ulike. I like-like kjerner har det laveste observerte rotasjonsbånd, det s.k. grunntilstandsbånd, åpenbart $K = 0$ og $J = 0, 2, 4, \ldots$ (like paritet).

III. Presisering av problemstillingen

Vi skulle nå stå bedre rustet til å presisere vår problemstilling. La oss da først understreke at egentlig lærer man ikke noe vesentlig nytt av rotasjonsmodellen i den form den her er presentert, ut over det man lærte da man i de eksperimentelle spektre oppdaget energinivåer med impulsmomentavhengigheten $J(J+1)$. Den fenomenologiske rotasjonsmodell ble jo postulert nettopp fordi man på forhånd visste at den ville reprodusere denne spesielle impulsmomentavhengighet. Riktignok antyder rotasjonsmodellen en kollektiv nukleonbevegelse. Men den forteller intet om hvorledes denne kollektivbevegelse kommer i stand. Hvis vi derimot kunne beskrive den kollektive rotasjonsbevegelse v. h. a. partikkelfrihetsgradene og restvekselvirkningen i skallmodellen, ville vi kunne si at vi hadde forstått dens opprinnelse bedre.

Vi skal derfor stille dette spørsmål, om det er mulig å bygge opp en kollektiv effekt som den vi møter i rotasjonsmodellen fra de individuelle frihetsgrader nukleonene har i skallmodellen.

Svaret er i prinsippet ja. Skallmodellen setter nemlig opp et fullstendig funksjonssett som prinsipielt er i stand til å beskrive en hvilken som helst bevegelse. Men dette er forsåvidt uinteressant, fordi det aldri kan komme på tale å gjennomføre slike uendelige beregninger i praksis.

Forat det skal være fruktbart å tale om en sammenheng mellom skallmodellen og rotasjonsmodellen, må vi stille det krav at rotasjonsegenskapene skal kunne komme ut av en skallmodellberegning der bare et begrenset

antall konfigurasjoner er inkludert, nemlig de som det er rimelig å ta med i en vanlig skallmodellberegning. Hvis det på den annen side bare er mulig å få fram rotasjonsspektre etter å ha inkludert usedvanlig mange høytliggende konfigurasjoner, ville det indikere en betydelig svekkelse av skallmodellens praktiske verdi.

I de første årene etterat rotasjonsmodellen var etablert omkring 1952 var det ikke mulig å få undersøkt dette spørsmål, fordi rotasjonsspektre bare var observert i tunge kjerner ($A \sim 180$), der skallmodellnivåene var så mange og lå så tett at en realistisk skallmodellberegning jo ikke lot seg gjennomføre i praksis.

Senere (1956) ble imidlertid rotasjonsspektre observert også i lette kjerner ($A \sim 25$), ikke langt fra det område der vellykkede skallmodellberegninger var utført ($16 < A < 20$).

En undersøkelse av spørsmålet om sammenhengen mellom skallmodellen og rotasjonsmodellen var derfor nå innen rekkevidde, og ble tatt opp av den engelske fysiker J. P. Elliott [3] i 1958.

IV. Elliot-modellen

Elliotts program var således å konstruere en enkel modell som går naturlig over fra skallmodellen når der er få nukleoner utenfor lukkede skall til rotasjonsmodellen når der er mange nukleoner utenfor lukkede skall.

Nå kan man ikke uten videre forvente å få fram rotasjonsspektre fra en vanlig skallmodellberegning med moderat konfigurasjonsmiksing og en rimelig restvekselvirkning av kort rekkevidde. I en slik modell er jo ikke de enkelte nukleoner akkurat kjent for å demonstrere sin samarbeidsvilje. Det er f. eks. ikke mulig å få det elektriske kvadrupolmoment opp i den riktige størrelsesorden i rotasjonsområdene. Det synes derfor som om en restvekselvirkning av den vanlige typen, nemlig med kort rekkevidde, ikke er i stand til å korrelere de enkelte nukleoners bevegelse på en slik måte at det oppstår rotasjonsbevegelse.

Elliotts første oppgave var derfor å konstruere en restvekselvirkning som var i stand til å korrelere nukleonbevegelsen på den ønskede måte, uansett om denne vekselvirkning hadde fysikalsk mening eller ikke. Så kunne man i neste omgang undersøke dens fysikalske signifikans.

Elliott valgte da en to-partikkel vekselvirkning av lang rekkevidde, nemlig den s.k. kvadrupolvekselvirkning

$$V_{ij} = -kr_i^2 r_j^2 P_2(\cos \omega_{ij}),$$

der k er en konstant, r_i og r_j lengdene av posisjonsvektorene til i-te og j-te partikkel og $P_2(\cos \omega_{ij})$ Legendre-polynomet av 2. orden med vinkelen mellom posisjonsvektorene som variabel.

Hittil har vi latt det midlere skallmodellpotensial uspesifisert. For de fleste skallmodellberegninger vil ikke den eksakte radielle form av dette potensial være av kritisk betydning. I slike tilfelle er det hensiktsmessig å representere det midlere kjernepotensial ved potensialer som har enkle matematiske egenskaper. Her fulgte Elliott de fleste skallmodellberegninger og valgte det populære harmoniske oscillator potensial

$$V(r) = -V_0 + \tfrac{1}{2} m\omega^2 r^2,$$

der V_0 er en konstant, m nukleonets masse og ω oscillatorfrekvensen. Skallstrukturen i dette potensial turde være velkjent fra ethvert grunnkurs i kvantemekanikk. Av bekvemmelighets hensyn neglisjerte Elliott i første omgang spinn-bane vekselvirkningen i skallmodellpotensialet.

Vi skal da som Elliott betrakte en kjerne bestående av et sett fylte oscillatorskall pluss n nukleoner begrenset til det neste oscillatorskall.

Det er mulig å løse dette problem analytisk ved å danne matrisen av Hamiltonfunksjonen i representasjonen av harmonisk oscillator bølgefunksjoner og diagonalisere. Dette krever imidlertid atskillig kjennskap til gruppeteori, så vi skal i stedet demonstrere løsningen av det tilsvarende problem i to dimensjoner, som er såvidt enkelt at det ikke kreves eksplisitt bruk av gruppeteori. Flere forfattere har behandlet dette problem, de første var såvidt jeg kan se Moszkowski [4] og Lipkin [5].

Vi får da å løse egenverdiproblemet for et n-partikkel system med Hamiltonfunksjon

$$H = H_0 + H_{q-q},$$

der H_0 er skallmodell Hamiltonfunksjonen i det to-dimensjonale harmoniske oscillator potensial og H_{q-q} representerer den totale kvadrupolvekselvirkning mellom partiklene. Vi har her også inkludert leddene for $i = j$,

de s.k. «selv-energi» ledd, som svarer til en svak modifikasjon av en-partikkel oscillator potensialene i H_0

$$H_{q-q} = \tfrac{1}{2} \sum_{i,j} V_{ij} .$$

I det to-dimensionale tilfelle er kvadrupolvirkningen gitt ved

$$V_{ij} = - k r_i^2 r_j^2 \cos 2\omega_{ij} .$$

Vi får her som vanlig å danne matrisen av H i representasjonen av egenfunksjonene for H_0. Siden de n nukleoner utenfor lukkede skall begrenses til et enkelt oscillatorskall, vil H_0 gi et konstant bidrag til energien. Energispektret er derfor utelukkende bestemt av egenverdiene for H_{q-q}.

Basisfunksjonene er produkter av en-partikkel oscillator funksjoner. La oss derfor først studere en-partikkel tilstandene i det to-dimensjonale harmoniske oscillator potensial. De to frihetsgrader er separable både i kartesiske koordinater og i plane polarkoordinater (sylinderkoordinater), og tilstandene kan uttrykkes i begge disse representasjoner. I kartesiske koordinater karakteriseres tilstandene ved antall oscillatorkvant n_x og n_y i x- og y-retningene. I polarkoordinatrepresentasjonen kan vi bruke som kvantetall det totale antall oscillatorkvant N og baneimpulsmomentet m. Med m mener vi her baneimpulsmomentet langs z-aksen, fordi dette karakteriserer på entydig måte baneimpulsmomentvektoren for en bevegelse i xy-planet. For gitt N kan m anta verdiene $m = \pm N, \pm (N-2), \ldots, \pm 1$ el. 0.

Energien av en oscillatortilstand er i begge koordinatrepresentasjoner bare avhengig av det totale antall oscillatorkvant

$$\varepsilon_0 = \hbar\omega(n_x + n_y + 1) = \hbar\omega(N + 1) .$$

Fig 2 viser energinivåene for en enkelt partikkel i et to-dimensjonalt harmonisk potensial, slik de klassifiseres i de to koordinatrepresentasjoner.

Vi skal velge den klassifisering av oscillatortilstandene som gjør beregningen av energimatrisen enklest mulig. Studerer vi verdisettene av N og m på høyre side av nivåskjemaet, ser vi at der er fristende å oppfatte $t = \frac{1}{2} N$ som et fiktivt tre-dimensjonalt impulsmoment med komponent langs en fiktiv z-akse $t_3 = \frac{1}{2} m$.

Vi kan nå konstruere mange-partikkel tilstander i oscillatorpotensialet ved å kople de fiktive impulsmoment t_i for de enkelte partikler til et definitivt fiktivt total-impulsmoment T med komponent langs den fiktive z-akse $T_3 = \Sigma_i t_{3i}$.

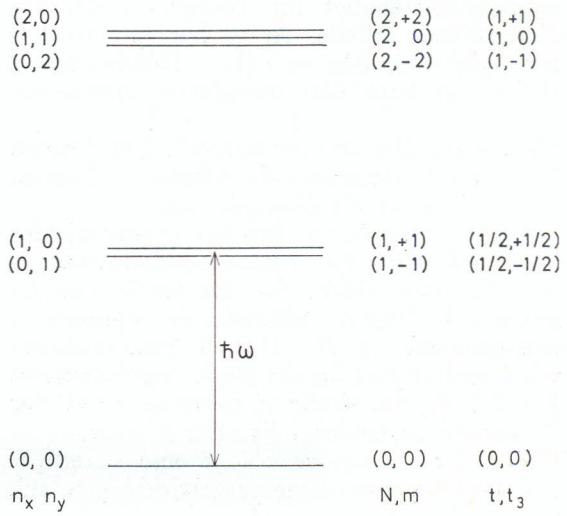


Fig. 2. Energinivåer for en enkelt partikkel i et to-dimensjonalt harmonisk oscillator potensial. Degenererte tilstander er for oversiktens skyld forskjøvet litt i forhold til hverandre. Klassifikasjonen av tilstandene i den kartesiske representasjon er gitt til venstre for nivåene, i polarkoordinatrepresentasjonen til høyre. Det er imidlertid ikke noen én-til-én korrespondanse mellom klassifiseringen av tilstandene på venstre og høyre side. En tilstand på venstre side vil være en lineærkombinasjon av samtlige tilstander på høyre side innenfor det samme oscillatorskall, og omvendt.

Med litt oppfinnsomhet er det mulig å uttrykke kvadrupolvekselvirkningen innenfor et enkelt oscillatorskall v. h. a. operatorene for det omtalte fiktive impulsmoment. Man finner

$$H_{q-q} = - \tfrac{1}{2} k' (T^2 - T_3^2) .$$

Den totale kvadrupolvekselvirkning er således diagonal i et klassifiseringsskjema hvor T og T_3 er gode kvantetall. Dette hadde det ikke vært mulig å få til uten å inkludere «selvenergi» leddene. Vi kan nå straks skrive ned virkningen av kvadrupolkraften innenfor en mange-partikkel oscillatortilstand med definitive verdier for T og T_3

$$E_{q-q} = - \tfrac{1}{2} k' [T(T+1) - T_3^2] = \\ = \tfrac{1}{8} k' [L^2 - 4T(T+1)] .$$

Vi har her innført det totale baneimpulsmoment L, idet vi jo har $T_3 = \frac{1}{2} M$; $M = \pm L$.

Vi har således fått fram den ønskede impuls-

momentavhengighet for energien i det to-dimensionale tilfelle. At vi har fått en L^2-avhengighet og ikke en $L(L+1)$-avhengighet skyldes jo bare den manglende dimensjon, idet egenverdien av operatoren $\overrightarrow{L}^2$ har formen L^2 i det to-dimensjonale tilfelle og formen $L(L+1)$ i det tre-dimensjonale.

Den rotasjonslov vi her har funnet gjelder imidlertid bare for baneimpulsmomentet L og ikke uten videre for det totale impulsmoment J. Bare for tilstander der summen av egenspinnene er $S = 0$, vil rotasjonsloven være oppfylt også for det totale impulsmoment $J = L$. F. eks. skulle vi forvente $S = 0$ for de laveste tilstander i like-like kjerner.

For slike tilstander er det også berettiget å se bort fra spinn-bane vekselvirkningen, slik vi har gjort.

Av energiuttrykket ovenfor ser vi at forskjellige verdier av T karakteriserer forskjellige rotasjonsbånd. Det laveste bånd får vi for den største verdi av T, dersom k' er positiv.

Der er imidlertid en vesentlig forskjell mellom båndene i Elliott-modellen og rotasjonsmodellen. Mens et virkelig rotasjonsbånd strekker seg uendelig høyt i energi, vil et Elliot-bånd brytes av ved en viss maksimal energi, i den to-dimensjonale modell bestemt $L_{maks} = 2T$. Nå er ikke dette noen katastrofe. Fra et fysikalsk synspunkt skulle man nettop vente begrensede rotasjonsbånd. For kjernen er ikke noe stivt legeme som kan tåle uendelig høye rotasjonsenergier, slik rotasjonsmodellen i prinsippet forutsetter. Ved tilstrekkelig høye energier vil kjernen rimeligvis forandre form, og et veldefinert rotasjonsbånd avbrytes. Foreløpig er det heller intet som tyder på at Elliott-modellen setter de øvre spinngrenser for lavt.

Hittil har vi basert vår diskusjon av Elliott-modellen på den forenklede, to-dimensjonale versjon. Vi skylder derfor en kommentar når det gjelder forholdet mellom den to-dimensjonale versjon av modellen.

De som har litt kjennskap til gruppeteori vil formodentlig forlengst ha identifisert de tre komponenter av den fiktive impulsmoment-operator t som de infinitsemale operatorer for SU_2-gruppen. Egenfunksjonene for den totale Hamiltonfunksjon var således slike lineærkombinasjoner av de degenererte oscillatorfunksjoner som danner basis for irredusible representasjoner av gruppen SU_2. Vi uttrykker dette kort ved å si at vi klassifiserte oscillatorfunksjoner som danner basis for irreducible representasjoner av gruppen SU_2. Vi uttrykker dette kort ved å si at vi klassifiserte oscillatorfunksjonene etter gruppen SU_2. Når vi ikke har gjort eksplisitt bruk av gruppeteori i dette tilfelle, skyldes det at SU_2-gruppens operator-algebra er så enkel. Siden gruppen SU_2 er isomorf med gruppen R_3, er dens operatoralgebra uttømmende definert ved kommutasjonsreglene for tredimensjonale impulsmomentoperatorer.

I det tre-dimensjonale tilfelle ville vi helt analogt fått å klassifisere oscillatorfunksjonene etter gruppen SU_3. Denne gruppen har imidlertid hele 8 infinitsemale generatorer, og har således en langt mer komplisert operatoralgebra enn SU_2-gruppen. Situasjonen kompliseres imidlertid ytterligere ved at SU_3-funksjonene, i motsetning til SU_2-funksjonene, ikke også er egenfunksjoner av $\overrightarrow{L}^2$. I det tredimensjonale tilfelle må man derfor til slutt projisere ut bølgefunksjoner med definitivt impulsmoment v. h. a. en spesiell matematisk teknikk.

V. Betydningen av Elliott-modellen

Så langt har vi omtalt Elliott-modellen bare som en matematisk teknikk til å konstruere rotasjonsspektre. Tiden er nå inne til å spørre om Elliott-modellen har noen fysikalsk signifikans. Vi skal stille dette spørsmålet på to forskjellige måter, for å kunne peke på betydningen av Elliott-modellen på to forskjellige områder.

V.1. Rotasjonsspektrenes opprinnelse

Dersom vi spør hvor realistisk kvadrupolkraften er, dvs. hvorledes den forholder seg til kjernekraften, ledes vi til en øket forståelse av rotasjonsspektrenes opprinnelse [6].

Det er ikke umiddelbart forståelig at den langtrekkende kvadrupolkraften har noe å gjøre med kjernekraften, som jo er kjent for å være av svært kort rekkevidde. Nå kan imidlertid en to-partikkel vekselvirkning som bare avhenger av avstanden mellom de to partikler utvikles etter Legendre-polynomer

$$V_{ij} = V(|\, r_i - r_j \,|) = \sum_{\lambda} v_\lambda(r_i, r_j) P_\lambda(\cos \omega_{ij}).$$

Dette kalles for en multipolutvikling. I de kjerner hvor vi observerer rotasjonsspektre antyder således Elliott-modellen at det er

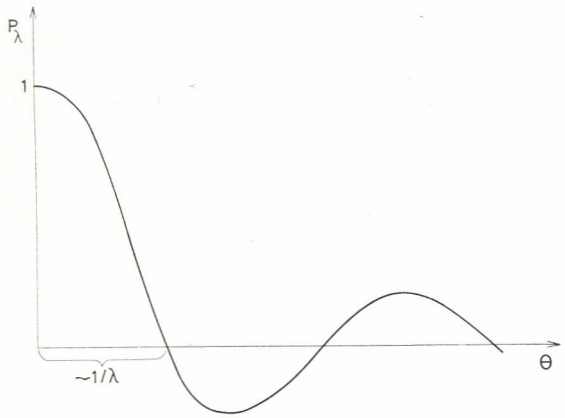


Fig. 3. Legendre-polynomet $P_\lambda(\cos\theta)$.

kvadrupolkomponenten ($\lambda = 2$) som er den mest effektive komponent av restvekselvirkningen.

Vi har her, som allerede antydet flere ganger, tatt ut en relativt langtrekkende komponent av kjernekraften. Se nemlig på funksjonsforløpet av Legendre-polynomet $P_\lambda(\cos\theta)$, som er skissert i fig. 3.

Multipolarordenen λ angir antall nullpunkter. Vinkelen mellom origo og første nullpunkt er av størrelsesorden $1/\lambda$. Bare i dette området er P_λ vesentlig forskjellig fra null. Er kjerneradien R, kan vi derfor si at rekkevidden av en vekselvirkningskomponent av multipolorden λ er av størrelsesorden R/λ.

Vi regner med at det nettopp er de langtrekkende komponenter av kjernekraften som har evne til å korrelere partikkelbevegelsen. Dersom en multipolkomponent skal kunne produsere en samordnet og koherent effekt hvor mange nukleoner deltar, er det en nødvendig betingelse at den ikke skifter fortegn for ofte. Dette holder bare for de aller laveste multipolkomponenter, som også er de lengstrekkende. Man antar således at det er monopolkomponenten ($\lambda = 0$) av kjernekraften som er ansvarlig for det sfærisk symmetriske skallmodellpotensial, og at kvadrupolkomponenten bidrar til å deformere dette, slik at rotasjonsbevegelse blir mulig. Det er altså ingen prinsipiell forskjell på det sfæriske potensial i skallmodellen og det deformerte potensial i rotasjonsmodellen. Begge skyldes typisk kollektive effekter i atomkjernen. Men Elliottmodellen viser hvorledes det er mulig å forklare det deformerte potensial ut fra partikkelstrukturen i skallmodellen.

De høyere multipolkomponenter er av kortere rekkevidde, og settes gjerne i forbindelse med den s.k. parkraft som søker å kople partiklene sammen i par med totalt impulsmoment $J = 0$. Denne komponent av kjernekraften bidrar således til å gi kjernen en sfærisk symmetrisk form, og har størst innflytelse nær de lukkede skall. Lenger fra lukkede skall taper den imidlertid i konkurransen med den deformerende kvadrupolkomponent.

V.2. Praktiske kjernestrukturberegninger

Vi kan også undersøke Elliott-modellens fysikalske signifikans ved å spørre hvor representative Elliotts SU_3-bølgefunksjoner er for de virkelige egentilstander i kjernen. Dermed ledes vi til å studere betydningen av SU_3-klassifiseringen i praktiske kjernestrukturberegninger.

Elliott foretok en slik test av SU_3-bølgefunksjonene for ^{20}Ne, hvis lavere tilstander antas å være beskrevet ved 4 partikler i 2s1d-skallet. Han brukte en vanlig restvekselvirkning av kort rekkevidde og satte opp energimatrisen i en basis konstruert fra alle de mulige 4-partikkel konfigurasjoner i sd-skallet, og fant egenfunksjonene ved diagonalisering. De laveste egentilstander viste seg å inneholde mer enn 90 % av de tilsvarende SU_3-funksjoner med den høyeste symmetri.

I skallmodellberegninger kan man derfor ofte med fordel benytte SU_3-funksjoner som basis, idet det som regel vil være mulig å begrense seg til SU_3-funksjonene med den høyeste symmetri. Dette betyr i såfall en vesentlig forenkling av beregningene. Dessuten oppnår man altså til en viss grad å få inkludert effekten av kvadrupolkomponenten direkte i basisfunksjonene.

Det er da også i den senere tid blitt meget populært å benytte SU_3-klassifiseringen ved skallmodellberegninger. Et av de mest betydningsfulle arbeider er her levert av en av våre egne fysikere, nemlig Torgeir Engeland [7] Engelands arbeid behandler strukturen av ^{18}O, og har utvilsomt bidratt meget til forståelsen av kjernestrukturen nær lukkede skall.

La oss forsøke å antyde problemet. I ^{18}O er der to nøytroner mer enn i ^{16}O, som består av bare lukkede skall, både for protonene og for nøytronene. I skallmodellbildet ville man derfor beskrive ^{18}O-spektret v. h. a. vekselvirkningen mellom de to nøytroner utenfor

et uforstyrret, sfærisk symmetrisk ^{16}O-system. På denne måten har det tidligere vist seg mulig å redegjøre delvis for ^{18}O-spektret.

Nå er der imidlertid tydelig eksperimentell evidens for at ^{16}-systemet ikke er så stabilt som man fra først av skulle tro. Engeland har tatt hensyn til bidraget fra ^{16}O-systemet ved å eksitere 2 partikler fra 1p-skallet til 2s1d-skallet. I tillegg til de ordinære 2-partikkel konfigurasjoner i sd-skallet får man da å regne med konfigurasjoner bestående av 2 hull i p-skallet og 4 partikler i sd-skallet. Dette kompliserer sterkt konstruksjonene av basisfunksjonene for energimatrisen. For å formulere disse anvendte da Engeland SU_3-klassifiseringen, som jo nettopp kunne tenkes å ta hånd om den kombinasjon av partikkelstruktur og kollektive frihetsgrader som manifesterer seg i ^{18}O-spektret.

VI. Konklusjon

La oss konkludere med å understreke at det var identifikasjonen av rotasjonsbånd i de eksperimentelle spektre for visse lette kjerner som muliggjorde den undersøkelse av forholdet mellom skallmodellen og rotasjonsmodellen som resulterte i Elliotts modell.

Dette betyr naturligvis at også Elliott-modellens praktiske verdi er avhengig av at partikkeltallet utenfor lukkede skall er relativt beskjedent. Men det forhindrer ikke at Elliott-modellen mer prinsipielt kaster atskillig lys over rotasjonsspektrenes opprinnelse i sin alminnelighet.

LITTERATUR:

[1] *J. P. Elliot* and *A. M. Lane:* Encyclopedia of Physics, ed. S. Flügge (Springer Verlag, Berlin, 1957), Vol. 39, p. 241.

[2] *S. A. Moszkowski:* Encyclopedia of Physics, ed. S. Flügge (Springer Verlag, Berlin 1957), Vol. 39, p. 411.
J. P. Elliott: Collective Motion in Nuclei (Lecture notes, University of Rochester, N.Y., 1958), Ch. V and VI.

[3] *J. P. Elliott:* Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A *245* (1958) 128, 562.
J. P. Elliott and *M. Harvey:* Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A *272* (1963) 557.
J. P. Elliott: Selected Topics in Nuclear Theory, ed. F. Janouch (Int. Atomic Energy Agency, Vienna, 1963), p. 157.

[4] *S. A. Moszkowski:* Phys. Rev. *110* (1958) 403.

[5] *H. J. Lipkin:* Nucl. Phys. *8* (1958) 421, *26* (1961) 147.

[6] *O. Nathan* and *S. G. Nilsson:* Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. Kai Siegbahn (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965), p. 601.

[7] *T. Engeland:* Nucl. Phys. *72* (1965) 68.

Nobelprisene i fysikk og kjemi 1966

Alf Lofthus

Nobelprisen i fysikk for 1966 ble tildelt Alfred Kastler ved Ecole Normal Supérieure, Paris, for hans arbeide angående energinivåer i atomer.

Professor Kastler og medarbeidere har siden 1950 utviklet flere nye metoder til å studere finstrukturer (som skyldes magnetiske vekselvirkninger mellom elektronene) og hyperfinstrukturer (som skyldes magnetiske vekselvirkninger mellom elektronene og kjernen) i atomer, særlig eksiterte atomer. Disse metoder er tildels en videreføring av det arbeide Rabi utførte over atom- og molekylstråler og magnetisk resonans, og som ble belønnet med Nobelprisen i 1944. Andre av Kastlers forgjengere er Block og Purcell som arbeidet med magnetisk resonans og dens anvendelse til måling av kjernemagnetiske momenter og for studiet av faste stoffers struktur, og som ble belønnet med Nobelprisen i 1952.

I alminnelighet har atomer både i grunntilstanden og i eksiterte tilstander flere magnetiske subnivåer, og når så atomet plaseres i et magnetfelt vil disse subnivåer splittes opp

ganske lite. Hvert nivå har da sitt karakteristiske effektive magnetiske moment. Rabi kunne ved hjelp av avbøyningsmagneter og spalter preparere en atomstråle slik at bare atomer i et bestemt magnetisk subnivå kunne passere apparatet. Ved å anvende et radiofrekvensfelt av passende frekvens kunne det så induseres en overgang fra et subnivå til et annet. Samtidig med slike overganger ble antallet atomer som passerte forandret. Med andre ord, ved å måle forandringen i strømmen av passerte atomer kunne man bestemme når feltet var i resonans, og fra resonansfrekvensen kunne så energiseparasjonen bestemmes. Ved å bruke forbedret mikrobølgeteknikk var det Block og Purcell var istand til å detektere energiabsorpsjon når protoner i faste stoffer og væsker plasert i et magnetfelt gikk over fra et subnivå til et annet.

Alle slike arbeider var begrenset til atomer i grunntilstanden. Informasjon om eksiterte tilstander kom praktisk talt utelukkende fra den optiske spektroskopi. Linjene i et optisk spektrum har i alminnelighet flere meget nærliggende komponenter, som oppstår ved overganger mellom subnivåene av fin- og hyperfinstruksturene av atomtilstanden. Den aktuelle splitting av linjene fås som ganske små differenser mellom store frekvenstall. På grunn av Dopplerforbedringen av de enkelte komponenter i en slik linje, vil linjens struktur lett viskes ut. Kunne man derimot få istand en direkte overgang mellom nivåene i en eksitert tilstand, ville Dopplereffekten bare forbrede en enkelt linje (i radiofrekvensområdet) istedenfor flere linjer som ligger nær sammen i det optiske område.

Da levetider for de fleste eksiterte nivåer er meget lav, er det vanskelig å bruke atomstråleteknikken direkte. Kastler og medarbeidere var de første til å innse hvordan man kunne overkomme disse vanskeligheter, og til å utvikle den nødvendige nye teknikk. Kastlers grunnleggende idé var at man skulle kunne bruke lyset emittert fra en eksitert tilstand i et atom til å detektere radiofrekvensoverganger innen subnivåene.

La oss tenke oss at vi har eksitert en gruppe atomer ved å utsette dem for lys av passende bølgelengde eller for en elektronestråle. Etter en viss tid vil atomene kunne gå tilbake til grunntilstanden under emisjon av lys. La oss videre tenke oss at vi kan sette opp apparater som kan måle polarisasjonen og den angulære fordelingen av de emitterte fotoner. På grunn av de gjeldende overgangssannsynligheter ved eksitasjonen, vil ikke alle subnivåer bli likt populert. Følgelig vil den emitterte stråling være ikke-isotrop, og strålingen i en bestemt retning delvis polarisert. Hvis nå et pålagt radiofrekvensfelt induserer en overgang fra et av de populerte til et av de ikke-populerte nivåer, vil den angulære fordeling av fotoner samt deres polarisasjon, forandre seg. Med andre ord kan man bruke det emitterte lys til å detektere radiofrekvensoverganger mellom subnivåer av en eksitert tilstand.

En annen side av Kastlers arbeider er det man kaller optisk pumping, et begrep nå velkjent fra maser- og laserteknikk. Pumping vil si å overføre atomer fra en tilstand til en høyereliggende tilstand slik at populasjonsinversjon er oppnådd. Kastler fant at hans optiske teknikk spesielt kunne overføre atomer i grunntilstanden fra et magnetisk subnivå til et annet. La oss anta at vi har et atom med to nivåer slik at under påvirkning av polarisert lys atomer i det ene nivå vil absorbere lys og gå over i en eksitert tilstand, mens atomer i det andre nivå på grunn av utvalgsregler ikke kan absorbere. Derimot kan atomer i den eksiterte tilstanden emittere lys og falle tilbake til begge subnivåene i grunntilstanden. Netto resultat er at det første nivå blir depopulert og det andre populert.

Kastlers teknikk er etter hvert videre utviklet og forbedret til en høy grad av presisjon. I tillegg til de opprinnelige målinger av fin- og hyperfinstrukturintervaller, er den optiske resonansteknikk blitt brukt til å utvikle frekvensstandarder, til måling av kjernespinn og -magnetiske momenter, til konstruksjon av presisjonsmagnometre, til studium av diffusjon, til å måle disorientering og «spin-exchange»-tverrsnitt, og til flere andre ting. Professor Kastler og hans medarbeidere har spilt en ledende rolle også på disse områder.

Nobelprisen i kjemi for 1966 ble tildelt professor i fysikk ved University of Chicago, Robert Sanderson Mulliken, for hans grunnleggende arbeide angående kjemiske bindinger og elektronestrukturer for molekyler ved molekylorbitalmetoden.

I sitt Nobelforedrag, «Spectroscopy, Molecular Orbitals, and Chemical Bonding», sier Mulliken innledningsvis at han har tilføyet ordet «Spectroscopy», fordi det var studiet av molekylspektrene som viste veien mot begrepet «Molecular Orbitals». Samtidig minner han

om at i Bohrs klassiske 1913-arbeid, «On the Constitution of Atoms and Molecules», best kjent for teorien for hydrogenatomet, og i hans 1922-teori over elementenes periodiske system, var det atomspektroskopien som viste vei mot disse teorier.

Mulliken begynte sin egentlige vitenskapelige innsats i begynnelsen av 20-årene med eksperimentelle analyser av molekylspektra. Etter at den nye kvantemekanikken var etablert i 1925–27, fulgte Mulliken opp med en serie omfattende og grunnleggende arbeider over kvanteteorien for toatomige molekylers spektra og elektronestrukturer. Det var i disse arbeider Mulliken først kom frem til, og bruker ideene om «molecular orbitals». Riktignok kom Hund samtidig frem til samme ideer, men det var Mulliken som tilsist (1932) ga teorien sin eksplisite form, og som siden har anvendt den på studiet av elektronestrukturer, bindinger og spektra for fleratomige molekyler i sin alminnelighet.

For å forsøke å si hva molekylorbitals egentlig er for noe i ikke altfor tekniske termer, går Mulliken tilbake til Bohrs oppbyggingsprinsipp for atomer. Bohr tenkte seg et elektron bevege seg i mulige tillatte «orbits» rundt kjernen. Et vilkårlig atom skulle da kunne bygges opp ved å plasere elektronene i disse «orbits» etter stigende energi, etter det senere Pauliprinsipp ett eller to elektroner i hver «orbit». Ved å spesificere hvilke «orbits» som er okkupert, har man angitt det som kalles atomets elektronekonfigurasjon.

I den nye kvantemekanikken har man ingen slike veldefinerte «orbits». Isteden innførte Mulliken begrepet «orbitals», som ganske enkelt står for en én-elektrone egenfunksjon. En atomorbital (forkortet AO) er nå definert som en egenfunksjon av en énelektrone-Schrödingerligning som er basert på tiltrekningen mellom det elektron vi betrakter og kjernene, pluss den gjennomsnittlige frastøtning mellom dette elektron og alle andre elektroner. Etter Hartree og Fock er dette gjennomsnittlige felt kalt et «self-consistent-field» etter den måten det er beregnet på.

En molekylorbital (forkortet MO) er definert på samme måte, unntatt at Schrödingers ligning nå er basert på tiltrekningen mellom det ene elektron og to eller flere kjerner i tillegg til frastøtningen fra alle de andre elektronene. Hver av de mulige orbitale er karakterisert ved visse kvantetall. Et molekyls elektronestruktur er nå definert ved å angi hvilke molekylorbitals er okkupert.

I prinsippet er det selvsagt galt å kvante hvert elektrons bevegelse, det er bare systemets totale bevegelse som kan kvantes. Men ikke desto mindre kan man ved å manipulere med de enkelte orbitalkvantetall komme frem til de riktige kvantetall for hele systemet, og kombinasjonen av orbitals gir et brukbart utgangspunkt for perturbasjon- og variasjonsregningens behandling av energinivåer.

Ideene om molekylorbitals ble som nevnt utviklet fra studiet av to-atomige molekyler. I årene 1932–36 utvidet Mulliken denne teori til å gjelde også for fleratomige molekyler. Vi må her nevne at samtidig med Mullikens teori ble det utviklet en annen teori for molekylbindinger og -strukturer. Denne teori, nå gjerne kalt atomorbital (AO) eller valensbondmetoden, tok sitt utgangspunkt i Heitler og Londons velkjente arbeide over bindingen i hydrogenmolekylet, og ble utviklet videre spesielt av Slater og Pauling — den siste Nobelpristaker i kjemi i 1954. AO-teorien appellerte bedre til kjemikerne på den tiden enn MO-teorien, fordi den passet bedre inn i kjemiens erfarings- og begrepsverden. Kort uttrykt kan man si at AO-teorien tar sitt utgangspunkt i at et molekyl er sammensatt av atomer, og at atomorbitals må være det beste utgangspunkt for diskusjon av molekylenes egenskaper. Mulliken derimot hevdet sterkt at et molekyl er en ting i sin egen rett, og at man på ingen måte kan vente å finne igjen atomenes egenskaper i det. AO-teorien hadde opprinnelig stor suksess ved behandling av molekylers egenskaper i grunntilstanden, men det står ikke til å nekte at den har vært litt av en tvangstrøye, særlig ved behandling av eksiterte molekyltilstander og spektra. Mullikens MO-teori har derimot vist seg å være generelt anvendelig, og senere generasjons kjemikere med sin bakgrunn i kvantemekanikk og fysikalsk-kjemisk metodikk, har fullt ut adoptert denne teori.

En strikt «self-consistent-field»-beregning av molekylorbitals er av regnemessige grunner helt upraktisk. Mulliken kunne derimot anvise andre, forenklede metoder for konstruksjon av orbitals. De mest anvendelige er de såkalte «linear-combination- atomic-orbitals» (forkortet OCAO). Som nevnt hevder Mulliken at et molekyl ikke kan betraktes som bare en sammensetning av atomer. Det forhindrer dog ikke at man kan «korrelere» et molekyls egentilstander med egentilstander for de deltagende atomer hvis vi tenker oss atomene adiabatisk fjernet helt fra hverandre, eller

på den andre siden tenker oss dem klemt helt sammen til et eneste atom. Videre kan man godt ta atomenes orbitals som basissystem for en rekkeutvikling av de søkte molekylorbitals. Det er dette som ligger i begrepet «LCAO». Metoden har sine tydelige svakheter hva nøyaktighet angår, men på den andre siden blir strukturen i teorien enkel og fysikalsk sett svært oversiktlig. Et annet vesentlig poeng ved denne teorien er at Mulliken var istand til å innføre gruppeteoretiske metoder til å utnytte molekylenes geometriske strukturer til å konstruere de rette LCAO-molekylorbitals samt angi deres kvantetall.

Mullikens tidlige interesse for tilordning av kvantetall for molekylorbitals, koblet sammen med argumenter fra gruppeteorien, ledet naturlig til en betraktning av spektrene for fleratomige molekyler. Det er tre beslektede problemer som alle ble behandlet i en serie grunnleggende arbeider i perioden 1937–48. Et av problemene var å karakterisere en spektralovergang, et annet å beregne intensiteter, og et tredje å forstå utvalgsreglene som tydeligvis var meget mer kompliserte enn for atomer og toatomige molekyler. Mulliken innså da at for fleratomige molekyler vil det finne sted kompliserte koblinger mellom molekylets vibrasjoner og dets elektronebevegelse. Denne slags diskusjoner var en nødvendig forutsetning for senere å kunne forstå slike viktige prosesser som fosforesens i organiske krystaller. En annen avløper av disse arbeider var Mullikens studier av spektrene fra en gruppe såkalte komplekser — «charge-transfer spectra».

Perioden 1939–55 var vesentlig preget av teorien for molekylstrukturer og bindingsavstander. Mulliken innførte her fundamentale begreper som konjugasjon og hyperkonjugasjon. Til tross for at han selv senere har viet sin tid vesentlig til andre oppgaver, har han etterlatt seg et område hvor det for tiden hersker den største aktivitet, og som er full av frisk kontroversi.

I sitt Nobelforedrag legger Mulliken selv stor vekt på perioden etter 1955. Den er preget av at han og flere av hans medarbeidere tok opp igjen «self-consistent-field» metoden for beregning av orbitals, og ga den en form som egner seg for molekyler. Samtidig begynte de store elektroniske regnemaskiner å bli tilgjengelige, og Mulliken og hans medarbeidere var blant de første som innså betydningen og rekkevidden av bruken av disse for molekylsberegninger på ren kvantemekanisk grunn, uten bruk av noen slags empiriske data, slik som tilfellet var med LCAO-metoden. Regnemaskinene har i løpet av få år skapt et tidsskifte i det som nå gjerne blir kalt kvantekjemien, og Mulliken fremstår igjen som en av hovedskaperne av den nye tid.

Ved mottagelsen av Nobelprisen kan Mulliken se tilbake på 45 års uavbrutt pionerarbeid innen molekylarfysikk og kvantekjemi. Han har formulert de vesentligste deler av teorien for disse områder på et strengt kvantemekanisk grunnlag, og har selv anvendt disse teorier for å skaffe videre innsikt i molekylenes natur og egenskaper. Neppe noen andre områder innen moderne fysikk og kjemi har som disse fått sitt preg av en enkelt persons innsats.

Bøker

Eve Staffanson: Fysikk. Elektricitetslära. Akademiförlaget — Gumperts, Göteborg, 1962, 312 s. Sv. kr. 27,—.

Dette er «Ellären» henvist til i «Elektronhöljen och atomkärnor» av samme forfatterinne (Fra Fys. Verden *28*, 67 (1966)) og er en bok av samme gode kvalitet som denne.

Grunnlagsteorien for og anvendelsen av likestrøm, vekselstrøm, elektriske og magnetiske felt og elektronfysikk behandles på en vederheftig og samtidig klar og grei måte. Boken egner seg meget godt som ekstralesning for interesserte gymnasiaster. Det matematiske nivået skulle ikke ligge høyere enn at disse mestrer det. Boken kan anbefales for alle gymnasbibliotek.

F. Bakke.

C. G. Jung: Jeg'et og det ubevisste. Oversatt av Hedvig Wergeland. Cappelens Realbøker 1966, kr. 11,30.

Jung var opprinnelig en elev og medarbeider til Freud, men gikk snart sine egne veier. Mens det ubevisste ifølge Freud for den alt overveiende del besto av fortrengte opplevelser fra den tidlige barndommen, ble det ubevisste av Jung foruten det personlige, erhvervete innhold tillagt også en kollektiv, nedarvet bestanddel med røtter helt tilbake til steinalderemennesket, kanskje enda lenger. Det ubevisste er dessuten selv aktivt og foretar omgrupperinger og forandringer av sitt innhold, normalt med en viss koordinering med den bevisste virksomheten.

I nærværende bok redegjør Jung for sitt syn på forholdet mellom det bevisste jeg'et og det ubevisste. I første kapitel illustrerer han sin oppfatning ved å beskrive et spesielt tilfelle han har vært i kontakt med. Videre behandles de forskjellige menneskетypers reaksjoner på analysen og det ubevisstes innhold.

Siste halvdel av boken beskjeftiger seg med de ubevisste prosessers natur og virksomhet. Ved å øke sin bevissthet får en større muligheter for å realisere seg selv. En særlig bred behandling får begrepene anima og animus. Anima er årsak til de feminine trekk i mannens natur og skyldes nedarvete egenskaper fra hans kvinnelige aner, mens animus er de tilsvarende maskuline trekk hos kvinnen.

Jung var vel bevandret i både østens og tidligere tiders religioner og mystikk. Hans lære bærer preg av dette og er også blitt kritisert for å inneholde en del uvitenskapelig mystikk.

Stilen i boken er flytende og lettlest, og innholdsmessig er framstillingen så god og presis som en kan vente og forlange om et så vagt og nytt emne.

F. Bakke.

Alf Bjørklund & Knut Fintoft: Elementær musikalsk akustikk. Aschehoug, Oslo 1966. 68 s.

Denne lille boken representerer et pionerarbeide, idet den er den første i sitt slag. Det er all mulig grunn til å gi både forfattere og forlag honnør for det initiativ som her er tatt. Boken er beregnet på gymnasets musikklinje og på musikkstuderende ved konservatorier o. l.; men også andre fysikklærere enn de få som direkte vil anvende boken i undervisningen, vil kunne ha nytte og glede av å lese den.

Stoffvalget virker svært heldig. Etter en kort innføring i noen akustiske grunnbegreper, behandles svingende strenger, staver og membraner, samt svingende luftsøyler, som alle har direkte tilknytning til musikkinstrumenter. Hørsel, sang og romakustikk har også sine kapitler, og boken avsluttes med en omtale av toneskalaer.

Fremstillingen er konsentrert; utførlig blir emnene ikke behandlet, men fremstillingen er meget klar. Det skinner igjennom at boken er en lærebok laget med tanke på anvendelse i tilknytning til ordinær skoleundervisning, og at stoffet således forutsettes å bli utfylt av læreren. Dette begrenser selvsagt bokens verdi i forbindelse med selvstudium en del, og det kunne nok være ønskelig at boken hadde vært lagt noe bredere an. På den annen side er boken skrevet slik at den skjerper leserens appetitt på emnet. Her savner man en liste med litteraturhenvisninger for lesere som vil utdype enkelte emner.

Tilslutt skal nevnes bokens ypperlige figurer; disse kan tjene som forbilder for andre.

Kjell Gjævenes.

Sollu Zuckerman: Scientists and War. Hamish Hamilton, London, 1966. 177 s., pris 21 s net.

Problemet vitenskapsmann/krig og samfunn har i de senere årene naturlig nok opptatt mange, og ikke så rent få bøker og artikler om

dette emnet har sett dagens lys etter krigen. Zuckerman er «Chief scientific Adviser» for den britiske regjering, og har som sådan et førstehånds kjennskap til emnet. Hans bok «Scientists and War» består av en del omarbeidete artikler og taler.

Første halvdel av boken er kalt «Science and Military Affairs» og består av fem kapitler, mens siste halvdel av boken som består av 6. og 7. kapitel, kalles «Science and Society».

Problemene legges frem på en nøytral måte, men det er likevel ikke så sjelden Zuckerman tar personlig standpunkt. Det gjelder f. eks. operasjonsanalyse som han mener ofte blir misbrukt. Han har ikke meget til overs for dem som driver med matematisering av tankeprosessen. Han finner det også meningsløst å behandle de skadene som en atombombe gjør matematisk. Zuckerman mener at snakk om taktiske atomvåpen er en meningsløshet. «They are not tactical weapons for use like machine and field guns, but one band in the spectrum of all deterrent nuclear weapons».

Det hevdes ofte at militære forskningsprosjekter gir det sivile verdifulle biprodukter. Forfatteren mener at det er en lite lønnsom måte å skaffe seg disse produktene på.

Zuckerman tar for seg problemet om vitenskapens frihet og vitenskapsmannens sosiale ansvar. Han drøfter også hvorvidt en vitenskapsmann har større forutsetning enn andre til å forstå nåtidens og fremtidens mange problemer.

For dem som interesserer seg for disse problemer, kan boken trygt anbefales, selv om det er litt sjeldnere at et og samme problem behandles på forskjellige steder i boken. Dette skyldes utvilsomt den måte boken er kommet i stand på.

K. Jostein Knudsen.

Georg Gamow: Gravitasjon. Oversatt av Jørgen Randers, Cappelens Realbøker 1966, kr. 9,70.

Professor Gamow er kjent nok fra sine bøker om Mr. Tompkins som en populærvitenskapelig forfatter med fantasien og framstillingsevnen i orden. I parentes bemerket har han også levert vesentlige bidrag til den teoretiske kjernefysikk og til astrofysikken.

Boken er opprinnelig skrevet som ledd i en serie supplerende lesning for gymnasiaster og studenter og bærer sterkt preg av dette, for eksempel inneholder den avsnitt om vektorer. differensial- og integral-regning. Den er lagt opp som en beretning om ideene til de tre store navn i gravitasjonsteorien: Galilei, Newton og Einstein. Første del virker mer ordinært lærebok-aktig, selv om det alltid er interessant å stifte bekjentskap med en så ekstraordinær begavelse som Galilei og hans evne til å analysere seg fram til en så dyp og vid innsikt i fysikken. Best er Gamow i de siste kapitlene om Einsteins gravitasjonsteori, spesielt anskueliggjørelsen av hvorfor rommet i et gravitasjonsfelt er krumt, er god og forståelig. Men å boltre seg med stoffet på en så inspirerende måte som i de ovenfor nevnte bøker makter han ikke denne gangen.

Finn Bakke.

W. T. Scott: The Physics of Electricity and Magnetism. 2. ed. John Wiley and Sons, London 1966, 703 s., 90 shilling.

Første utgave av denne boken som kom ut i 1959, har hatt stor utbredelse på college'er og universiteter i USA. I denne nye utgaven er, foruten at stoffet er ordnet om noe, tatt med noen nye aktuelle anvendelser som for eksempel plasmafysikk.

Emnevalget og oppbyggingen av boken er i hovedtrekkene det tradisjonelle: Elektrisk felt i vakuum og media, likestrøm, magnetisk felt, vekselstrøm og elektromagnetisk stråling. Men i detaljbehandlingen av stoffet er det lagt vekt på å få en god balanse mellom matematisk teori og praktisk fysikk. Dette gir boken dens styrke som lærebok. Til gjengjeld blir ikke framstillingen så strømlinjet og lettflytende som i mange andre av de nyere lærebøker i elektromagnetisme.

Behandlingen av de fundamentale hovedpunktene er alltid omhyggelig, men i strevet med å få med mest mulig blir en del emner avfeid noe raskt: Relativitetsteorien gjøres fort unna på 10 formelle sider. Transistorene får en kvart side. Det matematiske appendikset er på noen områder for kort til at en nybegynner skal kunne lære noe, og unødvendig langt hvis hensikten bare er å minne om tidligere lærte ting.

Det er rikelig med oppgaver og med fasit til noen av dem. Boken må karakteriseres som en grundig, samvittighetsfull og innholdsrik innføring i emnet.

F. Bakke.

Kontaktmøte for gassutladnings- og plasmafysikk

Røros 2.—4. februar 1967

Norske gassutladnings- og plasmafysikere har hatt årlige, uformelle kontaktmøter fra 1964 av. Deltakerantallet har i denne tiden øket fra litt over ti i 1964 til de vel tretti som innfant seg på Røros Turisthotell den 2. februar i år. Arrangementskomiteen hever seg over skumlerier om at økningen i deltakerantallet skulle skyldes koinsidens mellom kontaktmøtet og ca. 100 fellesferierende husmødre på hotellet, og konstaterer at plasma- og gassutladningsfysikken er på god vekst i Norge, såvel kvalitativt som kvantitativt.

Vi hadde i år gleden av å få en rekke danske og svenske deltakere, som gjennom foredrag og diskusjoner sikret god kontakt også ut over landegrensene.

Det oppsatte program inkluderte plasmafysikk inklusive fast stoff plasma, gassutladningsfysikk inklusive støtprosesser, ionosfærefysikk, og til slutt diskusjon om og etablering av en faglig gruppe i plasma- og gassutladningsfysikk under Norsk Fysisk Selskap. Et særtrekk ved kontaktmøtene er *gruppe-rapportene*, hvor hver forskningsgruppe erdegjør for gruppens arbeid og resultater, eventuelt mangel på resultater, i det forløpne år. Som vanlig var det disse grupperapportene som ga stoff til de mest interessante diskusjonene både i og utenfor foredragssesjonene.

Påmøtets siste sesjon ble erfaringene fra møtet og dets arrangement diskutert. Det var stor enighet om at kontaktmøtene hadde funnet en heldig form, og at deres uformelle karakter burde beholdes selv ved ytterligere økning av deltakerantallet. Arrangementet av neste møte ble overlatt Oslo ved universitetslektor Ø. Holter.

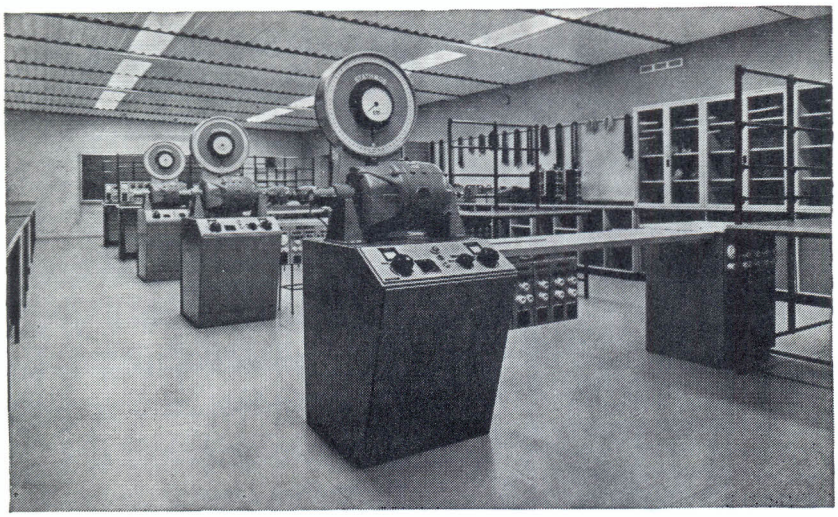
En faglig gruppe i Plasma- og Gassutladningsfysikk under Norsk Fysisk Selskap ble deretter etablert, med følgende gruppeledelse:

Professor S. Tjøtta, Un. i Bergen (Form.)
Un.lektor Ø. Holter, Un. i Oslo.
Dosent R. S. Sigmond, N.T.H.

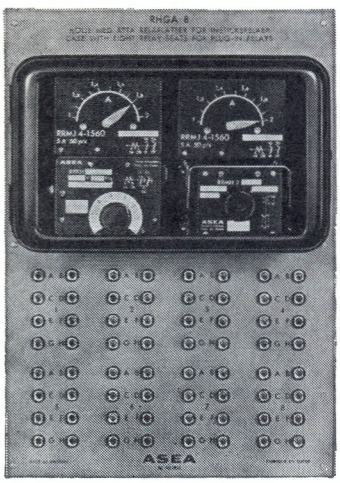
Etableringen er senere godkjent av Styret i Norsk Fysisk Selskap.

Vi vil til slutt få takke Norsk Fysisk Selskap for økonomisk støtte til kontaktmøtet.

Arrangementskomiteen i Trondheim.



Laboratorium med elektriske momentvekter



Relésentral med reléer av innstikkstypen for enkel tilkopling med bananstikker.

ASEA

Komplette utrustninger for undervisning — forskning — laboratorier og demonstrasjoner.

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

ASEA-PER KURE A/S

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Professor dr. Njål Hole

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

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

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

Fra Fysikkens Verden

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

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

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

Teknisk medarbeider: Siv.ing. Knut Lønvik, N. T. H.

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

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

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

Postgirokonto: 10472 **Bankgirokonto:** 236545-28

GYMNASIASTER OG STUDENTER!

Dere kan få

Fra Fysikkens Verden

til redusert pris: kr. 10,— pr. år.

Abonnement kan tegnes enten ved postverket

eller ved direkte henvendelse, se adressen ovenfor.

Aktietrykkeriet i Trondhjem