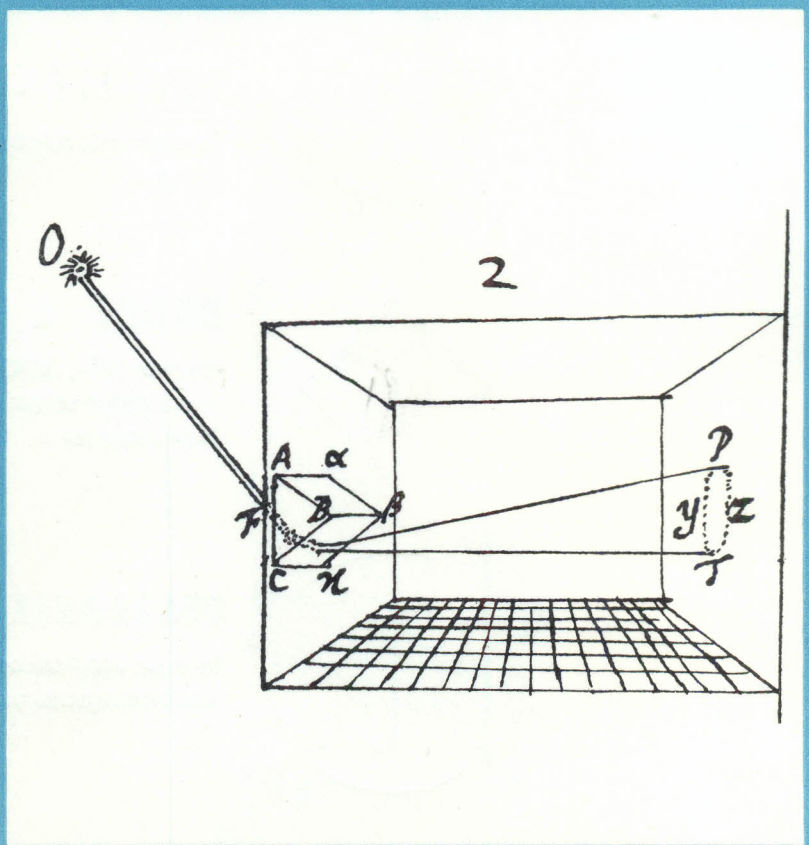
Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Hva er en kritisk reaktor?	21
Newton og prismet	28
Nye medlemmer	30
Møssbauereffekten (II. Anvendelser)	31
Fysikermøtet 1965	36
Bøker	43



Newtons skisse til et prismeforsøk.

(Se side 28)

Nr. 2 - 1965
27. årgang

Vi er enerepresentant i Norge for disse verdenskjente firmaer:

HEWLETT - PACKARD

leverer måleutstyr fra DC til R-bånd.

RHODE & SCHWARZ

leverer HF-, VHF-kommunikasjonsutstyr samt måleinstrumenter.

TEKTRONIX INC.

leverer oscilloskop og kalibreringsutstyr.

Kontakt oss:

MORGENSTIERNE & CO A/S
INGENIØRFIRMA
WESSELS GT. 6, OSLO. TELEFON 20 16 35
STEDET FOR ELEKTRONISKE INSTRUMENTER OG KOMPONENTER TIL INDUSTRI OG FORSKNING

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 2 - 1965

Redaktør: HAAKON OLSEN

27. årgang

Hva er en kritisk reaktor?

Litt om teorien for termiske uranreaktorer.

Egil Andersen

Innledning.

Det er nå mer enn 20 år siden den første atomreaktor ble konstruert og satt i drift under Fermis ledelse ved Universitetet i Chicago. Siden denne første utnyttelse av atomkjerneenergien kom istand, har det skjedd en enorm teknologisk utvikling på dette felt. Likevel er de grunnleggende fysikalske teorier som reaktoren konstrueres etter omtrent uforandret. Vi skal i denne artikkel forsøke å klargjøre den fysikalske teori for reaktorens virkemåte på en elementær måte.

Fermi ga allerede i 1946 en oversikt [1] over den første teori for kjedereaksjonen i en atommile. En vesentlig del av de fysikalske prinsipper for reaktorens virkemåte er beskrevet i denne artikkel. I en annen artikkel publisert av Wigner [2] i 1946 gis det en interessant oversikt over det arbeide som foregikk under krigen for å legge det teoretiske grunnlaget for beregning av den kritiske størrelse av atomreaktorer.

Betegnelsen kritisk størrelse av en reaktor er kanskje egnet til å misforstås. Det kan gi en utenforstående forestillinger om at en kritisk reaktor er en innretning som er like ved å eksplodere som en atombombe. I denne forbindelse er det fristende å sitere en kjent lærebok i fysikk for gymnaset der reaktoren på Kjeller er omtalt: «Disse ting (nemlig kontrollstavene) er nødvendige fordi reaktoren må arbeide under det kritiske punkt hvor kjedereaksjonen går over til en eksplosjon».

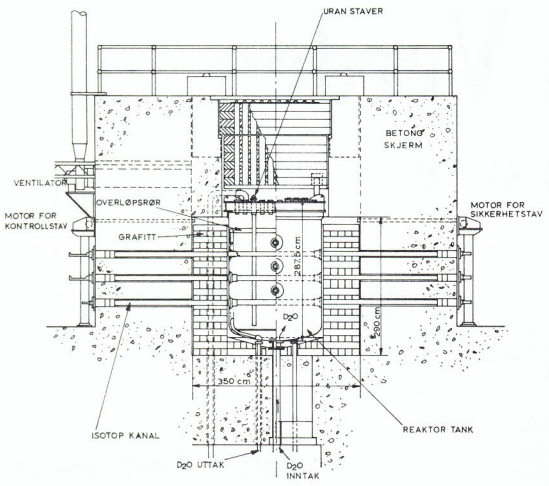
At en reaktor er kritisk betyr kort at nøytrontettheten i reaktoren er stasjonær og at varmeutviklingen dermed er konstant. Enhver reaktor som er i drift og produserer energi vil derfor være kritisk. Vi skal i det følgende forklare dette noe mer detaljert.

En meget utførlig fremstilling av den fysikalske teori for reaktorer finnes i den boken som Weinberg og Wigner [3] har skrevet: «The Physical Theory of Neutron Chain Reactors», (Denne bok egner seg ikke som innføring i emnet, men er mer å betrakte som en håndbok og er ofte noe tung i sin fremstilling av stoffet.)

1. *Oppbyggingen av en atomreaktor.*

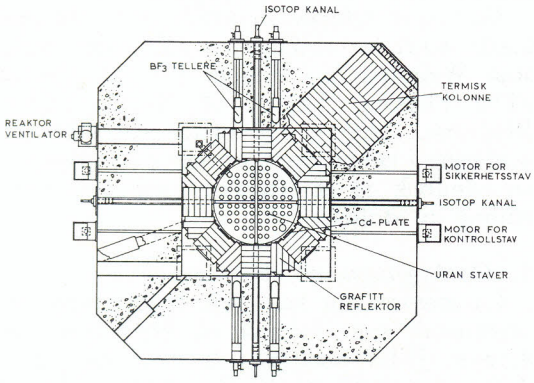
En atomreaktor kan være bygget opp med uranmetall som brensel og D_2O som moderator. JEEP reaktoren, som nå har vært i drift siden 1951 på Kjeller, består i hovedtrekk av en sylindrisk tank av aluminium med diameter 2 m og høyde ca. 2.8 m. Tanken er fyllt med D_2O til en høyde av omtrent 1.9 m. Ned i tungtvannet henger en rekke uranmetallstaver i et bestemt mønster, slik som antydet i Fig. 1 og 2. Avstanden mellom uranstavene i en D_2O reaktor vil være mellom 10 og 20 cm, avhengig av diameteren på uranstavene. Uranstavene er kapslet i aluminiumsrør for å hindre direkte kontakt mellom uran og tungtvann. Aluminiumstanken er omgitt av en grafittreflektor for å minke nøytronlekkasjen ut av reaktortanken. Utenfor grafittreflektoren har vi en 2 cm tykk betongskjerm som skal beskytte de som arbeider rundt reaktoren mot strålingen. I JEEP er uranmetallet laget av naturlig uran, og den startet opp i 1951 med 2.3 tonn uranmetall og ca. 7 tonn tungtvann. På grunn av utbrenningen av uranet (U^{235} forbrukes og det dannes fisjonsprodukter som «spiser» opp nøytroner)

* Cand. real. Eigil Andersen er avdelingsfysiker ved Institutt for Atomenergi, Kjeller.



VERTIKALSNITT AV JEEP REAKTOREN PÅ KJELLER

FIGUR 1



HORISONTAL SNITT AV JEEP REAKTOREN PÅ KJELLER

FIGUR 2

er det blitt nødvendig å tilføre noe mer D_2O etterhvert og også noe nytt uran.

Når en atomreaktor skal konstrueres er det en rekke parametre som må beregnes ut fra kjennskapet til reaktorteorien. Har en bestemt seg for reaktorens varmeutvikling, må en finne den størrelse reaktoren må ha uten at elementene overbelastes. En må også beregne hvor mye uran og D_2O som trengs. Konstruksjonen av en atomreaktor er naturligvis et stort arbeide, og en må løse en rekke metallurgiske, kjemiske og mekaniske problemer før alt er klart for byggingen. Det vil føre for langt selv bare å ramse opp alle de problemene en støter på når en stor kraftreaktor skal bygges. Vi skal i denne artikkel bare se på de problemene som direkte har med de nøytronfysiske prosessene i reaktoren å gjøre.

Det bør også nevnes at det finnes utallige måter å konstruere en reaktor på. En reaktor kan bestå av f. eks. en oppløsning av UO_2SO_4, uranylsulfat, i vann (med anriket uran) i en litt stor kolbe, (ca. 15 liters volum). En slik reaktor ble konstruert i Los Alamos i 1944 og den utviklet mindre enn 1 W. Et annet ytterpunkt representerer en grafittreaktor bygget i England i 1960. Her ble det brukt 213 tonn naturlig uranmetall og mer enn 1300 tonn grafitt og effekten som reaktoren leverer er ca. 560 MW termisk.

2. *Nøytronets levnetsløp i reaktoren.*

I fisjonsprosessen dannes hurtige nøytroner, noen av disse vil lekke ut av reaktoren, noen vil bremses ned til de når termiske energier, og en del av disse vil absorberes i U^{235} og vil da forårsake nye fisjoner. Vi har da fått dannet en ny generasjon hurtige nøytroner, og en kjedereaksjon er dermed mulig.

La oss si at vi et gitt øyeblikk nettopp har fått dannet n hurtige nøytroner og antar at vi har en nærmest uendelig stor reaktor slik at lekasjen ut av systemet kan neglisjeres. Vi har da n hurtige nøytroner i uranstavene. Før disse forlater stavene og bremses ned i moderatoren er det en liten sannsynlighet for at noen av nøytronene skal forårsake fisjon i U^{238}, vi får dermed dannet $n \cdot \varepsilon$ hurtige nøytroner, hvor ε er et tall avhengig av sannsynligheten for fisjoner i U^{238}. De hurtige nøytroner bremses ned i moderatoren og treffer så nabostavene som nedbremsede nøytroner, en del er bremset ned til termiske energier dvs. energier under ca. 0.4 eV, en del er imidlertid bare bremset ned til KeV energiområdet. Disse «epitermiske» nøytronene er meget utsatt for resonansabsorbsjon i U^{238} og vil dermed lett gå tapt for kjedeprosessen. Bare en brøkdel $n \cdot \varepsilon \cdot p$ av de $n \cdot \varepsilon$ hurtige nøytronene vi hadde, vil komme inn i stavene som termiske nøytroner, og p er da en faktor som angir sannsynligheten for å unngå resonansinnfanging. De langsomme nøytroner vil delvis absorberes i moderatoren og i urenheter i reaktoren og kapslingen rundt stavene, og bare en brøkdel f vil absorberes i uranet selv. Dette betyr at $n \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f$ termiske nøytroner kan nyttiggjøres i uranet. For hvert termisk nøytron som absorberes i uranet vil vi få dannet η hurtige nøytroner. Vi vil dermed ende med $n \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f \cdot \eta$ hurtige nøytroner som da tilhører neste generasjon. Nå kaller vi forholdet mellom antall nøytroner i en generasjon til antall nøytroner i foregående

generasjon for reaktorens multiplikasjonsfaktor k , og vi har da

$$(1) \qquad k = \frac{n \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f \cdot \eta}{n} = \eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f$$

Her må vi igjen gjøre oppmerksom på at den k vi har regnet ut gjelder for et uendelig stort system der lekkasjen av nøytroner kan neglisjeres. Derfor betegnes den multiplikasjonsfaktoren vi har regnet ut som k_∞ . I en reaktor med endelig størrelse vil den riktige eller effektive multiplikasjonsfaktoren, som den kalles, være gitt ved formelen

$$(2) \qquad k_{eff} = k_\infty \cdot P$$

der P betegner sannsynligheten for at nøytronene ikke skal lekke ut av reaktoren. Ved en hver fysisk realiserbar reaktor er P mindre enn 1.

Vi er nå i stand til å sette opp en meget enkel differensialligning for nøytrontettheten i reaktoren. Forandringen av nøytrontettheten fra en generasjon til neste vil være Δn . Dersom vi har n nøytroner i en generasjon og $k_{eff}n$ i neste er $\Delta n = n(k_{eff} - 1)$. Forandringen pr. tidsenhet blir da $n(k_{eff} - 1)/l$ der l er den midlere levetid for nøytronene i reaktoren. Altså har vi:

$$(3) \qquad \frac{dn}{dt} = \frac{n(k_{eff} - 1)}{l}$$

Av denne ligningen finner vi da at nøytrontettheten som funksjon av tiden blir:

$$(4) \qquad n = n_0 e^{(k_{eff}-1)t/l}$$

Av dette ser vi at dersom $k_{eff} > 1$ vil nøytrontettheten stige eksponensielt med tiden. Vi har da en «superkritisk» reaktor. Er $k_{eff} = 1$ vil nøytrontettheten være konstant og reaktoren er kritisk. (Energiutviklingen er da også konstant). Dersom $k_{eff} < 1$ vil nøytron-tettheten i reaktoren, og dermed også effekten, avta eksponensielt med tiden og reaktoren er da «subkritisk».

En vil etter dette skjønne at det er en helt vesentlig oppgave i reaktorteorien å kunne beregne k_{eff} med forholdsvis stor nøyaktighet.

Vi skal nå se litt nærmere på beregning av den effektive multiplikasjonsfaktoren. Oppgaven kan deles i to deler, først beregningen av k_∞ , multiplikasjonsfaktoren for en tenkt uendelig stor reaktor, dernest beregningen av lekkasjen som gir oss P og dermed k_{eff} .

3. *Beregning av* k_∞ *for en uranreaktor.*

Det er en mengde faktorer som bestemmer multiplikasjonsfaktoren k_∞ for et reaktorsystem. Det er uråd i en artikkel som denne å gå inn på alle mulige forhold som må tas i betraktning ved nøyaktig beregning av k_∞ for en reaktor. Vi vil ta med de mest betydningsfulle effektene for å gi en antydning om hva som skjer i en reaktor under drift.

Vi tenker oss en reaktor bygget omtrent som JEEP reaktoren på Kjeller. Den vil altså bestå av en stor tank fylt med D_2O . I tanken henger staver av metallisk uran med diameter 2.5 cm kapslet i aluminiumsrør med ca. 1 mm tykke vegger. Uranstavene henger i et kvadratisk gitter med en avstand på f. eks. 12 cm mellom hver stav som antydet på Fig. 2.

Vår oppgave er altså å beregne k_{eff} for en slik reaktor og dermed også kritisk størrelse. Først må vi beregne k_∞ for et system av uranstaver i D_2O med 12 cm gitteravstand. I en reaktor av denne typen er k_∞ meget godt bestemt av den tidligere nevnte formel:

$$(5) \qquad k_\infty = \eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f$$

Vi skal ta for oss de enkelte faktorer i denne formelen og studere dem litt nærmere.

Nøytronene dannes ved fisjon av U^{235} kjerner i uranstavene. Vi bruker naturlig uran i reaktoren, og da er det overveiende U^{238} i stavene (ca. 0.7 % U^{238}) . De nøytronene som dannes i fisjonsprosessen er alle hurtige nøytroner med energier i området 0.1–10 MeV, men med en midlere kinetisk energi på 2 MeV. Det er en liten mulighet for at noen av disse hurtige nøytroner er i stand til å forårsake nye fisjoner i U^{238} før de forlater staven, da det viser seg at nøytroner med energi over 1.1 MeV har et «fisjonstverrsnitt» på omtrent 0.3 «barn».*

Den overveiende del av nøytronene vil imidlertid diffundere ut i moderatoren der de bremses ned til termiske energier. (Dette betyr at nøytronene er i termisk likevekt med

* Fisjonstverrsnittet gir oss opplysning om hvor mange fisjoner pr. cm^3 pr. sekund vi vil ha i uranet ved en gitt nøytrontetthet. Enheten for slike reaksjonstverrsnitt er barn; 1 barn = 10^{-24} cm^2. Multipliserer vi reaksjonstverrsnittene uttrykt i «barns» med antal atomer pr. cm^3, får vi de såkalte «markroskopiske» virkningstverrsnitt som da får dimensjonene cm^{-1}.

moderatoratomene). De termiske nøytroner som trenger inn i uranstavene vil bare kunne gi nye fisjoner ved å fanges inn i U^{235}. Fisjonstverrsnittet for U^{235} er på den annen side meget stort, ca. 580 «barns» for termiske nøytroner. Derfor vil det være av avgjørende betydning for nøytronøkonomien i reaktoren å få en effektiv nedbremsing av nøytronene i moderatoren, i vårt tilfelle D_2O.

3.1. *Beregning av* ε.

Beregningen av ε, den «hurtige fisjonsfaktor» er ikke så enkel som en kanskje skulle tro i første omgang. Denne faktor er avhengig av diameteren på uranstaven og dessuten av en rekke tverrsnitt for *hurtige* nøytroner så som innfangningstverrsnitt, elastisk og uelastisk sprednings-tverrsnitt og fisjonstverrsnittet. Da disse tverrsnittene er forholdsvis dårlig bestemt ved eksperimenter, vil det bli en nokså stor usikkerhet i beregningen av ε av denne grunn. Heldigvis er ε i de fleste tilfelle ikke så stor at den spiller en avgjørende rolle for beregningene av k_∞. For en reaktor av den typen vi her behandler vil den være omkring 1.03. Av tabell 1 kan vi forøvrig se hvordan ε varierer med diameteren av uranstavene. (Det er forutsatt naturlig forekommende uran).

Tabell 1.

ε for forskjellige diametre av uranstaver

Diameter(cm)	0	1	1.5	2	2.5	3
ε	1.000	1.012	1.017	1.023	1.029	1.032

Vi skal ikke gå mer i detaljer med hensyn til ε. Vi kan bare fastslå at den er en konstant som vil være gitt når vi har bestemt oss for hvilken diameter uranstavene i reaktoren skal ha, og hvilken anrikning vi har. (Med anrikning menes her % U^{235} i uranet).

3.2. *Beregning av* p.

De hurtige nøytronene som bremses ned i moderatoren vil etter en viss tid få en energifordeling som vil være gitt ved en Maxwellfordeling og en «1/E fordeling», vi vil ha både termiske og epitermiske nøytroner i reaktoren. Med epitermiske nøytroner mener vi da nøytroner med energi over ca. 0.4 eV. De epitermiske nøytroner vil når de treffer uranstaver ha en meget stor sannsynlighet for å innfanges i U^{238} da denne kjerne i energiområdet 5 eV–500 eV har kraftige resonanser. (Absorbsjonstverrsnitt på opp til 5000 barns). Nøytroner som innfanges i U^{238} vil i første omgang være tapt for kjedeprosessen. Vi må derfor beregne sannsynligheten for at nøytronene skal unngå resonansinnfanging i U^{238}, den såkalt resonanspassasjefaktoren p.

En fullstendig beregning av p ut fra reaktorens geometri og med anvendelse av målte absorbsjonstverrsnitt for U^{238} i det energiområdet det er tale om, er en meget komplisert beregning. Det skyldes ikke minst at det er en mengde resonanser i U^{238} i dette energiområdet, og det er først i de senere år at eksperimentalteknikken på dette området er blitt så forfinet at en har kunnet løse opp alle de mest betydningsfulle resonansene. I mange år var en henvist til å benytte det en har kalt det effektive resonansintegralet for U^{238} ved beregning av p, og det vil vi også gjøre her i vårt eksempel.

Ved å foreta spesielle eksperimenter kunne en bestemme det antall nøytroner med energi over ca. 0.4 eV som ble absorbert av en U^{238} prøve. Det viser seg at det såkalte «effektive resonansintegralet» avhenger av overflaten og av massen av uranprøven. Vi kan her ganske enkelt kalle dette effektive virkningstverrsnittet for innfangning i U^{238} for RI (resonansintegralet for U^{238}).

For å kunne komme frem til en nøyaktig teori for p må en foreta et nøyere studium av nøytronenes nedbremsing i D_2O. Grunnleggende trekk av denne teori ble utviklet av Fermi allerede i årene før siste verdenskrig. Nedbremsingsprosessen kan studeres ut fra rent mekaniske begreper sålenge nøytronenes energi er over termiske energier. En antar elastiske kollisjoner mellom nøytronene og moderatorkjernene (i vårt eksempel D_2O) og at spredningen er isotrop i tyngdepunktsystemet. Det viser seg at disse forenklinger gjelder med meget god tilnærmelse i det energiområdet det her er tale om. Det vil føre for langt å gi en detaljert fremstilling av selv denne forenklede nedbremsingsteori her. En kommer som sluttresultat frem til en forbausende enkel formel for p, (etter innføring av diverse approksimasjoner, særlig når det gjelder beregningen av den romlige fordeling av de epitermiske nøytroner i og omkring uranstaven). Formelen som kan brukes med god nøyaktighet på vår tungtvannsreaktor er

$$p = e^{-\frac{N_0 V_0}{V_1 \xi \Sigma_s} \cdot RI} \qquad (6)$$

Her betyr N_0 antall U^{238} atomer pr. cm^3 i uranstavene, V_0 volumet av uranstavene i reaktoren, V_1 volumet av tungtvannet, $(\xi\Sigma_s)$ er en konstant som karakteriserer nedbremsingseffektiviteten for vår moderator, og RI er som tidligere angitt resonansintegralet. ξ er egentlig det midlere logaritmiske energitap pr. kollisjon og Σ_s er spredningstverrsnittet for moderatoren for nøytroner i resonansområdet. ξ er størst for hydrogen og minst for de tyngste kjernene. Da også absorbsjonen i moderatoren er meget vesentlig for nøytronbalansen, vil en størrelse som $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$, karakterisere moderatormaterialet meget godt. (Σ_a er absorbsjonstverrsnittet for moderatoren). Det kan nevnes at denne størrelse er 70 for H_2O og 12000 (!) for D_2O.

I vårt eksempel med uranmetallstaver vil RI være omkring 11 barn og $\xi\Sigma_s$ omtrent 0.18 cm^{-1} for D_2O. En finner da at $p = 0.88$ så 12 % av de hurtige nøytroner som bremses ned taper vi i resonansene i U^{238}.

3.3. *Utregning av* f.

Faktoren f angir den brøkdel av de termiske nøytroner som absorberes i uranet. En tilnærmet beregning av f kan skje med forholdsvis enkle formler. Skal en beregne f nøyaktigere må en først foreta en beregning av energispektret av de termiske nøytronene. Det er oftest en komplisert beregning særlig fordi dette spektrum er rom-avhengig. I moderatoren er spektret ofte godt representert ved en Maxwellfordeling, mens det inne i uranet vil være «hardere», dvs. ha relativt mer av nøytroner med høyere energi. (En uttrykker dette ved å si at «nøytrontemperaturen» er høyere i uranet enn i moderatoren).

Den mengden nøytroner som absorberes i uranet i vår reaktor vil være gitt ved formelen:

$$(7)\quad f = \frac{\bar{\Sigma}_u V_u \bar{\Phi}_u}{\bar{\Sigma}_u V_u \bar{\Phi}_u + \bar{\Sigma}_{Al} V_{Al} \bar{\Phi}_{Al} + \bar{\Sigma}_M V_M \bar{\Phi}_M}$$

Her betyr $\bar{\Sigma}_u, \bar{\Sigma}_{Al}, \bar{\Sigma}_M$ midlere absorbsjonstverrsnittet for termiske nøytroner for uranet, aluminiumet rundt stavene og for moderatoren (D_2O) respektive. V_u, V_{Al} og V_M betyr volumene av uran, aluminium og D_2O i reaktoren. $\bar{\Phi}_u$, $\bar{\Phi}_{Al}$ og $\bar{\Phi}_M$ er den midlere termiske nøytronfluks i uran, aluminium og moderator. Det er de siste størrelsene som er vanskeligst å beregne med stor nøyaktighet, og for disse tyr en ofte til eksperimentelle verdier dersom disse finnes for den type reaktor en er interessert i å konstruere. For et reaktorsystem som det vi har som eksempel vil f være omtrent 0.98. Det er nokså avgjørende å få en høy f-verdi for en reaktor med naturlig uran som brensel. Derfor stilles det i alminnelighet store krav til renheten av den aluminium og det moderatormaterialet som skal nyttes. De må ikke inneholde stoffer med høye absorbsjonstverrsnitt for termiske nøytroner. (Dersom en får f. eks. kadmium inn i reaktoren vil det føre til en meget lavere f-verdi, og kjedereaksjonen kan stoppes på denne måte).

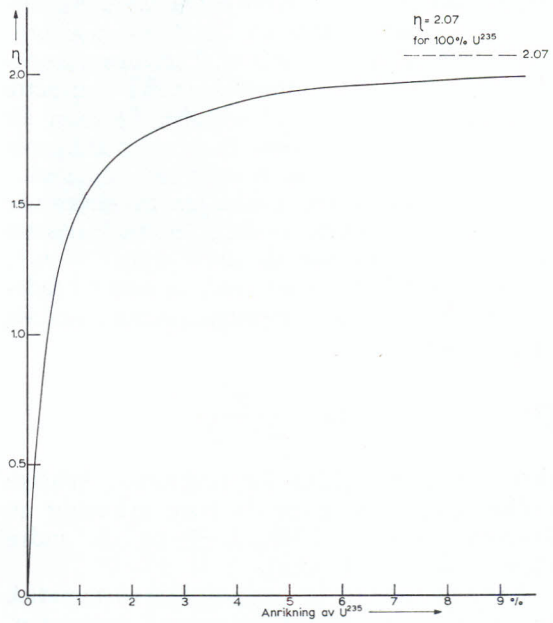
3.4. η, *antall hurtige nøytroner pr. absorbert termisk.*

Faktoren η som vi også må ta med, angir antall hurtige nøytroner som frigis pr. termisk nøytron absorbert i brenselet. Vi ser at i det eksempelet vi har valgt er produktet av $\varepsilon \cdot p \cdot f = 1.03 \cdot 0.88 \cdot 0.98 = 0.888$. Dette er jo mindre enn 1, så skal vi ha håp om å få noen kjedereaksjon i gang, må η være endel større enn 1.

η vil være gitt ved formelen

$$(8)\quad \eta = \nu \cdot \frac{\Sigma_f^{235}}{\Sigma_a^{235} + \Sigma_a^{238}}$$

Her betyr ν det midlere antall hurtige nøytroner pr. fisjon, Σ_f^{235} er fisjonstverrsnittet



FIGUR 3
η SOM FUNKSJON AV ANRIKNINGEN

for U^{235}, Σ_a^{235} er absorbsjonstverrsnittet for U^{235} og Σ_a^{238} absorbsjonstverrsnittet for U^{238}, ν er ved målinger funnet til 2.43 og for naturlig uran har vi $\Sigma_f^{235} = 0.20\ cm^{-1}$, $\Sigma_a^{235} = 0.24\ cm^{-1}$ og $\Sigma_a^{238} = 0.13\ cm^{-1}$. Dette gir $\eta = 1.335$. En ser at η kun er avhengig av uranstavens anrikning. I Fig. 3 har vi tegnet opp η som funksjon av uranstavens anrikning, (% U^{235}).

Vår reaktor har da en k_∞ som er

$$k_\infty = \varepsilon \cdot p \cdot f \cdot \eta = \\ = 1.029 \cdot 0.88 \cdot 0.98 \cdot 1.335 = 1.185$$

k_∞ vil være sterkt avhengig av anrikningen på grunn av at η er så sterkt influert av denne.

4. *Beregning av reaktorens kritiske størrelse.*

Ut fra k_∞ alene kan en ikke avgjøre om den reaktoren vi planlegger vil kunne bli kritisk. Det vi må beregne for å avgjøre dette er den effektive multiplikasjonsfaktoren, k_{eff} som også tar hensyn til lekkasjen av nøytroner ut fra reaktoren. En nødvendig betingelse for at vi skal kunne få en brukbar reaktor er imidlertid av $k_\infty > 1$. Har beregningen vist at $k_\infty < 1$, betyr det jo at reaktoren ikke vil gå kritisk uansett hvor stor vi lager den.

Ut fra en enkel betraktning kan vi se at det er en og kun en bestemt størrelse av reaktoren som gir en kritisk reaktor. Vi tenker oss at vi har en kuleformet kritisk reaktor med radius r_0. For en kritisk reaktor må vi ha at produksjonen av nøytroner må være lik absorbsjonen pluss lekkasjen. Produksjonen foregår i hele reaktorens volum, likeledes absorbsjonen, begge er volumeffekter. Vi kan sette produksjonen lik $\alpha \cdot r_0^3$ og absorbsjonen lik $\beta \cdot r_0^3$ der α og β er visse konstanter avhengig av anrikning og mengden uran osv., men uavhengig av størrelsen. Lekkasjen av nøytroner derimot er en overflate-effekt, og vi kan sette den lik γr_0^2. Vi har da $\alpha r_0^3 = \beta r_0^3 + \gamma r_0^2$. Vi ser at det bare er en verdi r_0 som tilfredsstiller ligningen for nøytronbalansen, nemlig r_0 gitt ved:

$$(9) \qquad r_0 = \frac{\gamma}{\alpha - \beta}$$

dette er da uttrykket for reaktorens kritiske radius. (α, β og γ er da bare avhengig av *konsentrasjonene* av U^{235}, U^{238} og de andre elementene i reaktoren).

For å nå frem til en mer nøyaktig matematisk formulering av nøytronbalansen i reaktoren, må vi finne eksakte uttrykk for lekkasjen fra reaktoren, og for produksjonen og absorbsjonen. Vi skal her bare omtale den enkleste teorien, engruppeteorien. Vi antar da at produksjon, absorbsjon og lekkasje skjer ved en og samme energi av nøytronene. Dette er en grov forenkling og nøyaktigheten av beregningen blir svært dårlig i mange tilfelle, men det vil gi den enkleste matematiske formulering av problemet, og vi vil derfor begrense oss til denne teori.

Vi kan først sette opp en ligning for nøytronbalansen i et volumelement i reaktoren. Innen et volumelement hvor nøytronfluksen er $\Phi(r)$ vil absorbsjonen av nøytroner være $\Sigma_a \Phi(\vec{r})$, der Σ_a er det midlere absorbsjonstverrsnittet for nøytronene i reaktoren. Produksjonen i et volumelement vil være bestemt av k_∞ for det systemet vi har, den er $k_\infty \cdot \Sigma_a \cdot \Phi$ fordi vi for hvert nøytron absorbert får dannet k_∞ nye nøytroner. Ved nå også å finne et uttrykk for lekkasjen fra volumelementet får vi etablert en differensialligning for nøytronbalansen.

Nøytronstrømmen $\vec{J}$ er gitt ved et uttrykk $\vec{J} = -D \operatorname{grad} \vec{\Phi}$, der D er diffusjonskoeffisienten for den reaktor vi betrakter. Lekkasjen vil være gitt som div $\vec{J}$. Altså får vi at lekkasjeleddet blir div $(-D \operatorname{grad} \Phi)$ som kan skrives $-D\nabla^2\Phi$, vi antar D å være en konstant for hele reaktoren. Vi får altså som differensialligning for en kritisk reaktor

$$(10) \qquad -D\nabla^2\Phi + \Sigma_a\Phi = k_\infty \Sigma_a \Phi$$

$$(11) \qquad D\nabla^2\Phi + (k_\infty - 1)\Sigma_a\Phi = 0$$

Dette kan skrives

$$(12) \qquad \nabla^2\Phi + B^2\Phi = 0$$

Her er nå konstanten B^2 bestemt av ligningen

$$(13) \qquad B^2 = \frac{(k_\infty - 1)\Sigma_a}{D}$$

Denne B^2 er kun avhengig av materialene i reaktoren.

Ligning (12) må nå løses under hensyntagen til reaktorens størrelse og geometri. Vi tenker oss at vi vil konstruere en sylindrisk reaktor med radius R og høyde H. Ligning (12) er jo en velkjent type fra andre områder i fysikken. Grensebetingelsen er at $\Phi(\vec{r}) = 0$ på sylinderens overflate eller egentlig på den «ekstrapolerte» overflaten av reaktoren (en overflate

som ligger litt utenfor den fysiske overflaten). En kan vise at det bare er den laveste egenverdi og dennes tilhørende egenfunksjon som er av betydning *i en kritisk reaktor*. For en sylinder får vi derfor:

$$(14) \qquad B^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2.405}{R}\right)^2$$

$$(15) \qquad \Phi = A \cdot J_0 \left(\frac{2.405}{R} r\right) \cos\left(\frac{\pi}{H} z\right)$$

(Her betyr J_0 en vanlig Besselfunksjon med index 0). Nå blir betingelsen for at vi skal ha en kritisk reaktor at dennes høyde og radius må være slik at B^2 ut fra (14) gir nøyaktig samme B^2 som regnet ut med (13).

Vi får altså flere muligheter når vi skal konstruere en reaktor. Enten kan vi starte ut fra en viss sammensetning av materialene i reaktoren, og da vil k_∞, Σ_a og D og dermed B^2 ut fra ligning (13) være gitt. Da må vi, for å få en kritisk reaktor, velge H og R slik at B^2 regnet ut med formel (14) gir nøyaktig samme verdi. Eller en kan bestemme seg for reaktorens størrelse først, da er B^2 gitt ut fra ligning (14). Da blir en nødt til for å få reaktoren kritisk, å velge *materialsammensetningen* i reaktoren (U^{238} til U^{235} forholdet, forholdet mellom uranmengde D_2O mengde, osv.) slik at B^2 regnet ut med (13) gir samme verdi.

Det er en forholdsvis enkel sak nå å finne uttrykk for den effektive multiplikasjonsfaktoren. Lekkasjen ut fra reaktoren er bestemt av Σ_a, D og B^2 *regnet ut fra formel* (14). En får da følgende uttrykk for k_{eff}

$$(16) \qquad k_{eff} = \frac{k_\infty}{1 + \frac{D}{\Sigma_a} B^2}$$

For en kritisk reaktor skal k_{eff} være nøyaktig lik 1. (Setter vi inn B^2 fra ligning (13) i uttrykket for k_{eff} får vi $k_{eff} \equiv 1$). Vi ser her at den effektive multiplikasjonsfaktoren er bestemt av både reaktorens sammensetning som gir k_∞, D og Σ_a, og av reaktorens størrelse og geometri som gir B^2.

Vi ser av formel (14) at når H øker avtar B^2 og k_{eff} vil øke med H. Dette forholdet kan en utnytte ved oppstartingen av en reaktor som JEEP i det en gradvis øker høyden av tungtvannet i tanken. En starter med tom tank, $H = 0$ og $B^2 = \infty$ som gir $k_{eff} = 0$. Ved å pumpe inn vann vil en gradvis øke H til den kritiske vannstand da $k_{eff} = 1$. Ved å gjøre reaktoren litt overkritisk kan en så øke nøytronfluksen Φ til en bestemt størrelse som gir den ønskede energiutvikling i det jo effekten er proporsjonal med nøytronfluksen Φ.

I det eksempel vi tidligere har studert med uranstaver i tungtvann vil vi ha at B^2 regnet ut fra k_∞, Σ_a og D etter ligning (13) blir omtrent 30 m^{-2}. Antar vi nå at vi har en sylindrisk reaktor med radius 1 m må vi avpasse høyden slik at B^2 regnet fra formel (14) også blir 30 m^{-2}. En høyde på ca 60 cm vil gi denne verdi for B^2. Dette stemmer dårlig med den høyden vi har i JEEP reaktoren på Kjeller, den er jo ca 1.9 m. Grunnen til denne dårlige overensstemmelse mellom teori og praksis er først og fremst at engruppeteorien er for unøyaktig.

Ved å bruke den såkalte togruppeteorien som også tar hensyn til de epitermiske nøytroner i reaktoren får en $B^2 = 9\ m^{-2}$ som gir en høyde på omtrent 1.8 m. Denne overensstemmelse er jo mye bedre. Men det er enda en rekke effekter vi har helt sett bort fra i vår enkle teori, blant annet virkningen av grafittreflektoren rundt reaktortanken, så overensstemmelsen mellom teori og målt verdi er nok noe tilfeldig i det eksempelet vi har studert.

En nøyaktig beregning av den kritiske størrelse av en reaktor utføres nå best ved å bruke elektroniske regnemaskiner. Det er dermed mulig å benytte meget avanserte matematiske metoder. I steden for en- eller togruppeteori er det nå mulig å gjøre regningene med for eksempel 80 grupper, hvilket vil si at nøytronspektret i reaktoren deles opp i 80 energi intervaller og viktige parametre som Σ_a og D beregnes for hver gruppe. Nøytrondiffusjonen i reaktoren kan også beregnes nøyaktigere ved hjelp av regnemaskiner, idet de kompliserte integralligningene en har i transportteorien kan omformes til systemer av differensialligninger som løses numerisk på ganske kort tid.

Den enkle teorien som er skissert for uranreaktorer i denne artikkel vil likevel forhåpentlig gi noe bidrag til forståelsen av reaktorens virkemåte.

LITTERATUR:

[1] *Fermi, E.*: «Elementary Theory of the Chain-reacting Pile», Science, Vol. 105, January, 1947.

[2] *Wigner, E. P.*: «Theoretical Physics in the Metallurgical Laboratory of Chicago», Journal of Applied Physics, Vol. 17, No. 11, 1946.

[3] *Weinberg, A.*, and *E. P. Wigner*: «The Physical Theory of Neutron Chain Reactors», The University of Chicago Press, Chicago 1958.

Newton og prismet

J. A. Lohne

Det er tre hundre år siden *Newton* for alvor begynte å undersøke lysets fargespredning. Slik son hans prismeforsøk omtales i moderne lærebøker, ser de enkle ut og lette å etterligne, men det er bare noe den vanlige overfladiske beskrivelse får en til å tro. Det er heller ikke nok å undersøke et spektrum gjennom et spektroskop om en skal ane hvilken nitid planlegging og hvilke detaljerte beregninger som gikk forut for *Newton*'s eksperimenter. Nåtidens laboratoriefysikere bruker fast lyskilde og har rikelig tid til observasjon og utmåling. *Newton* som nyttet solstråler, måtte stadig justere de løse komponenter i sin apparatur etter solens gang. Han har beskrevet sine forsøk i *Opticks* (1704) som nå er lett tilgjengelig i billige utgaver. Boken anbefales til studium for alle som steller med spektroskopi eller som underviser i fysikk i skolen. I denne artikkel skal vi se mer geometrisk på strålenes gang gjennom prismet. De matematiske problemer ved brytingen i prismer finner en lite om i den populært anlagte *Opticks*, men desto mer i *Newton*'s optiske forelesninger av 1670 og 1671. Disse foreligger bare på latin samt i en russisk og i en slemt amputert engelsk oversettelse.

Newton brukte som regel symmetrisk stilling av prismet, slik at han fikk lik strålebryting ved inngang og utgang. For å innse fordelen ved dette, vil vi utlede noen uttrykk om brytingsvinkelens variasjon. Innfallsvinkelen kaller vi i og brytingsvinkelen r.

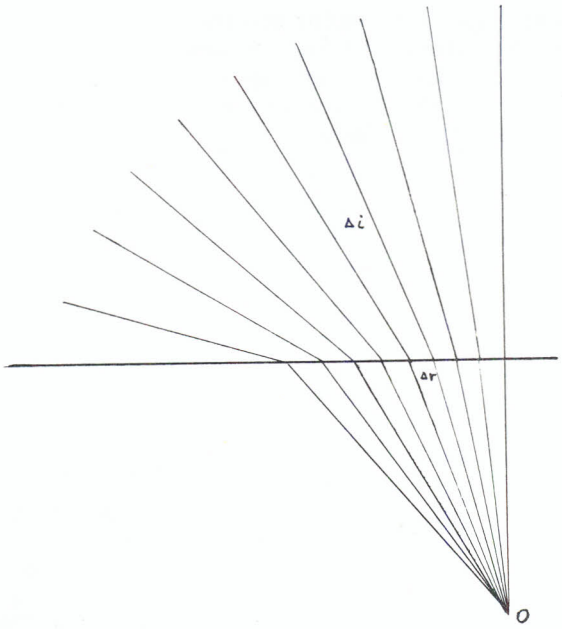
$$\sin i = n \sin r$$

$$\frac{di}{dr} = n \frac{\cos r}{\cos i}$$

$$\frac{d^2i}{dr^2} = \frac{\operatorname{tg} i}{\cos^2 i}(n^2 - 1)$$

På figur 1 ser vi hvordan homosentriske lysstråler med innbyrdes mellomrom $\Delta r = 5^0$ går fra glass (n = 1,5) til luft. Der er strålene fremdeles divergerende, men vinklene (Δi) mellom to påfølgende stråler vokser med voksende i, noe som også fremgår av at den annen deriverte er positiv.

Cand. real. J. A. Lohne er lektor ved Flekkefjord komm. høgre almenskole.



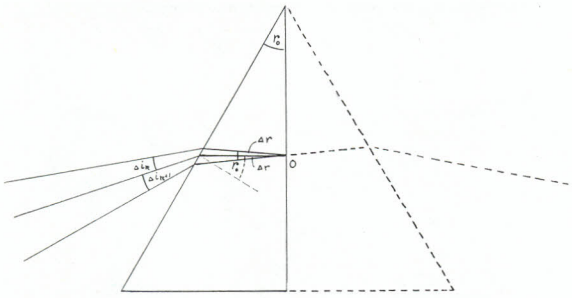
Figur 1. Stråler med innbyrdes mellomrom 5° går fra vann opp i luft. Der vokser vinkelavstanden mellom to påfølgende stråler med deres avstand fra innfallsloddet.

Brytingsvinkel r	Innfallsvinkel i	Tilvekst Δi
0°	0°	7°30′,7
5°	7°30′,7	7°33′,4
10°	15° 4′,1	7°46′,8
15°	22°50′,9	8° 1′,1
20°	30°52′	8°28′,4
25°	39°20′,4	9°15′
30°	48°35′,4	10°46′,1
35°	59°21′,5	14°15′,5
40°	74°37′	

Gjennom prismet på figur 2 går to stråler, den ene symmetrisk, men innfallsvinkel i_0 og brytingsvinkel r_0, og en annen med vinkler $i_0 + \Delta i$ og $r_0 + \Delta r$. Vi vil her betrakte prismets halveringsplan som et speil, slik at 0 blir felles utgangspunkt for stråler som går fra glass til luft. Da Δi_{n+1} ifølge ovenstående er større enn Δi_k, innser vi med *Newton* at den usymmetriske strålen får større totalavbøyning enn den symmetriske stråle. Den siste gir altså minimal avbøyning.

Newton beviste også at *fargespredningen* blir minimal ved den symmetriske strålegang.

Når den innfallende strålen ikke ligger i et hovedsnitt av prismet, lønner det seg å nytte *Newton*'s omforming av brytningsloven:



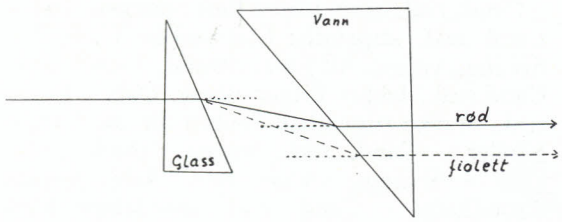
Figur 2. Strålegang gjennom prisme. Hvis en betrakter halveringsplanet som et speil, vil den symmetriske stråle reflekteres i seg selv. En nabostråle vil på undersiden vise større avvik fra den symmetriske stråle enn på oversiden.

$$\frac{\sin u_i}{\sin u_r} = n$$

u_i er her vinkelen mellom innfallsstrålen og et vilkårlig plan gjennom innfallsloddet, og u_r er den brutte stråles vinkel med samme plan. Denne sinuslov inneholder som spesialtilfeller både den vanlige brytingslov og loven om at den brutte stråle vil ligge i innfallsplanet.

I alminnelighet endres synsvinkelen mellom to nabostråler dersom de må passere et prisme for å nå øyet. Men hvis begge stråler går nesten symmetrisk gjennom prismet, vil synsvinkelen ikke forandres merkbart. Da vil altså en liten gjenstand ikke fordreies dersom en ser på den gjennom prismet, noe som er svært sjenerende ved usymmetrisk strålegang. Men dispersjonen gir gjenstanden en farget rand øverst og nederst, dersom en holder den brytende kant horisontalt. Dette nyttet *Newton* i sine tidligste prismeforsøk, hvor han holdt prismet opp foran øyet. Først i 1665–66 begynte han å avbøye en solstråle med prismet og betrakte skjermspektret.

Som påpekt i de fleste lærebøker trodde *Newton* at fargespredningen alltid vokste med voksende brytingstall n. Den dypere grunn til denne feiloppfatning skyldes nok den teori om lysets korpuskelnatur som han utbygget



Figur 3. *Newton* lot kvitt lys gå gjennom to forskjellige prismer som han laget slik at strålen etter utgangen ble parallell med den innfallende stråle. Han trodde at de røde og fiolette stråler da ble innbyrdes parallelle.

på grunnlag av antydninger hos *Boyle*. Videre opererte han med *Descartes'* brytingslov $\sin i/\sin r = v_r/v_i$ og ikke med den riktige lov $\sin i/\sin r = v_i/v_r$ som *Fermat* hadde utledet noen år før sin død i 1665. v_i betyr her lyshastigheten i luft og v_r hastigheten i det optisk tettere medium.

I *Opticks* prøvde *Newton* å anføre et eksperiment som støtte for sin feilaktige dispersjonslov. Han sendte en rød stråle gjennom både glass- og vannprismer som var dimensjonert slik (figur 3) at totalavbøyningen ble null. Han mente han kunne konstatere at da ville også de andre stråler, spesielt den fiolette, få totalavbøyning lik null. Disse forsøk fra 1690-årene var ikke så samvittighetsfulle som hans ungdoms prismeforsøk, og hans resultater ble på to viktige punkter helt feilaktige. Men hvis vi godtar *Newton*'s formentlige erfaring om samtidig nullavbøyning for alle fargestråler og dessuten opererer med *Keplers* tilnærmete brytingslov

$$i - r = (u - 1)r\,,$$

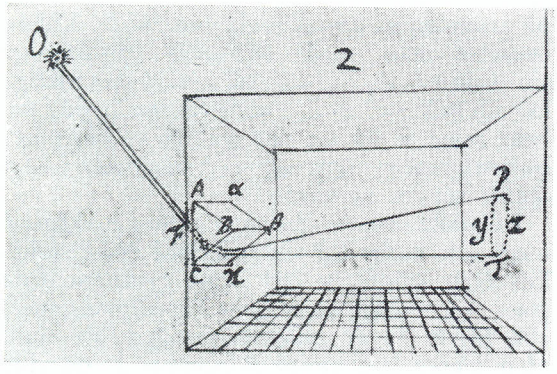
følger derav at $n_f - 1$ er proporsjonal med $n_r - 1$. For glass viste *Newton*'s målinger at

$$n_f - 1 = \frac{28}{27}(n_r - 1)$$

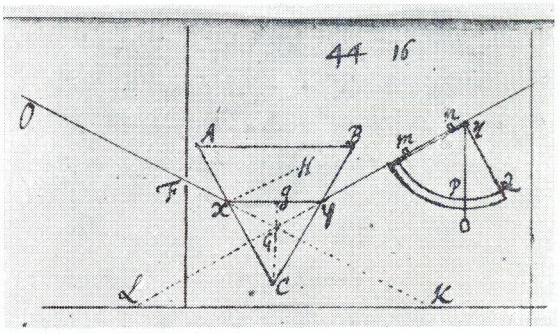
(n_r er brytingstallet (for rødt, n_f for fiolett lys).

og *Newton* lot samme relasjon gjelde for alle brytende stoffer. Dermed benektet han muligheten for å oppheve fargespredningen ved å sette sammen linser av forskjellig glass. Tross *Newton*'s forsikringer (i den berømte avhandling av februar 1672) om det motsatte, lot han seg lede for meget av forutfattede meninger og lot ikke alltid eksperimentene tale sitt eget språk.

Men som den skarpe iakttaker *Newton* også kunne være, la han undertiden merke til fenomener som han ikke forutså teoretisk. Når en stråle sendes fra glass til luft under en meget spiss vinkel med grenseflaten, blir strålen som regel totalreflektert. *Newton* oppdaget at denne totalrefleksjon uteblir når luftskiktet utenfor er svært tynt. Nyere forsøk har vist at skiktet må være tykkere enn lysets halve bølgelengde. *Newton* mente også at strålen ikke fikk noen brå knekk i refleksjonspunktet, men at den gikk i en ørliten bue. Forsøk fra nyeste tid har vist at lyset virkelig går i bue ved totalrefleksjon. Om en forsølver en totalreflekterende flate, vil den reflekterte stråle bli litt parallelforskjøvet.



Figur 4. *Newton*'s egen tegning til det enkleste av hans prismeforsøk. Ms. Add. 4002 i Universitetsbiblioteket i Cambridge.



Figur 5. *Newton*'s egen tegning til den symmetriske strålegang. Ms. Add. 4002 I Universitetsbiblioteket i Cambridge.

Året 1665 var et merkeår i optikkens historie. Da utkom *Grimaldi*'s *Physico-Mathesis* med påvisning av lysets diffraksjon. *Hooke* sendte ut sin *Micrographia* hvor han bl. a. undersøkte fargeringene i tynne filmer, og hvor han fremsatte en bemerkelsesverdig pulsteori om lyset. Men først og fremst skal vi huske 1665 som året da *Newton* begynte å dissekere solstrålen med et glassprisme. Universitetsbiblioteket i Camridge har stillet til rådighet to fotografier av *Newton*'s tegninger i hans første versjon av de optiske forelesninger.

Den matematiske fremstilling i artikkelen følger stort sett *Newton*'s tankegang. Rent formelt er fremstillingen endret nokså meget for å gjøre den lettere for moderne lesere.

Nye medlemmer av Norsk Fysisk Selskap

Styret i Norsk Fysisk Selskap har foran årsmøtet 1965 innvalgt følgende nye medlemmer i selskapet:

Siv.ing. Bjørn Asphaug, Kristiansand – Dr. Birger Bergersen, Trondheim – Siv.ing. Bjørn S. Blomsnes, Halden – Forsker Finn Bryn, Horten – Cand. real., vit.ass. Torleiv Buran, Oslo – Siv.ing., vit.ass. Kjell Inge Daae, Trondheim – Dr., bestyrer Alv Egeland, Oslo – Siv.ing., forsker Helge Ekre, Kjeller – Siv.ing., vit.ass. Helge Engan, Trondheim – Cand. real., forskn.stipendiat Egil Fett, Oslo – Siv.ing. forsker Tore Gjelsvik, Trondheim – Cand. real., vit.ass. Lars Audun Edvard Koren Hambro, Oslo – Siv.ing. Frode Lars Hansen, Bergen – Cand. real., univ.lektor Håkon Hansen, Oslo – Siv.ing., vit.ass. Kjell Gunnar Henriksen, Trondheim – Cand. real., vit.ass. Lars H. Herland, Bergen – Siv.ing., høgskolestipendiat Ola Hunderi, Trondheim – Siv.ing., forsker Erling Huse, Trondheim – Siv.ing., disponent Ralph Høibakk, Trondheim – Cand. real., vit.ass. Finn Ingebretsen, Oslo – Siv.ing., stipendiat Kjell Arne Ingebrigtsen, Trondheim – Cand. real., stipendiat Odd Erik Johansen, Oslo – Cand. real., vit.ass. Erling Kjellsby, Oslo – Cand. real., vit.ass. Arne Klovning, Bergen – Cand.real., univ.stipendiat Jørgen Bernhoft Knoff, Oslo – Siv.ing., institutt-ingeniør Jarle Krogstad, Trondheim – Cand. real., lektor Jakob Lingås, Lillehammer – Siv.ing., vit.ass. Ole Johan Løkberg, Trondheim – Siv.ing., instituttingeniør Tore Høe Løvås, Trondheim – Cand. real., Egil Nissen Martens, Kjeller – Cand. real., univ.lektor Gustav Adolf Marthinsen, Oslo – Dr. Michael Henry Mentzoni, Waltham, Mass., U. S. A. – Siv.ing. Harald Bjørn Michalsen, Trondheim – Cand.real. Knut Møglestue, Kjeller – Cand. real., vit.ass. Jostein Nyberg, Oslo – Siv.ing. Gunnar Nåvik, Trondheim – Siv.ing., stipendiat, Svein Otto Olsen, Kjeller – Dr., univ.lektor Erling Pytte, Oslo – Cand. real., univ.stipendiat Sjur Refsdal, Oslo – Cand. real., vit.ass. Harald Rødberg, Oslo – Siv.ing., høgsk.stipendiat Turid Sigmond, Trondheim – Cand. real., lektor Vebjørn Skjelbred, Laksevåg – Cand. real., univ.lektor Egil Spangen, Oslo – Cand. real., stipendiat Egil Stokke, U. S. A. – Siv.ing., vit.ass. Alf Einar Strand, Trondheim – Cand.real., lektor Birger Styve, Oslo – Cand. real., forskn.stipendiat Audun Brede Tveter, Kjeller – Cand. real., vit.ass. Hårek Tøfte, Oslo – Siv.ing., vit.ass. Bård Asbj. Tøtdal, Trondheim – Cand. real. univ.lektor Kjell Frode Vøyenli, Oslo – Professor Arthur B. Winterbottom, Trondheim – Cand. real., lektor Arvid Ødegård, Vinstra – Cand. real., vit.ass. Torbjørn Aasmundstad, Oslo.

Mössbauereffekten og dens mulige anvendelser i krystallografien

II. Anvendelser

Bjørn Pedersen

Brukbare isotoper.

Vi har nå til rådighet γ-kvanter med meget liten energispredning, og vi har en metode til å måle energifordelingen. Energispredningen er bare ca. 10^{-9} eV, eller med andre enheter bare 10^{-7} kcal/mol. I den utstrekning kjernen er koblet til elektronene omkring den vil vekselvirkningsenergier av denne størrelsesorden kunne detekteres. Før vi kommer inn på disse forhold vil vi bare kort se på hvilke kjerner, hvilke isotoper, som kan bringes i en slik lavtliggende eksitert tilstand at de kan brukes til Møssbauerspektroskopi.

I tabell I er gitt en liste over potensielle kjerner hvor Møssbauerresonans har vært detektert. Som man ser inneholder tabellen ingen isotop med atomnummer under ^{57}Fe. Dessverre er det til og med av denne listen bare noen få, som ^{57}Fe og ^{119}Sn, som er vel egnet.

Den største vanskelighet i ethvert Møssbauereksperiment er å lage en god emittor som må inneholde radioaktive nukleider. Som emittor for studier av jernforbindelser benytter man som oftest et preparat hvor radioaktiv $_{57}Co$ er diffundert inn i en metallisk matrise, vanligvis rustfritt stål. ^{57}Co går over til ^{57}Fe ved de kjerneprosesser som er vist i fig. 5. Både emittor og absorbator er gjerne fremstilt i form av tynne filmer, hvor tykkelsen er valgt slik at Møssbauerspredning vil være den dominerende spredningsmekanisme.

Anvendelser.

Vi skal nå komme inn på effekter som kan gi, og som har gitt i de aller siste år, verdifulle opplysninger om egenskaper ved faste stoffer. Det spektrum som er vist i fig. 4 er et typisk eksempel på de Møssbauerspektra som observeres når kjernene ligger i identiske omgivelser i emittor og absorbator, som ikke er magnetisk ordnet, og hvor kjernene sitter i gitterposisjoner med kubisk symmetri. Erstatter man nå absorbatoren med et stoff hvor kjernene ikke ligger i de samme omgivelser som i emittoren, vil man kunne observere et spektrum hvor Møssbauertoppen er forskjøvet og ikke lenger er symmetrisk fordelt om hastigheten $v = 0$. Dessuten kan et spektrum inneholde en finstruktur. Vi skal nå komme inn på forklaringen av disse fenomener. Først skal vi komme inn på forskyvningen som kalles enten den kjemiske forskyvning eller isomerforskyvningen.

Isomerforskyvningen.

Isomerforskyvningen skyldes at kjernen har en viss utstrekning som ikke er den samme i den eksiterte tilstanden som i grunntilstanden. Navnet isomerforskyvning kommer av at en kjerne i et eksitert nivå kalles en kjerneisomer. Når kjernen går fra den eksiterte tilstand til grunntilstanden, så vil den enten avta eller tilta i størrelse. Det at kjernen ikke kan betraktes som en punktladning vil føre til endringer i energileddet som skyldes Coulomb vekselvirkning mellom elektroner og kjerner. En nærmere analyse viser at det bare er de elektronene som har en viss sannsynlighet for å være innen kjernenes volum, altså s-elektronene, som vil føre til noen endring av betydning. Disse forhold er illustrert i fig. 6. Her

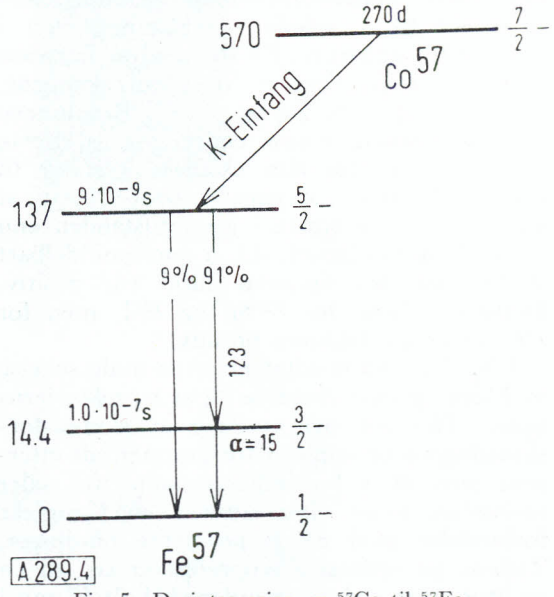


Fig. 5. Desintegrasjon av ^{57}Co til ^{57}Fe.

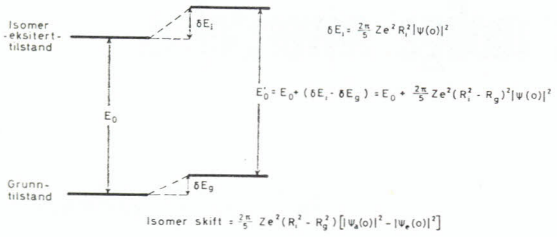


Fig. 6. Skjematisk angivelse av endringer i energinivåene når det tas hensyn til kjernens endelige volum.

er ΔE_q og ΔE_i den ekstra energi som kommer inn på grunn av innvirkningen med *s*-elektroner over den som kommer fra å betrakte kjernene som punktladninger. R_g er kjernens radius i grunntilstanden og R_i i den eksiterte tilstand. $|\psi(0)|^2$ er sannsynligheten for å finne et elektron innenfor kjernens volum. Sammenlikner man nå toppen i en absorbator med en bestemt emittor, så får man en forskyvning, en isomerforskyvning, som er proporsjonal med forskjellen i *s*-elektrontetthet i kjerneposisjonen i absorbator og emittor. Ved hjelp av det nederste uttrykket i fig. 6 kan man analysere den målte isomerforskyvning. Som man ser består uttrykket av et produkt av to faktorer hvor den første skyldes kjerneparametre og den andre skyldes forskjeller i *s*-elektrontetthet i kjernen. Den første faktoren i uttrykket må bestemmes fra forbindelser hvor *s*-elektrontettheten er kjent. Når denne faktoren på denne måte er bestemt, har man kalibrert isomerforskyvningen slik at man kan benytte den målte isomerforskyvning av andre forbindelser til å avlede *s*-elektrontettheten i kjernen fra spektrene. En slik analyse har vært gjennomført for flere av Mössbauerisotopene, som ^{57}Fe [5], ^{119}Sn [6] og ^{127}I [7]. Resultatene viser at kjernens volum endrer seg ca. 1 $^0/_{00}$ ved overgang fra den eksiterte tilstand til grunntilstanden. En negativ faktor betyr at kjernene er noe større i grunntilstanden enn i den eksiterte tilstand, slik at rent umiddelbart skulle man tro faktoren alltid var positiv. Dette er tilfelle for ^{119}Sn og ^{127}I, men for ^{57}Fe er denne faktoren negativ.

I fig. 7 er vist resultatene av en undersøkelse av Fluck og medarbeidere [8] av en rekke jernsalter. Her ser man tydelig at isomer-forskyvningene er samlet i tre grupper, alt etter-som jern er i forbindelsen som tre- eller to-verdige ioner eller sitter i en kompleks forbindelse med delvis kovalente bindinger. Tallene på ordinat-aksen refererer seg til en emittor laget ved å diffundere kobolt 57 inn i

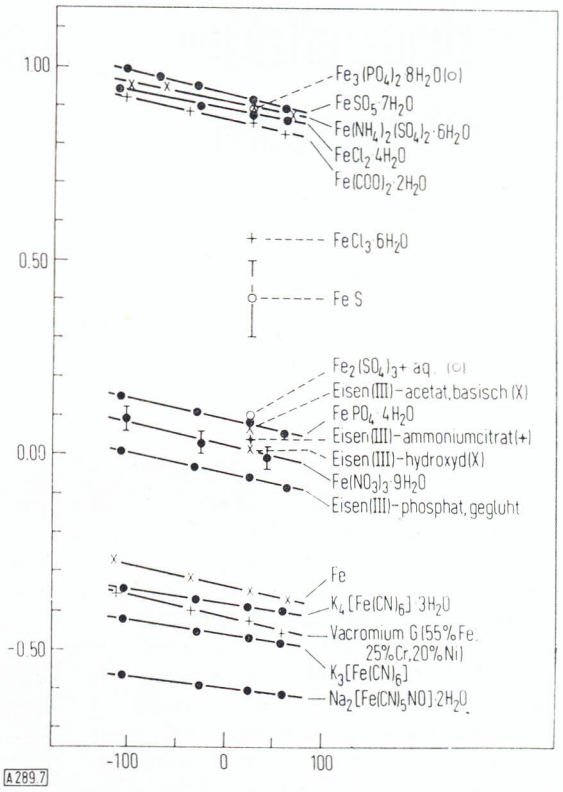


Fig. 7. Eksperimentelle isomerskift i en rekke jernsalter (8) målt som funksjon av temperaturen.

platina, og emittoren er holdt ved romtemperatur. Her er isomerforskyvningen målt som funksjon av absorbator-temperaturen, og som man ser er isomerforskyvningen temperaturavhengig. Denne temperatureffekt skyldes såkalt 2. ordens Doppler-forskyvning, og skyldes ikke temperaturavhengige endringer i elektronfordelingen.

Tolkningen av de målte isomerforskyvninger på basis av elektronstrukturen er ikke enkel. Først har man de direkte endringer i besetningen av 4 *s*-orbitalene, og dernest har man indirekte endringer som skyldes endringer i avskjerming av *s*-elektronene ved endringer i besetning av *d*-orbitalene. Det er derfor ikke anledning til å gå nærmere inn på enkelte eksemper her, vi kan bare understreke at isomerforskyvningene kan gi kvalitative eller semi-kvantitative opplysninger om bindingenes ionekarakter.

Finstruktur.

Fra fig. 8, hvor Mössbauerspektret av ferrocene er gjengitt [9], ser vi at toppene ikke bare er forskjøvet, men spektret inneholder også finstruktur. Denne finstruktur kan komme

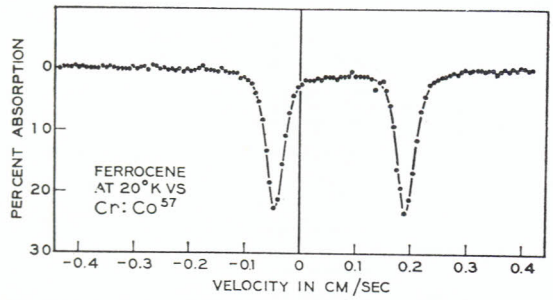


Fig. 8. Møssbauerspektrum av ^{57}Fe i ferrocene (9).

fra to forskjellige mekanismer. Den ene er vekselvirkningen mellom kjernens elektriske kvadrupolmoment enten i grunntilstanden eller i den eksiterte tilstand, og en elektrisk feltgradient i den posisjonen kjernen sitter i strukturen. Den annen mekanisme som kan gi en finstruktur i spektret er vekselvirkningen mellom et uparret elektron og det magnetiske dipolmoment av kjernen enten i grunntilstanden eller i den eksiterte tilstand. Den første av disse effektene kan gi opplysninger av strukturell interesse, og den andre kan gi opplysninger om lokale magnetfelt i kjernens posisjon i magnetisk ordnete forbindelser. Dessuten kan en nærmere analyse gi opplysninger om den eksiterte tilstand, slik som bestemmelse av kvadrupolmoment og magnetisk dipolmoment. Disse parametre er av primær interesse for kjernefysikere, men den numeriske verdien av disse parametre må være kjent før man kan avlede de strukturelle informasjoner som ligger i spektret. I spektret av ferrocene, fig. 8, skyldes finstrukturen en elektrisk feltgradient i den posisjonen jernkjernen sitter [9].

Elektrisk finstruktur.

Kjerner med spinn-kvantetall større enn 1/2 vil ha et elektrisk kvadrupolmoment. Både ^{57}Fe og ^{119}Sn har spinn-kvantetall 1/2 i grunntilstanden og følgelig intet kvadrupolmoment, men i den eksiterte tilstand har begge spinn-kvantetall 3/2. Vi skal derfor se litt nærmere på denne situasjonen.

Det elektriske kvadrupolmoment er en tensor, og den elektriske feltgradienten er en 2. ordens tensor, da den er gradienten av en vektor: det elektriske feltet. Men denne tensor kan diagonaliseres ved et fornuftig valg av koordinatsystem, slik at den kan karakteriseres av bare 3 komponenter. Av disse er bare 2 uavhengig variable, og som oftest velger man V_{zz} og en asymmetriparameter η, som de to uavhengige variable:

$$V_{zz} = eq \qquad \eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}$$

Komponentene V_{zz}, V_{xx} og V_{yy} velges gjerne slik at V_{zz} er den største komponenten og V_{xx} er større enn V_{yy}, slik at η vil være et positivt tall mellom 0 og 1.

Hamilton-operatoren for vekselvirkningen mellom den elektriske feltgradienten, ∇E, og quadrupole-momentet, Q, med de tilhørende energinivåer kan skrives på følgende form:

$$\varkappa = Q \cdot \nabla E$$
$$= \frac{eq \cdot Q}{4I(2I-1)}\left[3I_z^2 - I(I+1) + \frac{\eta}{2}(I_+^2 + I_-^2)\right]$$

$$E_Q = \frac{eq \cdot Q}{4I(2I-1)}\left[3\,m_I^2 - I(I+1)\right]\left(1 + \frac{1}{3}\eta^2\right)^{\frac{1}{2}}$$

Som man ser inngår bare det magnetiske kvantetallet i kvadrat i uttrykket, hvilket for en kjerne med spinn 3/2 betyr at man bare vil ha 2 tilstander med $M = \pm 3/2$ og $M = \pm 1/2$, som begge er dobbelt degenerert. Vi får følgelig to topper i et Mössbauerspektrum atskilt ved

$$\Delta E = \frac{1}{2} Q\, eq \left(1 + \frac{1}{3}\eta^2\right)^{\frac{1}{2}}$$

Dette uttrykket er et produkt av to størrelser, hvorav den ene er en kjerneparameter, Q, og den andre er avhengig av den elektriske feltgradienten, og det er ikke mulig å separere disse to eksperimentelt. Hittil har dette uttrykket hovedsakelig blitt brukt slik at man har prøvd å beregne feltgradienten i de tilfelle dette synes gjennomførbart, for så å avlede en verdi for Q fra den målte oppsplitting. Å beregne feltgradienten er dessverre ikke helt enkelt. For det første vil ioner rundt kjernen bidra til den elektriske feltgradienten, og for det andre vil elektroner i ikke-sfærisk-symmetriske skall rundt kjernen bidra. Dessuten vil begge bidrag modifiseres ved at det elektriske feltet vil polarisere elektronfordelingen, som igjen vil gi opphav til en elektrisk gradient. To undersøkelser av forskjellige jernsalter har ført til en verdi for det elektriske kvadrupolmoment for ^{57}Fe på henholdsvis 0.28 og 0.29 barn [1]. Så snart denne verdien blir noe bedre kjent kan elektriske feltgradienter avledes direkte fra Mössbauerspektrene, hvilket, ihvert-

fall prinsipielt, er en parameter som kan gi verdifulle opplysninger om ladningsfordelingen i faste stoffer.

Vi har hittil bare sett på selve oppsplittingen og hvilke opplysninger man kan få fra denne. Men for en en-krystall vil intensiteten av de to linjene ikke være den samme, men vil være avhengig av orienteringen av krystallen relativt til den retningen Møssbauerkvantene kommer. Fra en slik vinkelavhengighet kan retningen av de prinsipielle akser for feltgradienten bestemmes. I et pulver hvor man har midlet over alle retninger vil finstrukturlinjene ha samme intensitet, forutsatt at Debye-Waller faktoren er isotrop. Det behøver den ikke å være, anisotropiske svingninger vil derfor føre til at de to finstrukturlinjene ikke har samme intensitet, hva som også er observert eksperimentelt [10].

Magnetisk finstruktur.

Noen av de mest interessante og virkelig nye opplysninger om faste stoffer har kommet fra Møssbauerstudier av stoff som er magnetisk ordnet slik som ferro- eller antiferro-magnetiske forbindelser. I et slikt stoff vil det være et indre magnetisk felt som man kan finne størrelsen og retningen av i kjernens posisjon ved å studere finstrukturen i Møssbauerspaktra av stoffet. Alle kjerner med spinnkvantetall større enn null vil ha et magnetisk dipolmoment. Hvis kjernen befinner seg i et magnetfelt av størrelse H vil det være et visst sett energinivåer kjernen kan oppholde seg i, som vist i fig. 8. Her er energinivådiagrammet for ^{57}Fe gjengitt skjematisk. Grunntilstanden med spinn 1/2 er splittet opp i 2 nivåer, og den eksiterte tilstanden med spinn 3/2, i 4. Ikke alle overganger er tillatt. Ved overgangen kan *m* enten være uforandret eller gå opp eller ned en enhet. Dessuten er overgangssannsynligheten for de forskjellige tillatte overgangene ikke den samme. Spektret nederst i fig. 9 er av FeF_3, som er et antiferromagnetisk stoff, og vi ser alle de 6 forskjellige overgangene som vi skulle vente fra energinivådiagrammet [1]. Også i dette tilfelle, hvor finstrukturen skyldes en magnetisk vekselvirkning, vil oppsplittingen være bestemt av et produkt av to faktorer hvorav den ene, det magnetiske moment, er en kjerneparameter og den andre, verdien av det lokale felt, ikke kan adskilles fra hverandre bare ved å måle finstrukturen. Ved å legge på et ytre magnetfelt kan disse to parametre adskilles, og vi får

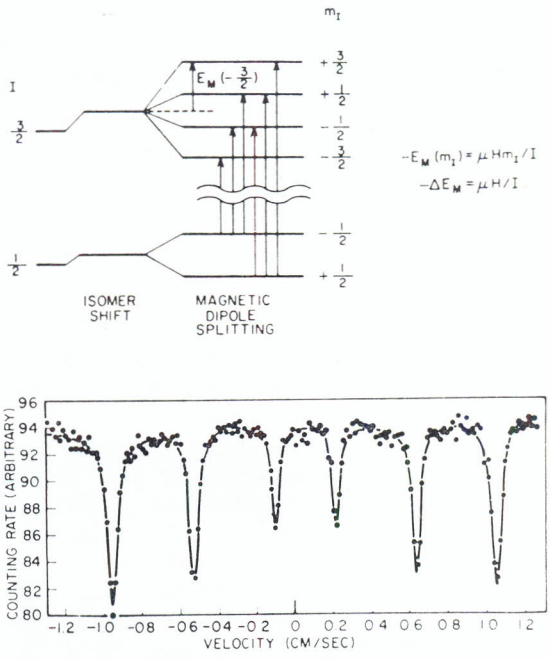


Fig. 9. Møssbauerspektrum av ^{57}Fe i FeF_3 med tilhørende energinivåer.

dessuten en ekstra opplysning, nemlig om retningen av det lokale feltet relativt til det ytre pålagte felt. Fra Møssbauerspektra av treverdige jernsalter har man funnet lokale felt fra 260 til 310.000 gauss pr. spinn, mens for to-verdige jensalter er spredningen større, fra 220 til 485.000 gauss. De samme verdier er også blitt funnet med større nøyaktighet i kjernemagnetiske resonansundersøkelser.

Vi har i denne behandlingen av magnetisk og elektrisk finstruktur bare sett på det tilfelle hvor kjernen har spinn 3/2 i den eksiterte tilstand og spinn 1/2 i grunntilstanden. Vi har dessuten antatt at kjernen enten bare var påvirket av et magnetisk felt eller bare av en elektrisk feltgradient, og finstrukturen ble i hver av disse tilfellene relativt enkel. Hvis man har kjerner med større spinn-kvantetall,så vil det bli flere komponenter i finstrukturen som da ikke behøver å være fullstendig oppløst. Det samme er tilfelle hvis man både har elektrisk og magnetisk finstruktur, hva man vil få i et magnetisk ordnet stoff hvor kjernene sitter i posisjoner med lavere enn kubisk symmetri. Med symmetri må her forstås den fulle symmetrien hvor man ikke bare ser på atomenes fordeling, men også på fordelingen av de magnetiske momenter. Analyse av slike spektre er gjennomført i mange tilfelle, men vi skal ikke komme inn på det her. En av for-

delene ved en kombinert elektrisk og magnetisk finstruktur er at også fortegnet for kvadrupolmomentet kan bestemmes [1].

Diffraksjon med Møssbauerkvanter.

Som nevnt tidligere er bølgelengden for Møssbauerkvanter mellom 1 og 0.1 Å. For ^{57}Fe er bølgelengden 0.86 Å. Det skulle da være mulig å gjøre diffraksjonsforsøk hvor man bruker en Møssbaueremittor som kilde for røntgenstråler istedenfor et konvensjonelt røntgenrør. Nå vil intensiteten være meget mindre for en Møssbaueremittor sammenliknet med intensiteten fra et røntgenrør, og man kan spørre seg hva det er å vinne ved å bruke en Møssbaueremittor. En fordel er åpenbar. Det skulle være meget lettere å skille mellom elastisk og uelastisk spredning av røntgenstråler når man bruker Møssbauerkvanter. En monokromatisk røntgenstråle fra et røntgenrør er ikke mer monokromatisk enn omtrent $1:10^5$, mens bølgelengden av et Møssbauerkvant er bestemt med en nøyaktighet på $1:10^{13}$. Med Møssbauerkvantet vil man kunne diskriminere mellom de kvanter som spres elastisk fra en krystall og dem som spres uelastisk hvor energiutvekslingen er større enn 10^{-9} eV, hvilket skulle være tilstrekkelig for å måle brøkdelen av uelastisk spredning selv i en Bragg-topp. Et slikt eksperiment har vært gjort av O'Connor og Butt [11]. I fig. 10 ser vi forsøksoppstillingen. Her er brukt en kilde av ^{57}Co diffundert inn i jern og en absorbator av jern anriket på ^{57}Fe. En krystall av LiF ble plassert slik at man kunne måle på (2,0,0)-refleksen, og detektoren ble dreid slik at spredningsintensiteten over denne refleksen kunne bestemmes. Fra forskjellen i intensitet mellom emittoren i ro og emittoren med så stor hastighet at man ikke hadde resonans i det hele tatt, kunne den elastiske delen av spredningen bestemmes. Differansen skyldes da den uelastiske delen av spredningen. Resultatene er også gitt i fig. 10. Her har man for første gang eksperimentelt kunnet måle det som teoretisk har vært kjent lenge, nemlig at den uelastiske spredningen også har et maksimum ved den samme vinkel som man har maksimal elastisk spredning. Denne uelastiske topp gjør det vanligvis umulig å avlede bare den elastiske delen av spredningen i et vanlig diffraksjonseksperiment, noe som vil føre til systematisk feil i en strukturbestemmelse som det er vanskelig å korrigere for.

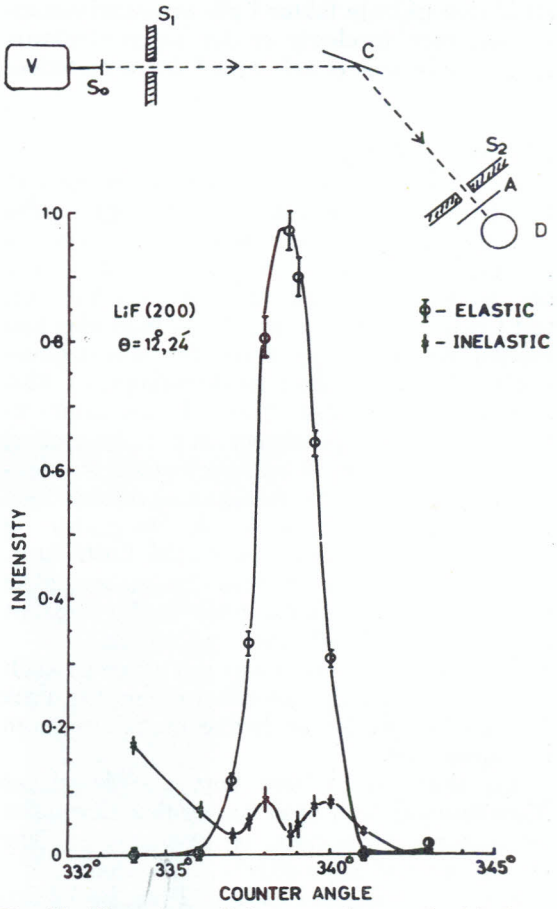


Fig. 10. Eksperimentell bestemmelse av elastisk Rayleigh-spredning fra en LiF-krystall (11).

Nå kan man også kombinere Rayleigh- og kjernespredning ved resonansinnfangning ved å plassere en absorbator der hvor krystallen satt i O'Connor og Butt's oppstilling. Har strukturen av den forbindelse som absorbatoren er laget av symmetrisentrum, så vet vi at de røntgenstråler som spres av elektronene enten vil være i fase med, eller 180° ute av fase med den innfallende røntgenstråle. Den spredte stråle fra den delen av røntgenstrålen som spres av kjernene ved resonansinnfangning vil derimot være 90° ute av fase med den innfallende røntgenstrålen. Nå vil de to komponentene av den spredte strålen interferere, og resultatet er, som vist av Moon [12] og Black, Evans og O'Connor [13] at Bragg-refleksen vil være asymmetrisk. Fra formen på Bragg-refleksen kan men avlede hvorvidt Rayleigh-spredningen var i fase eller 180° ute av fase med den innfallende stråle. Denne metode åpner derfor en mulighet til fasebestemmelse. Fasen er

alltid den ukjente faktor i alle strukturbestemmelser, men foreløpig er det ingen strukturbestemmelse som er utført med denne metoden.

Sluttbemerkninger.

Vi har i denne artikkel gjengitt grunnlaget for Rudolph Mössbauers store oppdagelse at rekylfrie γ-kvanter som kan resonansinnfanges eksisterer i naturen. Vi har videre sett på hvordan denne nye effekten har blitt tatt i bruk i økende grad, slik at man idag kan snakke om at en ny form for absorbsjonsspektroskopi, Mössbauerspektroskopi, er blitt stilt til rådighet som et nytt hjelpemiddel til utforskning av egenskaper ved faste stoffer. Som vist kan man få opplysninger om *s*-elektrontetthet fra isomerforskyvningen, om ladningsfordelingen fra elektrisk finstruktur og om magnetisk orden fra magnetisk finstruktur. Til slutt indikerte vi også hvilke spesifikke opplysninger det skulle være mulig å få ut av diffraksjonsforsøk med γ-kvanter.

Vi har ikke hatt tid til å gå inn på noen enkelt anvendelse i detalj: hovedhensikten har vært å gi en beskrivelse av hvilke muligheter som her åpner seg.

Til slutt vil vi bare kort vise hvorledes Mössbauereffekten også kan brukes til studier av atomære bevegelser, og at teknikken ikke er begrenset til krystallinske, faste stoffer.

Som vist tidligere i likning (2) var brøkdelen av γ-kvanter utsendt uten rekyl gitt av Debye-Waller faktoren som var avhengig av forholdet mellom kvadratet av den avstanden atomene i gjennomsnitt beveget seg i den tid kjernen var i den eksisterte tilstand og kvadratet av bølgelengden av γ-kvantene. Det må være klart fra formen på dette uttrykket at da diffusjonshastigheten øker med temperaturen vil, ved tilstrekkelig høy temperatur, brøkdelen av γ-kvanter som resonansinnfanges gå mot 0 . Fra hvor fort dette skjer skulle diffusjonskoeffisienten kunne bestemmes. Dessuten kunne man også tenke seg at en eventuell finstruktur skulle kunne midles ut på grunn av bevegelsen. Videre, i og med at uttrykket for Debye-Waller faktoren ikke eksplisitt sier noe om man har et fast krystallinsk stoff, skulle man også like godt kunne studere tilstrekkelig viskøse væsker og glass, hva som også er gjort eksperimentelt, men det er en annen historie.

[5] L. R. Walker, G. K. Wertheim og V. Jaccarino, Phys. Rev. Letters *6*, 98 (1961).
[6] M. Cordey-Hayes, J. Inorg. Nucl. Chem. *26*, 915 (1964).
[7] D. W. Hafemeister, G. De Pasquali og H. De Waard, Phys. Rev. *135*, 1089 (1964).
[8] E. Fluck, W. Kerler og W. Neuwirth, Angew. Chem. *75*, 461 (1963).
[9] G. K. Wertheim og R. H. Herber, J. Chem. Phys. *38*, 2106 (1963).
[10] R. B. King, R. H. Herber og G. K. Wertheim, Inorg. Chem. *3*, 101 (1964).
[11] D. A. O'Connor og N. M. Butt, Phys. Letters 7, 233 (1963).
[12] P. B. Moon, Proc. Roy. Soc. A *263*, 309 (1961).
[13] P. J. Black, D. E. Evans og P. A. O'Connor, Proc. Roy. Soc. A *270*, 168 (1962).

FYSIKERMØTET 1965.

Norsk Fysisk Selskaps årlige møte fant sted ved Norges Tekniske Høgskole i tiden 24. til 26. mai. Til møtet var anmeldt omkring 50 foredrag innenfor områdene høyenergifysikk, plasmafysikk, kjernefysikk, instrumentering, strålingsfysikk, astrofysikk, faste stoffers fysikk og teoretisk fysikk.

Det ble holdt 6 oversiktsforedrag; av E. Lillethun og H. Øverås (høyenergifysikk), av O. Rydbeck (astrofysikk), av T. Grotdal (kjernefysikk) og av T. Olsen og T. Riste (faste stoffers fysikk).

I. Høyenergifysikk.

Endre Lillethun innledet møtet med å fortelle om elastisk spredning av høyenergetiske protoner mot kjerner. Spredningen kan sees på som en kombinasjon av potensiell spredning og diffraksjonspredning. Dersom en antar at kjernen som protonet støter mot kan oppfattes som en totalabsorberende kule med radius R fåes en meget enkel formel for spredningstverrsnittet, som kan sammenlignes med eksperimentelle resultater for tverrsnittet. Eksperimenter som er utført i CERN i løpet av det siste halvår har vist at i kollisjoner mellom kjernefysiske protoner med impuls 19 GeV/c og atomkjerner er denne enkle antakelse tilnærmet riktig. De kjerneradier som en finner her er i god overensstemmelse

med de radier som tidligere er funnet ved elektronspredning mot kjerner.

Elastisk proton-proton-spredning ved høye energier har vært målt i Brookhaven, CERN, Dubna og Harwell. En har funnet at også her er den enkle antakelsen som er nevnt ovenfor tilnærmet korrekt og videre at radien R øker med økende energi (innsnevring av diffraksjonssprednings-toppen). En nærmere undersøkelse av det eksperimentelle tverrsnitt viser at også potensialspredningen bidrar i noen grad ved siden av diffraksjonspredningen.

Helge Øverås fortalte om automatisering av gnistkammereksperimenter ved CERN. For at man skal komme frem til interessante eksperimentelle resultater må en ved høyenergiprosesser undersøke stadig større mengder eksperimentelle rådata. Denne behandling som både er tidskrevende og forlanger en høy grad av nøyaktighet, søker en i stadig stigende grad å automatisere. Foredraget ga en oversikt over apparatur og metoder som er eller vil bli brukt for å forbedre automatiseringen av gnistkammereksperimenter ved CERN.

Torleiv Buran fortalte om regnemaskinprogrammer for analyse av bilder tatt i boblekammer. Programmet er utarbeidet i CERN og benyttes også ved Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo. Systemet behandler data fra måleinstrumentene og kan føres helt fram til de ferdige diagrammer, f. eks. Dalitzdiagrammer.

Anne Grete Frodesen og O. Skjeggestad undersøker desintegrasjoner av hyperkjerner der intet pi-meson blir utsendt. Av disse såkalte stimulerte Λ-desintegrasjoner ble funnet to tilfeller der en He^5 hyperkjerne desintegrerer i et neutron og He^4. Tidligere er i litteraturen to lignende tilfeller blitt rapportert.

Jan Marius Olsen, E. Fett, A. Halsteinslid og A. Haatuft studerer den nøytrale desintegrasjonsmode av ω og η-mesonene. Det som observeres er elektron-positron-parene fra gammastrålene som er desintegrasjonsprodukter av ω og η-mesonene, og for at alle gammastrålene skal konvertere i par er det nødvendig å benytte tung veske i boblekammeret. Her er benyttet freon. Hittil er 16.000 bilder undersøkt. De endelige resultatene foreligger ikke enda, idet det totale eksperimentelle materiale består av vel 300.000 bilder.

Endre Lillethun beskrev det eksperimentelle opplegget for måling av små-vinkel-spredning av protoner mot kjerner. Eksperimentet er utført med 19 GeV protoner ved CERN og det ble benyttet akustiske gnistkamre for deteksjon av protonene.

Jørgen Løvseth har studert teoretisk produksjon av pi-mesoner i neutrinoreaksjoner. Eksperimentene viser at neutrinoreaksjoner der ett eller flere pi-mesoner blir produsert øker raskt i hyppighet med økende neutrinoenergi. I mangel av en fullstendig teori for elementærpartikler kan ikke virkningstverrsnittet beregnes direkte, men det synes som om nukleonisobarene spiller en vesentlig rolle ved pi-meson-produksjonen.

Olaf Skjeggestad og A. G. Frodesen undersøker muligheten for eksistensen av eksiterte tilstander for hyperkjerner. Forskjellen mellom bindingsenergiene for Li^9- og Be^9-hyperkjernene er 1.5 MeV. Det kan da tenkes at Li^9- og eksitert Be^9-hyperkjernene danner en isotoptriplett, mens Be^9-hyperkjernen skulle være en isotopsinglett. Foreløpige resultater tyder imidlertid ikke på at den eksiterte Be^9-hyperkjerne eksisterer.

Sven Oluf Sørensen, F. Breivik, T. Buran og H. Tøfte har undersøkt multipel mesonproduksjon i proton-proton-kollisjoner ved 24 GeV protonenergi. Eksperimentet er utført ved CERN. Protonene spredes i CERN's 30 cm vannstoffboblekammer. Foreløpige resultater for vinkelfordelinger og energispektra ble lagt fram.

Hårek Tøfte, T. Buran, O. E. Evindson, O. Skjeggestad og I. Vegge har lett etter Λ–p resonanser fra K^--innfangning i freon. Tidligere eksperimenter har gitt indikasjoner på at Λ–p systemet kan danne resonanser. I det foreliggende eksperiment finnes ingen tydelig resonans. Levetiden for Λ er bestemt til $(2.26 \pm 0.20)10^{-10}$ sek.

II. Plasmafysikk.

Gerhard Berge ga en utredning om teoretiske undersøkelser av instabilitet av et roterende plasma ut fra en to-væskemodell når en regner med en endelig gyro-radius. Med utgangspunkt i et sett av lineariserte ligninger for den perturberte tilstanden og med periodisk tidsvariasjon finnes stabilitetsbetingelsene.

Kristian B. Dysthe diskuterte forskjellen mellom de to former for ustabilitet: den konvektive og den absolutte ustabilitet. Forskjellen ligger i at i første tilfelle blir den voksende perturberende ustabilitet ført bort fra det opprinnelige perturberte område mens perturbasjonen i det annet tilfelle vokser stasjonært.

Michael H. Mentzoni fortalte om målinger av elektronrelaksasjons-målinger for kvelstoff, surstoff og tørr luft. Målingen ble utført ved hjelp av mikrobølge kryssmodulasjon-teknikk.

Reidar S. Sigmond har fortsatt sine undersøkelser av nanosekundbueutladninger. Ved 30 A og 10–300 nanosekund buer mellom W-katode og Ni-anode i avstand 0.2 — 0.5 mm i 2 atm. H_2-gass er observert plasma kontinuum stråling, linjer p. g. a. eksiterte gasspartikler og linjer p. g. a. eksiterte W-ioner. De sistnevnte kommer vesentlig til syne etter buestrømmens opphør og forplanter seg som en bølge over utladningsgapet med fasehastighet $2 \cdot 10^6$ cm/sek.

Odd Vesterhaug diskuterte den magnetohydrodynamiske (MHD) generatorens prinsipp og muligheter. Om MHD-generatoren skal kunne konkurrere med konvensjonelle turbogeneratorer, bør den effekt som kan ekstraheres pr. volumenhet ligge høyere enn 10^7 W/m^3. Dette fører til at den elektriske ledningsevne for gassen i generatoren må være minst 5 S/m.

III. **Kjernefysikk.**

Sesjonen åpnet med et lengere oversiktsforedrag etterfulgt av 5 kortere rapporter.

Tryggve Grotdal redegjorde for de forskjellige typer fluktuasjoner i virkningstverrsnittet for kjernereaksjoner. Fluktuasjonene skyldes en koherens-effekt mellom overlappende resonans-nivå med samme spinn. Fasene for de forskjellige nivåene varierer tilfeldig og gir fluktuasjoner i overlappintegralene. Ericson-fluktuasjonene opptrer i de høyere energiområder hvor bredden av nivåene i compoundkjernen er større enn nivå avstandene. Også der hvor de forskjellige compound-nivåene er godt adskilte, vil en om en arbeider med dårlig energioppløsning eller midler over passende energiområder, observere tilsvarende fluktuasjoner. Enkeltpartikkelnivåene som en får fra den optiske kjernemodellen, fører til langsomme fluktuasjoner av størrelsesorden 1 MeV, mens «doorway»-tilstandene som den innkommende partikkel passerer gjennom før mellomkjernen er dannet og som mellomkjernen ikke helt glemmer, fører til fluktuasjoner og midlere størrelsesorden på noen hundre keV. Tilstedeværelsen av en slik inngangs-tilstand fører også til en viss kopling mellom resonanser med forskjellig spinn. Til slutt kom han inn på de fluktuasjonene som kan opptre ved overlapping av analoge isobar-tilstander. Disse fluktuasjonene gir opplysninger om kjernekreftenes ladningsuavhengighet.

Karl Nybø la fram resultater fra målinger av fluktuasjonene i reaksjonene ^{24,25,26}Mg(d , p) i energiområdet 0,7 — 1,6 MeV. Fluktuasjonene i ^{24}Mg-reaksjonen skilte seg tydelig ut fra fluktuasjonene i andre undersøkte reaksjoner. En korrelasjonsanalyse av fluktuasjonene for de forskjellige spinn-gruppene gir krysskorrelasjoner som kan tyde på tilstedeværelsen av «doorway»-tilstander.

Per Olav Tjøm beskrev en lithium-driftet germanium-teller. Den har meget god følsomhet og oppløsningsevne. Med en slik teller var det funnet 3 nye γ-overganger i ^{144}Pr.

Audun Tveter redegjorde for vinkelkorrelasjonsmålinger av γ-stråler og hadde ved hjelp av slike målinger bestemt spinnverdiene for følgende nivåer i ^{41}Ca: 2.47, 3.62 og 4.76 MeV-nivåene har spinn 3/2 og 3.95 MeV-nivået har spinn 1/2. Tilstedeværelsen av et 3/2-nivå ved 2.47 MeV ved siden av det kjente 3/2-nivået ved 1.95 MeV tyder på at ^{41}Ca-kjernen ikke følger den rene skallmodellen, men at det forekommer kopling mellom flere enkeltpartikkelnivå.

Svein Messelt fortalte om en ny apparatur hvor det anvendes cross-over-diskriminatorer for flygetidsmålinger av nøytroner. Det ene signalet fåes fra α-partikkelen fra reaksjonen T(d , n)^{4}He. Nøytronspektret fra reaksjonen d(n , 2n)p og det elastiske tverrsnitt for spredning av nøytroner på deuterium er målt ved forskjellige vinkler ved 14.7 MeV.

Helge Smidt Olsen avsluttet sesjonen med en redegjørelse for arbeidet med å øke nøyaktigheten i beregningen i utbrenningsfaktoren for reaktorbrenselet. I dag er usikkerheten ca. 5 %. Beregningsmetodene blir verifisert ved å måle brenselets isotopsammensetning og nøytronenes energispekter som funksjon av utbrenningen. En håper å oppnå en nøyaktighet på 1 % ved målingene.

IV. **Instrumentering.**

Denne sesjonen omfattet 7 rapporter.

Ulf Berg åpnet med et foredrag om ukonvensjonelle vakuumpumper. Disse er jon-pumper, getter-pumper og kryo-pumper som alle har det til felles at de ikke frakter ut gassmolekylene, men lagrer dem på forskjellige vis ved absorpsjon, kjemisk binding eller lignende. Berg tok hovedsakelig for seg de to første typene og redegjorde for deres forskjellige

konstruktive utforminger og egenskaper: lave trykk, 10^{-12} torr, stor renhet, enkel konstruksjon, lydløs og vibrasjonsfri gang o. s. v.

Erling Kjellsby beskrev en beregning av neutroneffektiviteten av en plastikk scintilator. Beregningene bygger på en systematisk analyse av elastiske primære og sekundære støt mellom nøytronene og scintilatorens hydrogen- og carbon-kjerner samt uelastisk spredning på carbon-kjernene. Beregningene viste god overensstemmelse med de utførte målingene. Målingene baserte seg på reaksjonen $T(d, n)^4He$.

Rolf Nordhagen fortalte om et system av små transistoriserte enheter som kan plugges sammen til de ønskete måleoppstillinger. Han kom så inn på de krav til stabilitet og hastighet som de nye halvledertellere satte til elektronikken. Til slutt ga han eksempler på anvendelser av systemet.

Jakob Sandstad gjorde greie for teorien for de forskjellige typer støy i halvlederkomponenter: termisk støy og shot-støy som begge er frekvensuavhengig, flikkerstøy som er omvendt proporsjonal med frekvensen og støy fra generering og rekombinasjon av ladningsbærere. Denne siste er en spesiell halvlederstøy. I junction transistorer måler en høyere støy enn teorien gir, mens det er rimelig overensstemmelse for felteffekttransistorer.

Halle Sandmo forklarte felteffekt-transistorens virkemåte og fordeler: Høy inngangsmotstand og lav støy. De har stor tids-stabilitet og kan ved tilpassing av metningsstrømmen lages så temperaturufølsomme at de kan brukes som strømnormaler.

Jan Barstad beskrev konstruksjonen av transducere for statiske og dynamiske trykkmålinger basert på silisiums høye piezomotstandseffekt. Ved dopingen kunne temperaturvariasjonene av den ohmske motstand og piezomotstandseffekten kompenseres. Forskjellige anvendelser ble vist.

Aimar A. Sørenssen redegjorde for hvordan en med et hurtig varierende magnetfelt kunne kompensere for romladningskreftenes defokuserende virkning ved økende intensitet i sirkulære akseleratorer. Romladningskraften på en partikkel avhenger av hvor denne befinner seg i pulsen, og dette må det tas hensyn til ved magnetfeltets variasjon.

V. Strålingsfysikk.

Kjell Madshus fortalte om målinger av ^{137}Cs-forurensninger etter radioaktivt nedfall over Norge. Prøveeksplosjoner med kjernefysiske ladninger i atmosfæren har medført en omfattende radioaktiv forurensning av biosfæriske materiale. Kontamineringen er gjennom dietten videreført til mennesket hvor man idag gjenfinner såvel ^{90}Sr som ^{137}Cs «in vivo».

Nedfallet over Norge og spesielt over visse deler av Vestlandet og Nord-Norge har globalt sett vært særlig høyt. γ-spektroskopiske målinger av ^{137}Cs «body burden» i såvel befolkningen fra disse områder som undersøkelser av lokalt produserte levnetsmidler i de samme distrikter bekrefter dette forhold. Den gjennomsnittlige forurensning av ^{137}Cs har i perioden 1962-1964 øket i forholdet 1:2:4.

Reidar Nydal ga en rapport om målinger av ^{14}C i atmosfæren. Kjernefysiske prøver har forårsaket en forstyrrelse av ^{14}C-likevekten i naturen. Resultatene av målingene foretatt i løpet av de siste år har blant annet også betydning for undersøkelser av blandingsprosesser i atmosfæren.

Svein Åsland, D. Moen Synnes og T. I. Langeland undersøker stråleskader på erytrocytter og hemoglobin.

Når erytrocytter (røde blodlegemer) utsettes for ultrafiolett stråling, er følgende virkninger påvist: 1) oksydasjon av hemoglobinets jern, 2) denaturering av hemoglobinets proteindel, 3) skader på cellemembranen.

Bølgelengdeavhengighet av jernoksydasjonen og av membranskaden er blitt nærmere undersøkt. Kvanter absorbert i hemoglobinets *globin*-del leder til oksydasjon i *hem*delen, hvilket indikerer en overføring av eksitasjonsenergi fra protein til porfyrin.

Membranskaden er påvist ved øket følsomhet overfor osmotisk påvirkning. Aksjonsspektret viser at stråling absorbert i hemoglobin eller andre proteiner neppe har noen virkning. Derimot tyder spektret på en skade via membranens lipid.

Harald Steen fortalte om strålingsinduserte frie radikaler og inaktivering i tørt trypsin. For å belyse betydningen av frie radikaler for den strålingsinduserte inaktivering av tørre enzymer, har en målt sammenhørende verdier av antall langlivede radikaler og gjenværende enzymatisk aktivitet i tørt trypsin etter bestråling med UV-lys av forskjellige bølgelengder. Antall radikaler indusert pr. inaktivert molekyl faller fra 0,1 til 0,004 mellom 3150 og 3350 Å. Dette bølgelengdeområdet svarer omtrent til dissosiasjonsenergien for N–H og C–H bindinger i proteiner.

Resultatene indikerer at de observerte radikaler og den enzymatiske inaktivering i stor utstrekning har forskjellig fotokjemisk opprinnelse.

VI. **Astrofysikk.**

Norsk Fysisk Selskap hadde invitert professor *Olof Rydbeck*, Chalmers Tekniska Högskola, Gøteborg, til å gi et oversiktsforedrag om det nye 25.6 meters radioteleskopet på Råö. Under planleggingen ble der oppstillt en rekke krav for maksimal utnyttelse av teleskopet. Signaler fra en satelitt ved Jupiter med 10 watts sender kan oppfanges, teleskopet kan benyttes ved radarforsøk og telesatelittforsøk og forekomsten av OH-radikalet i rommet kan analyseres. Teleskopet følger Mariner IV på dens veg til Mars, og det vil også være mulig å observere refraksjonseffekter i Marsatmosfæren. Forskningsgruppen ved Chalmers er særlig sterkt interessert i fordelingen av OH-radikalet, dette forekommer i meget større mengder i sentrum av Melkevegen enn i spiralarmene.

Øystein Elgarøy fortalte om langtidsvariasjonen i radiostråling fra solen. Radiostråling fra solen har vært observert ved Solobservatoriet siden 1955. Man støter på vanskeligheter med absolutt kalibrering av måleutstyret og problemer med å oppnå stabilitet over tidsrom av en solflekkperiodes varighet.

Flere komponenter kan skilles ut i solens radiostråling. Den grunnleggende komponent, skyldes termisk stråling fra kromosfæren og koronaen. Data fra Solobservatoriet og andre observatorier viser at den termiske stråling øker i intensitet fra solflekk maksimum til minimum. Dette forklares ved å anta at den koronale elektrontetthet øker.

Sjur Refsdal diskuterte to arbeider i kosmologi som er utført ved Astrofysisk Institutt, Blindern. I det ene arbeidet klassifiseres relativistiske kosmologiske modeller på en ny måte. Retardasjonsparameteren q_0 og tetthetsparameteren σ_0 brukes som «grunnparametre», og modell-type er entydig bestemt av disse parametre. Mange interessante egenskaper ved modellene kommer klarere frem ved denne nye klassifisering.

I det andre arbeide gis en generell løsning av rødforskyvning-lysstyrke relasjonen i relativistisk kosmologi. Denne løsning brukes så til testing av relativistiske kosmologiske modeller. Eventuelle utviklingseffekters betydning for en slik test blir påpekt, og et forsøk på en korreksjon for slike effekter blir gjort.

Harald Trefall, J. Bjordal, S. L. Ullaland og J. Stadsnes har gjort observasjoner av røntgenstråling-microbursts i nordlyssonen.

Ved samtidige ballongoppsendelser fra Andenes og Alta sommeren 1964 observerte man i ca. en times tid røntgenstråling «microbursts». Microbursts er meget kortvarige ($<$ 1 sek) intensitetsøkninger i strålingen, som skyldes bremsestråling fra elektroner som kommer inn i atmosfæren fra jordens magnetosfære. Med en avstand på ca. 300 km mellom ballongene viste det seg at de microbursts som ble registrert på de to steder, var uavhengige av hverandre. Ved å sammeholde dette med andres observasjoner foretatt ved mindre avstander mellom samtidig oppsendte ballonger finner man at størrelsen av elektronenes nedslagsområde er ca. 200 km i øst-vest retningen.

Johan Stadsnes og B. Mæhlum har studert spredning og absorpsjon av energetiske elektroner i den øvre atmosfæren.

Elektronenes vinkel- og energifordeling i forskjellige høyder i atmosfæren er funnet ved beregninger etter Monte Carlo metoden på den elektroniske regnemaskinen CDC 3600 ved KIRA, Kjellerinstituttenes regneanlegg.

Der gis en diskusjon av resultatene. Av spesiell interesse er et foreløpig studium av tilbakespredte elektroner, d. v. s. den delen av de innfallende elektroner som spredes ut av atmosfæren. En finner at elektronalbedoen er meget høy dersom elektronene kommer inn mot atmosfæren under innfallsvinkler større enn 60°.

VII. **Faste stoffers fysikk.**

Tore Olsen holdt først et oversiktsforedrag om Fermiflaten i metaller.

Gjennom de siste tiår har en rekke eksperimentelle metoder gitt detaljerte opplysninger om elektronfordelingen i metallene. De viktigste metodene har vist seg å være magnetoresistansmålinger, de Haas-van Alphen studier, størrelseseffekter og magnetoakustiske målinger. Fra de detaljerte eksperimentelle opplysninger har det vært mulig å finne frem til fruktbare teoretiske angrepsmåter. Især har OPW-metoden vist seg virkningsfull når det gjelder metallene i hovedgruppene. Både Fermiflaten og hastighetsfordelingen er nå godt kjent for de fleste hovedgruppemetaller, mens kjennskapet til bigruppemetallene er mer sporadisk.

Tormod Riste gav i et foredrag en oversikt over de kvalitative og kvantitative opplysninger om magnetiske vekselvirkninger som

nøytrondiffraksjonseksperimentene har gitt i de seinere år. Etter først å ha klassifisert de magnetiske stoffene gikk han over til å vise hvordan vanlige diffraksjonsstudier med nøytroner kan brukes til å stille opp semiempiriske regler for spinnordenen og de vekselvirkningskreftene som må eksistere for å etablere en slik orden. Deretter viste han hvordan eksperimenter med uelastisk nøytronspredning kunne gi nøyaktige tallverdier for utvekslingsintegralene, selv for kompliserte spinnstrukturer med flere vekselvirkninger. Disse tallverdiene har for de antiferromagnetiske stoff fått virkelig verdi ved de seinere års teoretiske arbeider av P. W. Anderson og andre. Ut fra den kovalente formen for ligandfeltteorien uttrykker han utvekslingsintegralet ved spinnoverføringskoeffisienter som han utregner, og som er målt ved nøytrondiffraksjon og kjernemagnetisk resonans.

Arne F. Andresen og en gruppe ved ETH, Zürich, hadde studert de magnetiske egenskapene hos Mn Bi ved neytrondiffraksjon. Mn Bi er et ferromagnetisk material som i det siste har fått en viss teknisk betydning. Ved 360°C har stoffet en krystallografisk og magnetisk omvandling og det var særlig hystereseeffektene ved oppvarming og avkjøling gjennom overgangstemperaturen som var studert. Ved bråkjøling ble det observert en sterk reduksjon av det midlere magnetisk moment per atom, dette forklarte han ved at en del manganatom gikk inn i mellomgitterposisjoner og koplet seg antiparallellt til spinnene i de regulære posisjonene.

Thorvald Astrup hadde i samarbeid med O. H. Herbjørnsen studert defekter i forskjellige nettplan i sonerenset aluminium som funksjon av renheten av prøven, atmosfæren over prøven, og oppvarmings- og avkjølingshastigheten. De etsegropene som oppstod ved denne termiske behandlingen er like de som oppstår ved kjemisk etsing og har en form som varierer fra plan til plan. I tillegg til dette ble det også observert defekter i form av topper ved oppvarmingen. Dette ble forklart ved en massetransport av nye vakanser som så førte til nukleasjon og toppdannelse. Toppene hadde en høyde på ca. 1 μ.

Bjørn Berre og T. Olsen hadde ved magnetoakustiske målinger på superrent aluminium studert elektronenes midlere frie veilengde og elektron-fonon vekselvirkningen. Veilengden og koeffisientene for vekselvirkningen kunne måles ved at prøven ble holdt på heliumtemperatur og ved at ultralydbølgenes demping ble målt med og uten magnetfelt. Data ble presentert for flere retninger av lydbølgen i et plan normalt på magnetfeltet.

E. Frikkee hadde gjennomført en presisjonsmåling av dispersjonskurva for spinnbølgene i legeringen $Co_{.91}Fe_{.09}$. Han hadde tidligere observert en anomali i kurva som ellers er regulær. Den regulære delen var nå målt i god avstand fra det anomale området, og gir en verdi for utvekslingsintegralet som stemmer godt overens med ferromagnetiske spinnresonans-målinger av Tannenwald. Den observerte kurva viser derimot et systematisk avvik fra det som er målt i Chalk River ved nøytronmetoden og mulige grunner til dette ble nevnt.

Tormod Riste fortalte om en måling K. Møglestue hadde gjort på antiferromagnetisk Cr_2O_3. Ved nøytrondiffraksjon hadde han studert temperaturvariasjonen av metningsmagnetiseringa av de magnetiske undergitrene fra 25°K og opp til Neeltemperaturen ved 308°K. Helt opp til 250°K viste kurva bra samsvar med det en kan vente fra spinnbølgeteorien, selv om man så bort fra vekselvirkning mellom spinnbølgene. Dette viser at den antagelsen Foner har gjort i analysen av sine resonansdata, nemlig at magnetiseringa er gitt ved en Brillouinfunksjon, ikke kan være rett.

Bjarne Nøst og Erik Næss har studert fremstilling av nesten perfekte aluminiumenkrystaller av sonerenset materiale ved «Critical Strain-anneal»-metoden. Avgjørende paremetre for fremstilling av krystaller med lav dislokasjonstetthet er renhet og tilpasset avkjølingshastighet. Dislokasjonene i krystallene er observert direkte ved Langs røntgendiffraksjonsmetode.

Jens Petter Jeppesen og Ivar Holwech har arbeidet med temperaturuavhengig størrelseseffekt ved elektrisk motstand i aluminium.

Motstanden i meget rent aluminium er målt som funksjon av temperaturen i flate strimler av forskjellig tykkelse. Målingene ble foretatt i området fra 2°K til 4,2°K til ca. 70°K.

Man konstaterte at temperaturvariasjonen i motstanden (spesifikk motstand) var avhengig av tykkelsen på prøven, således at motstanden økte raskere med temperaturen for en tynn enn for en tykk prøve opp til ca 50°. For høyere temperaturer syntes prøvene å ha samme temperaturavhengighet.

De eksperimentelle verdier ble sammenliknet med Fuchs teori for størrelseseffekter i motstanden i tynne strimler og med Azbel og

Gurzhi's teori for temperaturuavhengighet i størrelseseffekten.

Per Seeberg og Tore Olsen har målt varmeledningsevnen av rent aluminium i temperaturområdet 2°K til 4,5°K, og resultatene er tilpasset uttrykket $1/K = \beta/T + \alpha T^2$. Leddet $W_0 = \beta/T$ skyldes spredning mot urenheter, og dette ble også bestemt ved måling av den elektriske restmotstand og anvendelse av Wiedemann-Franz' lov. Leddet $W_i = \alpha T^2$ som skyldes spredning mot fononer, ble separert ut og sammenlignet med tidligere eksperimenter på aluminium av forskjellig renhet. Målingene viser en tendens til at dette ledd avtar med økende renhet.

Birger Stølan fortalte om en metode, som er utviklet i samarbeid med Leon Cooper, til å beregne matrise-elementer til Bardeen-Cooper-Schrieffer's (B. C. S.) Hamiltonfunksjon: Vektsfaktoren for et B. C. S.-diagram bestemmes ved en undersøkelse av to tallfølger, der tallene karakteriserer spinn opp og spinn ned delene av diagrammet.

Hans Grasdalen fortalte om arbeid med høyoppløsnings-kjernespinnresonans ved Institutt for Organisk Kjemi ved N. T. H. Det ble gitt en beskrivelse av spektrometeret, AEI Type RS2–NMR. Det ble også gitt noen eksempler på utførte strukturbestemmelser.

VIII. **Teoretisk fysikk.**

Olav Kaalhus har studert teoretisk uelastisk elektronspredning på tunge kjerner. Ved energioverføringer av en slik størrelse at enkelpartikkeleksitasjoner er umulige ved den gitte impulsoverføring, vil reaksjonen i det vesentlige gå via topartikkeleksitasjoner. Beregningen er utført i Bornapproximasjonen. For store energioverføringer vil korrelasjoner av kort rekkevidde dominere tverrsnittet mens for mindre energioverføringer er korrelasjoner av lang rekkevidde vesentlige.

Birger Styve har regnet ut sannsynlighetsfordelingen for den radioaktive desintegrasjonsprosessen. Det velkjente eksponensielle tidsforløp ved radioaktiv desintegrasjon gir bare informasjon om det *midlere* antall atomer som desintegrerer. For å finne hele fordelingsfunksjonen studeres en statistisk urnemodell, og en finner en normalfordeling med tidsavhengig standardavvik.

Kaare Wathne har arbeidet med skallmodellberegninger i ^{24}Mg med maksimal romsymmetri.

^{24}Mg består av 12 nukleoner, hvorav bare de 8 utenfor den hardt bundne ^{16}O deltar i eksitasjonene. Disse partikler kobles til maksimal symmetri i rommet, da slike tilstander antas å ha lavest energi, og dette tillater da bare spinn og isospinnverdiene $S = T = O$. Man behøver derfor ikke regne med spinn- og isospinndelene av bølgefunksjonene. Romfunksjonene representeres ved kanoniske polynomer i emisjonsoperatorer med fast angulært moment. Energimatrisen oppbygges ved enkle lineærkombinasjoner av topartikkelmatriseelementer, og egenverdier fåes ved diagonalisering.

Metoden tillater at man hurtig kan forandre krefter, og derved se hvor følsom energinivåenes beliggenhet er for valg av vekselvirkning.

Eivind Osnes fortalte om skallmodellberegninger i Ca-isotopene. Eksitasjonsenergier i Ca-isotopene fra ^{42}Ca til ^{46}Ca beregnes etter metoden med effektiv vekselvirkning. Utgangspunktet er Talmis beregninger, der Ca-isotopene blir betraktet som bestående av ^{40}Ca-kjernen i grunntilstanden pluss ekstra nøytroner i $1f_{7/2}$-skallet. Endel av de energinivåer som feilplaseres eller ikke reproduseres ved denne enkle modell, synes å kunne forklares ved et nærliggende $2p_{3/2}$-enkeltpartikkelnivå. I det foreliggende arbeid er derfor muligheten for eksitasjon av et enkelt nøytron til $2p_{3/2}$-skallet inkludert.

Energiperturbasjonene på grunn av den innbyrdes vekselvirkning mellom nøytronene utenfor ^{40}Ca-kjernen beregnes med j–j kopling og en effektiv vekselvirkning, som ikke er pålagt andre restriksjoner enn å skulle være en topartikkel-vekselvirkning som er skalar i det totale spinn. Energimatrisene utvikles etter topartikkel-matriseelementene av den effektive vekselvirkning, som tas som parametre og bestemmes ved minste kvadraters tilpasning av energiegenverdiene til de eksperimentelt bestemte eksitasjonsenergier.

Egil A. Hylleraas fortalte om kvantiserte tilstander for den asymmetriske kreisel. Energiligningen for en generell asymmetrisk kreisel med treghetsmomenter gitt ved $1/a$, $1/b$ og $1/c$, der a, b og c er ulike store konstanter, settes opp uttrykt ved de Eulerske vinkler. For å løse ligningen utvikles etter egenfunksjonene for den symmetriske kreisel.

Det ble vist hvordan sekulardeterminanten kan splittes opp på en naturlig måte, og videre hvordan energien kan skrives som en rekke etter voksende potenser av (a–b) (b–c). Frem-

gangsmåten eksemplifiseres for de laveste l-verdier, idet en setter opp energien til 2. orden i (a–b) (b–c).

Til slutt angis et generelt uttrykk for energien til 1. orden i (a–b) (b–c) for vilkårlig l-verdi.

Bøker

O. S. Heavens: Optical Masers. Methuen's Monographs on Physical Subjects viii + 103 s., pris 16 s. London: Methuen & Co., Ltd. New York: John Wiley & Son, Inc.

Ikke-spesialister på masere vil her finne en grei innføring i emnet. Det legges stor vekt på grunnleggende fysikalske prinsipper og de fem første kapitler er hovedsaklig teoretiske. Begrep som absorbsjon, spontan og stimulert emisjon, inversjon av befolkningstallet osv. introduseres i første kapitel og behandles videre i kapitel tre om vekselvirkning mellom stråling og materie. Kapitel to omtaler koherensegenskapene til vanlig lys sammenlignet med lys fra en laser både klassisk og kvantemekanisk. I kapitel fire utledes de nødvendige betingelser for oscillasjon. Kapitel fem behandler de vanlige eksitasjonsmetoder for faste stoffer — og gass-lasere. I de resterende tre kapitler beskrives egenskaper og flere interessante anvendelser av optiske maser-systemer. Boken slutter med et kort appendix om dielektriske belegg med høy refleksjonsevne. Dessuten inneholder boken 28 referanser, 39 figurer og 7 tabeller med resultater angående emisjon fra forskjellige lasersystemer.

Hans Grasdalen.

D. K. C. MacDonald: Nær null. Oversatt av Tore Olsen, Cappelens Realbøker, 1965. 91 s., pris kr. 10,00.

Denne vesle innføringa i lavtemperaturfysikk er skrevet av skotten MacDonald som i mange år var leder for lavtemperaturavdelingen i det kanadiske forskningsråd.

Framstillinga er holdt på et elementært nivå og boka er svært lettlest. Den egner seg kanskje best for interesserte gymnasiaster og nye studenter. Det forklares hvordan lave temperaturer er mangel på molekylære varmebevegelser, og hvordan en kan oppnå lave temperaturer i laboratoriet. De uhyre interessante fenomenene supraledningsevne i metaller og suprafluiditet i flytende helium diskuteres, men noe knapt, synes jeg, i forhold til den plass som er brukt til å forklare Kelvins absolutte temperaturskala. Til slutt fortelles om bruken av lave temperaturer som et viktig hjelpemiddel på mange områder av vitenskap og teknikk. Fotnoter gir korte biografer av kjente fysikere.

Formelt kan en innvende at energienhetene joule og erg er brukt om hverandre og uten definisjoner og at Plancks konstant «h strek» mangler streken.

Ivar Svare.

Martin Gardner: Relativitet for millioner. Cappelens Realbøker nr. 16. 1964. 116 sider. Pris kr. 8.00.

Boken innledes med noen generelle betraktninger om relativitet. Så følger en beskrivelse av Michelson-Morley-eksperimentet (Et par figurer i tilknytning til teksten, ville har gjort det hele lettere forståelig) og Lorentz-Fitz Gerald's forklaring på hvorfor eksperimentet ikke svarte til forventningene. Den spesielle relativitetsteori eller rettere sagt konsekvensene av den blir behandlet i to kapitler. Så følger omtale av den generelle relativitetsteori, Machs prinsipp, tvillingparadokset, forskjellige modeller av universet og til slutt en innføring i hva som menes med Big Bang – og Steady State – universet.

Når stoffet skal behandler praktisk talt uten matematikk, må det nødvendigvis bli mere konsekvenser av relativitetsteorien enn virkelig relativitetsteori. Men eksemplene er valgt med stor dyktighet, og så vidt jeg kan se er et par av dem originale.

Det historiske stoffet er her som i flere andre av Realbøkene av stor interesse. Minkowski, Mach, Fitz Gerald, Lorentz o. a. er hyggelige bekjentskaper.

Det hadde i parentes bemerket vært hyggelig om Cappelen også så seg i stand til å gi ut en bok om fysikkens historie i Norge. Jeg syns den kunne passet godt inn i denne serien.

Oversettelsen som er ved Jørgen Randers, er stort sett vellykket. Men hva f. eks. fot og tommer har å gjøre i en norsk bok, har jeg aldri skjønt.

K. Jostein Knutsen.

Franklyn M. Branley: På vei til månen. Cappelens Realbøker nr. 13. 1964. 104 sider. Pris kr. 10.00.

Boken består av to store kapitler. I første kapittel får man kjenskap til litt om månens geografi i videste forstand og om teoriene for dens tilblivelse. Månekraterne er viet spesiell oppmerksomhet. Det har nemlig betydning for en eventuell landing om de er dannet ved vulkanske utbrudd eller ved meteorittnedslag.

Annet kapittel er viet omtale av de forskjellige prosjekter som skal klarlegge forskjellige detaljer før menneskene kan dra til månen. Så følger en omtale av det såkalte Apolloprosjektet hvis hensikt er å anbringe de første mennesker på månen. Til slutt omtales de mange vanskeligheter som menneskene på månen får å stri med og hvilken betydning erobringen av månen har for den videre utforskning av verdensrommet.

Boken er blitt lettfattelig og lettlest. De mange gode figurer og bilder bidrar ikke i liten grad til dette. Branley har på disse få sidene på en utmerket måte fått frem hvilke enorme vanskeligheter man i virkeligheten står over for når månen skal erobres.

Oversettelsen er preget av å være et hastverksarbeide. Det er blitt mange unødvendige feil.

K. Jostein Knutsen.

Rene Dubos: Pasteur og vor Tids Videnskab. Gyldendals Kvantebøger. 1964. Kr. 10.50.

Pasteurs dramatiske liv har fristet atskillige biografer. Blandt de skildringer undertegnede har lest, turde Dubos' bok fortjene en høy plass og en meget god anbefaling. Boken gir først og fremst en klar og enkel fremstilling av hovedlinjene i Pasteurs vitenskapelige arbeide, og knytter også forbindelsen mellem Pasteurs grunnleggende resultater og problemene innenfor moderne forskning. Alt dette kan leses med stort utbytte uten synderlig store forkunnskaper. Samtidig gir Dubos' bok en ganske inngående omtale av Pasteurs oppvekst, skolegang, studietid og privatliv, og bringer derved også atskillig stoff av kulturhistorisk interesse. Sist men ikke minst bør nevnes skildringen av Pasteurs karakter og personlighet.

Gunnar Steensholt.

Robert Galambos: Nerver og muskler. Oversatt av Per Bergsjø. Cappelens Realbøker Oslo 1963.

Det er ikke tvil om at denne lille boken evner å skape interesse for det stoffet den behandler. Boken meddeler også en hel del kunnskaper, men den ville neppe tapt verken popularitet eller forståelighet ved en fastere komposisjon og en mer systematisk fremstilling. Den er i enkelte avsnitt så «pratende» og «slentrende» i stilen at en ikke riktig tør stole på den. Det er en alvorlig svakhet ved boken at den fullstendig mangler referanser og litteraturhenvisninger. Litteraturhenvisninger er jo en selvfølge i vitenskapelig litteratur, og burde heller ikke mangle i populære fremstillinger. De vil være til stor hjelp for dem som får sin kunnskapstørst stimulert ved lesningen.

Allerede i kapitel 1 diskuteres EKG og hjertets nevrofysiologi. Det ville vel vært mer naturlig at dette kapitlet var kommet i nærheten av kapitel 6 som behandler hjernens elektriske utladninger. Da kunne beskrivelsen vært gjort langt mer «eksakt» og detaljert uten å skade forståeligheten eller øke sidetallet. Kapitlene 3 og 4 som behandler ioneteorien for nerveirritabilitet og nerveledning, og kapitel 5 om nervestimulering i kroppen kan fremheves som de beste avsnitt i boken. Det siste kapitlet om fysikk, biologi og tid synes å falle utenfor bokens ramme. Fremstillingen er her blitt svært kvalitativ og kåserende.

Norske nevrofysiologer burde oppfatte boken som en utfordring og gi oss en klarere, fastere og fyldigere bok om disse betydningsfulle og fascinerende problemer.

Kristoffer Gjøtterud.

B. S. Ratner: Accelerators of Charged Particles. Pergamon Press, 1964. Oversatt fra russisk til engelsk av L. A. Fenn.

Boken synes meg å være bortimot uleselig for lekfolk og det er bortkastet tid å lese den for fagfolk. Det gis en kort historisk oversikt over utviklingen av kjernefysikken, som er usedvanlig kjedelig og uklar. De vesentlige metodene til akselerasjon av ladede partikler til høye energier er skjematisk beskrevet. Den er allerede mer enn 5 år foreldet, og erfaringene med sterkt fokuserende proton-synkrotroner er derfor ikke kommet med.

Arne Lundby.

Erik Løfgren: Formler och tabeller. Nordisk Rotogravyr 1964. 68 s. Sv. kr. 13,75.

Professor Löfgrens lille samling av «Formler och tabeller över vissa functioner av speciell betydelse inom elektrotekniken» er kommet i ny og utvidet utgave. I tillegg til sirkulære og hyperbolske funksjoner og Bessel- og gammafunksjonene er det i den nye utgaven bl. a. blitt plass for normalfordeling, Fourier-metoder og Laplace-transformasjonen. De enkelte funksjonene presenteres ved definisjonsligninger, og det er tatt med mange av de viktigste relasjoner, (bestemte og ubestemte integraler, rekursjonsformler etc.) Ca. 20 sider er rene numeriske tabeller. Heftet er en praktisk matematisk oppslagsbok tilpasset behovet innenfor elektroteknikk og anvendt fysikk, og vil for mange formål kunne erstatte større tabellverker.

Jakob Sandstad.

Irving Kaplan: Nuclear Physics, 2nd edition. Addison-Wesley Series in Nuclear Science and Engineering. Addison-Wesley Publishing Company 1962. 770 sider. Pris $ 8.50.

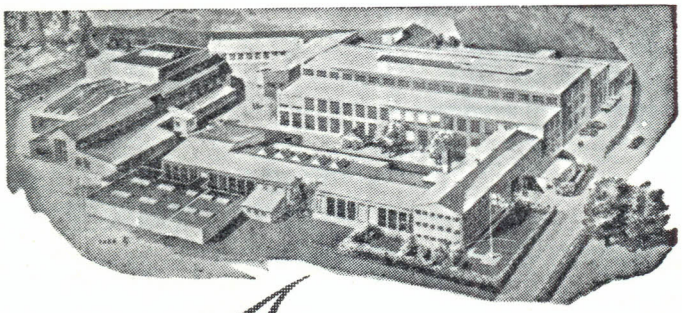
Denne boken er en elementær og omfangsrik lærebok i kjernefysikk. Den inneholder ikke bare «ren» kjernefysikk, men behandler også emner som har sterk tilknytning til det vi vanligvis kaller kjernefysikk. Forfatteren er egentlig kjemiker, og det har satt sitt preg på boken.

Boken er inndelt i 3 hovedavsnitt. Første del gir historisk bakgrunn og grunnlag for kjernefysikken, og inneholder bl. a. atomfysikk, strålingsteori og spesiell relativitetsteori. Annen del behandler kjernefysikk generelt, f. eks. radioaktivitet, kjernereaksjoner, vekselvirkninger og modeller. Siste del behandler spesielle emner som neutronfysikk, fisjon- og fusjonsprosesser, samt partikkelakseleratorer.

Resultatet er blitt en god lærebok på elementært nivå. Den synes å ha god balanse mellom teori og eksperimenter. Teorien er ofte rent beskrivende med enkel matematikk. F. eks. kreves ikke kjennskap til bølgemekanikk eller kvantemekanikk. Boken er derfor lettlest, selv om det kanskje i seg selv ikke er noe kriterium på en god lærebok.

Radioaktivitet med tilhørende spaltningsprosesser har kanskje fått en uforholdsmessig stor plass i boken, mens mer komplisert teoretisk kjernefysikk er kortfattet og lite behandlet. Dette følger vel direkte forfatterens bakgrunn og intensjoner.

Erlend Østgaard.



Fra vårt fabrikk-anlegg i Oslo··· leverer vi:

Transformatorer for de største kraftanlegg, — til de minste fordelingstransformatorer av den typen som man kan se i ledningsstolpene landet over.

Elektra elektrovarmeapparater, — fra dampkjeler til komfyrer, vannvarmere, panelovner o.s.v.

Vi representerer:

ASEA (Allmänna Svenska Elektriska Aktiebolaget), som fremstiller alt materiell på sterkstrømsområdet.

A/S Per Kure

Oslo - Bergen - Hamar - Kristiansand S - Larvik - Stavanger - Tromsø - Trondheim

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Professor dr. Sverre Westin

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

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

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

Fra Fysikkens Verden

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

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

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

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

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

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

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

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

GYMNASIASTER OG STUDENTER!

Dere kan få

Fra Fysikkens Verden

til redusert pris: kr. 10,— pr. år.

Abonnement kan tegnes enten ved postverket
eller ved direkte henvendelse, se adressen ovenfor.

Aktietrykkeriet i Trondhjem