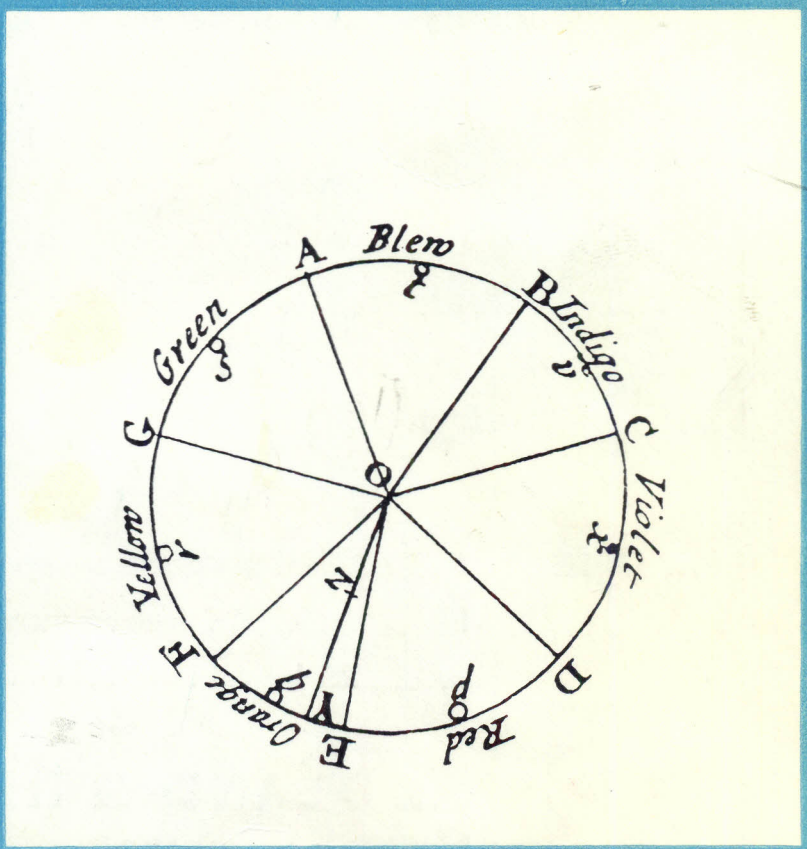
Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Farver og Fjernsyn I	1
Fysikermøtet 1967	4
Elektriske halvledere — typiske egenskaper og noen anvendelser	5
Gigantresonans- reaksjoner og Deres betydning i kjerne fysikken	13
AHA-spalten	22
Bøker	22

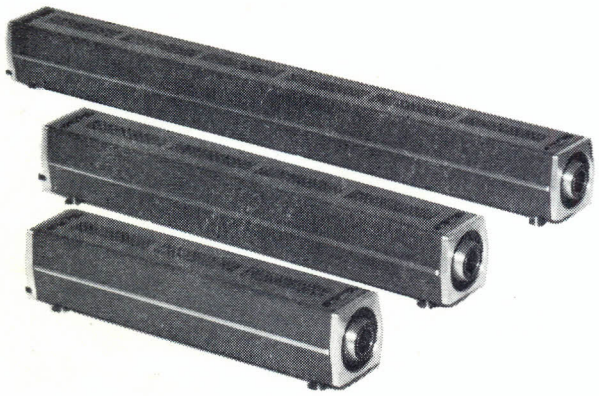


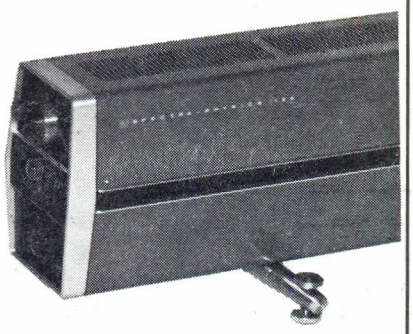
Newton's farvesirkel

Nr. 1 - 1967
29. årgang

... foruten Spectra-Physics Lasere

(He-Ne, Ar og CO_2)





... også: NUKLEÆRE instrumenter/systemer/detektorer

ELEKTRONISKE instrumenter

BALZERS høyvakuum/UHV-utstyr

RØDLAND & RELLSMO

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

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 1 - 1967

Redaktør: HAAKON OLSEN

29. årgang

Farver og farvesyn I

Lars Walløe

I. Klassiske observasjoner og hypoteser.

Leonardo da Vinci var den første som formulerte de lovene som gjelder for blanding av pigmentfarver. Ved hjelp av tre grunnfarver — Leonardo valgte rødt, gult og blått — er det mulig å blande seg frem til alle mulige farvenyanser. I tillegg til de tre grunnfarvene trengte Leonardo hvitt og sort for å få den rette lyshetsgraden i farvene sine. Leonardo's farveblandingslover kjenner vi fra skolens tegnetimer: rødt + gult gir orange, blått + rødt gir fiolett, gult + blått gir grønt o.s.v.

Newton oppdaget at en blanding av rødt lys fra spekteret og grønt lys fra spekteret ligner gult lys fra spekteret til forveksling, når intensitetene til det grønne og røde lyset blir valgt riktig. Newtons måte å blande farver på var prinsipielt forskjellig fra den måten malere blandet farver på. . Når malere blander pigmentfarver, får de en blandingsfarve som er mørkere enn de to farvene de starter ut med, vi kaller denne blandingsmåten for subtraktiv farveblanding. De to pigmentene absorberer hver sin del av lyset som sendes mot pigmentblandingen. Newton blandet farvet lys ved å projisere de to lysbuntene på det samme området av en skjerm. Med en slik blandingsmåte blir blandingsfarven lysere enn de to farvene man starter ut med, Denne blandingsmåten kaller vi additiv farveblanding.

Newton's hypoteser om lysets natur var forskjellige fra våre. Både ifølge Newton's ideer og våre, skulle imidlertid en additiv blanding av f. eks. rødt og gult lys fra spekteret fysisk være helt forskjellig fra orange lys fra spekteret, selv om farvene altså ser like ut: «— a Mixtureof homogeneal red and yellow compounds an Orange, like in appearance of Colour to that orange which in the series of unmixed prismatick Colours lies between them; but the Light of one orange is homogeneal as to Refrangibility, and that of the other is heterogeneal, and the Colours of the one, if viewed through a Prism, remains unchanged, that of the other is changed and resolved into its component Colours red and yellow».

Newton's observasjon gav derfor opphav til et fysiologisk problem: Disse to farveflekkene, som fysisk er helt forskjellige, ser like ut for de fleste mennesker. Forklaringen må være at synssansen vår arbeider på en slik måte at de to farvene forveksles. Newton forsøkte ikke å sette opp noen hypotese om hvordan synssansen arbeider, men han utførte en rekke farveblandingsforsøk og systematiserte resultatene: Newton foreslo at farvene i spekteret skulle ordnes i en sirkel. Figur 1 viser Newtons farvesirkel. De rene spektralfarvene ligger langs periferien til sirkelen. Hvitt ligger i sentrum, og de forskjellige grader av umettede farver ligger mellom periferien og sentrum. Newton fant at det var mulig å systematisere resultatene av farveblandingsforsøk ved å referere til denne farvesirkelen. To spektralfarver i blanding gir en blandingsfarve som ligger på forbindelseslinjen mellom de to. Blandingsfarven representeres av et punkt som deler denne linjen i samme forhold som forholdet mellom intensitetene til de to spektralfarvene. Newton observerte at to rene spektralfarver i blanding

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

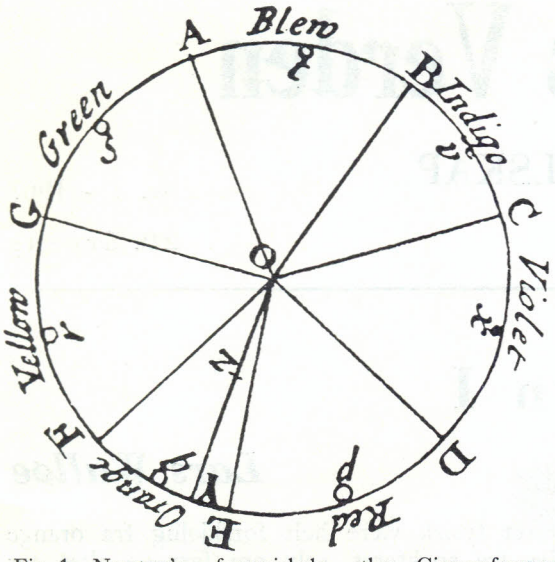


Fig. 1. Newton's farsevirkel: «the Circumference DEFGABCD, representing the Whole Series of Colours from one end of the Sum's colour'd Image of the other».

kunne gi hvitt lys. To slike farver kalte han komplimentærfarver. Komplementærfarver ligger altså diametralt motsatt i sirkelen. Newtons farveblandingsobservasjoner ble reformulert av Grassman og Ostwald i forrige århundre og kalles i dag ofte Grassman's lover.

Den første hypotesen som var ment å skulle forklare farveblandingsforsøkene, ble satt frem av Thomas Young i 1802. Young forsøkte å forklare Newton's observasjoner ved å sette frem en hypotese om synssansen. Med Youngs egne ord: «Siden det er nesten umulig å forestille seg at ethvert punkt i netthinnen inneholder et uendelig antall / farvefølsomme / partikler, ... er det nødvendig å anta at antallet er begrenset, for eksempel, til de tre hovedfarvene rødt, gult og blått». Senere mente han at rødt, grønt og fiolett var de tre grunnfarvene.

Young's hypotese om farvesansing virket for fantastisk på samtiden. Den ble delvis glemt. Helmholtz og Maxwell gjenoppdaget Young's hypotese i 1850-årene. Helmholtz formulerte den slik: «Det finnes tre typer nervefibre i øyet», «Objektivt homogent lys irriterer disse tre fibrene i forskjellig grad, bølgelengden. De rød-følsomme fibre blir sterkest irritert av lys med lange bølgelengder, de grønn-følsomme sterkest lys med middelslange bølgelengder, og de fiolett-følsomme blir sterkest irritert av lys med korte bølgelengder». Figur 2 viser hvordan Helmholtz tenkte seg irritabiliteten til sine tre hypotetiske fibretyper som funksjon av frekvensen til lyset. «Spektralrent rødt lys irriterer sterkest de rød-følsomme fibrene, svakt de to andre fibreslagene, opplevelse: rødt. Spektralrent gult lys irriterer middels sterkt både de rød- og grønnfølsomme, svakt de fiolettfølsomme fibrene, opplevelse: gult. Slik fortsetter Helmholtz gjennom hele spekteret. Vi skjønner at hypotesen kan forklare Newton's farveblandingsobservasjoner.

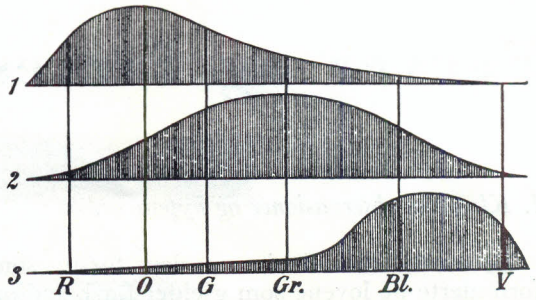


Fig. 2. Helmholtz' illustrasjon av Young's farvesansningshypotese. Følsomheten til de tre hypotetiske synsstoffene til Young er fremstilt som funksjon av frekvensen til lyset.

Young gikk ut fra at det var mulig å blande seg frem til alle tenkelige farver, både farver fra spekteret og andre (f. eks. purpur), ved additiv farveblanding av tre linjer fra spekteret Maxwell viste at Young tok feil på dette punktet. Han utvidet Newton's observasjoner om blanding av lysfarver med flere hundre kvantitative eksperimenter som han utførte på personer med normalt farvesyn og på farvesvake personer.

En av forsøksseriene til Maxwell ble utført på følgende måte: Forsøkspersonen så på et sirkulært felt. Feltet var delt i to av en vertikal diameter. Det ene halvfeltet, testfeltet, var opplyst med en bestemt intensitet av en bestemt linje i spekteret eller av en farve som ikke var spektralren. Det andre halvfeltet, blandingsfeltet, var opplyst av to andre linjer fra spekteret. Intensitetene til disse to linjene kunne forsøkspersonen selv regulere. Han forsøkte å regulere intensitetene inntil de to feltene så like ut. Hvis testfeltet var opplyst av spektralrent gult og blandingsfeltet av spektralrent grønt plus rødt, greidde forsøkspersonen å lage en blanding som lignet spektralrent gult til forveksling. For andre farver greidde han imidlertid ikke å få dem like. Heller ikke ved å ta med en tredje spektrallinje i blandingsfeltet fikk han det til. Derimot greidde han bestandig å få de to

feltene like, hvis han adderte den tredje spektralfarven til tekstfeltet.

Hvis vi kaller de tre grunnfarvene 1, 2 og 3, testfarven for x, og intensitetene til 1, 2, 3 og x for henholdsvis I_1, I_2, I_3 og I_x, kan resultatene av farveblandingsforsøk uttrykkes ved ligninger av typen:

$$I_x + I_3 = I_1 + I_2$$

Formelt blir ligningen gjerne skrevet

$$I_x = I_1 + I_2 + I_3$$

der en av intensitetene kan være negativ.

Maxwell viste at forholdet mellom de fire intensitetene var uavhengig av de absolutte intensitetene, og istedenfor I_1, I_2 og I_3 oppgir man gjerne de relative intensitetene

$$C_1 = \frac{I_1}{I_1 + I_2 + I_3}$$

og tilsvarende for de to andre grunnfarvene.

Maxwell viste også at man kan velge de tre grunnfarvene vilkårlig blant spektralfarvene, så lenge ikke en av dem kan dannes ved blanding av de to andre.

Maxwell's resultater med grunnfarvene rød (650 $m\mu$), grønn (530 $m\mu$) og blåfiolett (460 $m\mu$) er fremstilt i figur 3. Vi kan tenke oss de relative intensitetene til de tre grunnfarvene

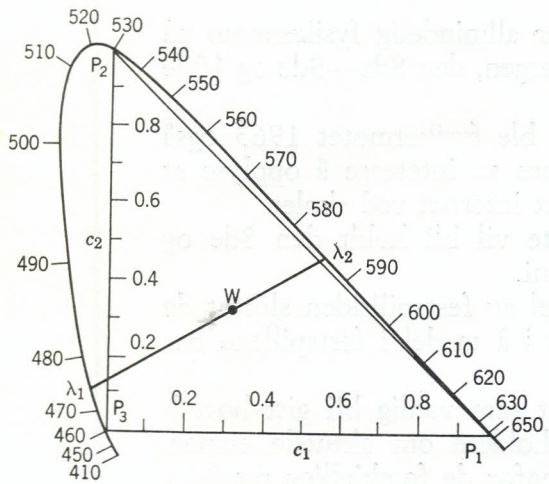


Fig. 3. Maxwell's farveblandingsresultater med grunnfarvene rød (= 650 $m\mu$), grønn (= 630 $m\mu$) og blåfiolett (= 460 $m\mu$). Den relative intensiteten til det røde lyset er abscisse og til de grønne ordinat.

avsatt langs tre Cartesiske koordinater. Bare to av aksene er fremstilt, fordi størrelsen av den tredje er gitt av ligningen

$$C_1 + C_2 + C_3 = 1$$

Blandingen av de tre grunnfarvene som ligner på rene spektralfarver, er avsatt langs den krumme linjen. Hvitt er representert med punktet W. λ_1 og λ_2 er et par komplementærfarger. Figuren viser godt at en blanding av spektralrent rødt og grønt lys gir en blandingsfarve som ligner spektralrent gult lys, mens en blanding av spektralrent grønt og blåfiolett lys ikke ligner på blågrønt lys fra spektret. Blandingsfarven er for umettet, dvs. for hvit.

Erwin Schrödinger utvidet de teoretiske delene av Maxwell's arbeider i begynnelsen av 1920-årene. Han lagde en axiomatisk vektorgeometri for farveblanding som inneholdt alle de kjente empiriske resultatene som spesialtilfeller, og som dessuten førte til nye resultater.

I 1878 fikk Youngs hypotese en konkurrent. Den tyske fysiologen Ewald Hering, satte frem sin hypotese. Hering angrep Young på et grunnlag som vi nærmest vil kalle fenomenologisk. Hering hevdet at mennesker har 4 fundamentalt forskjellige farveopplevelser; rødt, gult, grønt og blått, og ikke bare 3 slik som Young's hypotese synes å medføre. I følge Hering kan vi hverken si at gult lys er grønnlig rødt eller rødlig grønt. Det er en opplevelse som er helt forskjellig fra både grønt og rødt. Orange derimot er en farve som vi tydelig ser ligger «mellom» gult og rødt og som ligner på begge disse farvene. Hering satte opp sin modell av synssansen som skulle forklare denne observasjonen, som et alternativ til Young's hypotese. I følge Hering finnes det tre synsstoffer i netthinnen. To av disse stoffene er ansvarlig for farvesynet. Hering tenkte seg at hvert av stoffene kunne undergå to motsatt rettede kjemiske reaksjoner. Han kalte disse reaksjonene assimilasjon og dissimilasjon. Det ene stoffet mente Hering ble påvirket av blått og gult lys, det andre av rødt og grønt lys: «På det blå-gule og rødgrønne stoffet virker enkelte stråler dissimilerende, enkelte andre assimilerende, og noen stråler virker overhodet ikke.» Hvert stoff har sitt eget spektrum: «Spekteret til det blågule stoffet faller i to deler, én gul og én blå. De to delene er skilt av et punkt som det blågule stoffet er blindt for. Dette punktet svarer til

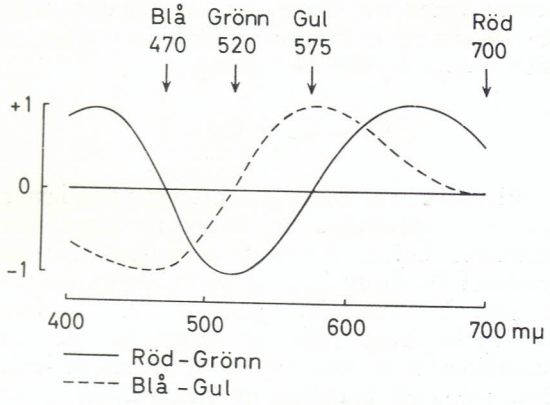


Fig. 4. Aksjonsspektrene til de hypotetiske blågule og rødgrønne synsstoffene til Hering. Assimilasjon er tenkt oppover, dissimilasjon nedover.

rent grønt». På samme måte deler Hering spekteret til det rødgrønne stoffet i tre deler, grønt i midten, og rødt i de to endene. Hering får på denne måten fire rene farveopplevelser som svarer til at bare ett av disse to synsstoffene assimileres eller dissimileres. Hering tenkte seg at det tredje synsstoffet ble dissimilert av alle de bølgelengder som øyet er følsomfor. Aksjonsspektrene til to av de tre hypotetiske synsstoffene til Hering er fremstilt i figur 4.

I løpet av de 80 årene som er gått siden Hering satte frem sin hypotese, har tilhengerne til Young og Hering vært i konflikt. Kampen har hele tiden vært hard, og tilhengerne til den ene hypotesen har hatt meget vanskelig for å forstå argumentene som talte for den andre hypotesen. I mellomtiden har fysikere, psykologer og fysiologer øket vårt kunnskap om farver og farvesyn. Inntil 1960 har imidlertid begge hypotesene vært i stand til å tilpasse seg de nye observasjonene. I løpet av de siste fem årene er striden i hovedtrekkene løst. Begge hypotesene er riktige, men på hvert sitt nivå i nervesystemet.

I neste artikkel skal jeg fortelle om de eksperimentelle undersøkelsene som har ført til disse resultatene.

LITTERATUR:

[1] *Leonardo da Vinci:* «Boken om maleriet».
[2] *Isaak Newton:* «Opticks».
[3] *Thomas Young:* «Lectures on Natural Philosophy» 1907.
[3] *H. L. F. von Helmholtz:* «Handbuch des Physiologischen Optik», Bd. II, 1866.
[5] *J. C. Maxwell:* «Scientific Papers» 1890.
[6] *E. Hering:* «Zur Lehre von Lichtsinne» 1878.
[7] *E. Schrødinger:* »Gundlinien einer Theorie der Farbenmetrik im Tagessehen» Ann. Physik, *6*⁻, 1920.

FYSIKERMØTET 1967.

Norsk Fysisk Selskap avholder allmindelig fysikermøte på Fana Folkehøgskule, Milde pr. Bergen, den 8de—9de og 10de juni.

Som mange sikkert vil huske ble fysikermøtet 1963 også holdt på dette sted. Det kan være av interesse å opplyse at det siden den gang er bygget nytt internat ved skolen.

Norsk Fysisk Selskaps årsmøte vil bli holdt den 8de og den tradisjonelle fest den 9de juni.

Møtet er plasert i den siste del av festspilltiden slik at de møtedeltakere som er interessert i å ta del i festspillene har anledning til det.

Ved selve fysikermøtet vil det som vanlig bli gitt hovedforedrag ved innbudte foredragholdere om aktuelle emner, samt kortere spesialforedrag innenfor de forskjellige områder av fysikken. Det vil også i likhet med ifjor bli søkt arrangert en diskusjon om problemer i forbindelse med utbygging av norsk fysisk forskning.

Elektriske halvledere — typiske egenskaper og noen anvendelser.

Jacob Sandstad

Halvlederfysikken illustrerer på en slående måte både forskjellen og vekselvirkningen mellom teoretisk og eksperimentell fysikk. Det er tilsynelatende liten forbindelse mellom de eksperimentene som utføres i laboratioret og den teori som brukes for å interpretere resultatene. Men det ville ikke være mulig å planlegge fornuftige eksperimenter uten støtte i en generell teori.

Hva er en elektrisk halvleder? Betegnelsen sier oss at en halvleder ikke er en isolator, men heller ikke noen skikkelig leder. Det som karakteriserer en halvleder er imidlertid ikke bare størrelsen av resistiviteten, men også mekanismene for ledning av strøm, som vi skal se i det følgende.

Mekanismer for ledning av strøm i halvledere.

De halvledere som har størst praktisk interesse, kalles gjerne valenshalvledere, og omfatter grunnstoffer fra IV gruppe i det periodiske system (germanium, silicium), og forbindelser med en tilsvarende krystallstruktur (f. eks. III–V forbindelsene galliumarsenid og indiumantimonid). Disse stoffene opptrer med en krystallstruktur som for kullstoff i diamant (fig. 1), der hvert atom er omgitt tetraedrisk av 4 andre, i samsvar med at hvert atom i middel har 4 ytre (svakt bundne) elektroner. Det er disse valenselektronene som formidler bindingskreftene mellom atomene i krystallgitteret. (Kovalente bindinger). Skjematisk

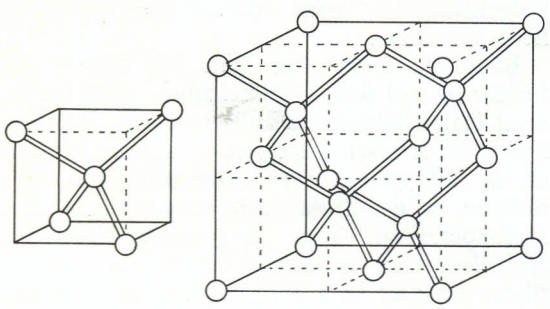


Fig. 1. Krystallstruktur for germanium og silicium.

Jacob Sandstad er laboratorieingeniør og leder av elektronikklaboratoriet ved Fysisk institutt, Blindern

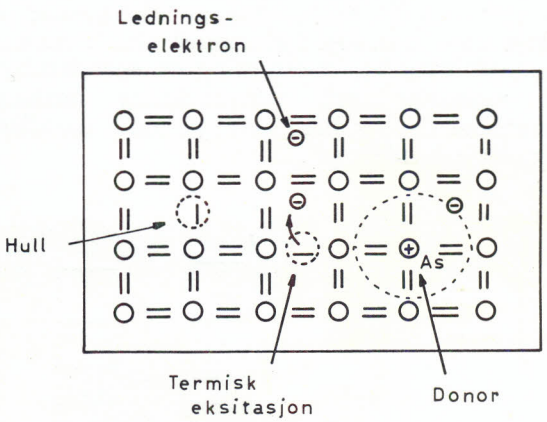


Fig. 2. Plan modell av krystallgitter med kovalente bindinger.

kan dette illustreres i en plan modell, (fig. 2). Valenselektronene danner «broer» mellom naboatomer, og krystallen inneholder ingen bevegelige ladningsbærere. Dette vil bare være tilfelle ved meget lav temperatur. Når temperaturen stiger, vil enkelte elektroner kunne rive seg løs fra valensbindingene ved termisk eksitasjon, og vil da kunne bevege seg gjennom krystallen på samme måte som ledningselektroner i metaller. Ved siden av denne «normale» elektronledning, vil det imidlertid gjøre seg gjeldende en annen ledningsmekanisme. For hvert elektron som eksiteres, vil det oppstå en ufullstendig valensbinding. Et område som inneholder en slik ufullstendig valensbinding, har positiv ladning (fordi det mangler et elektron), og kalles gjerne et «positivt hull» eller bare et «hull». Et «hull» oppfører seg på mange måter som en positiv ladningsbærer. I et ytre elektrisk felt vil «hullene» bevege seg med feltretningen ved at valenselektroner fra nabolaget suksessivt fyller opp den ledige plassen, og ved lignende mekanisme vil hullene kunne diffundere gjennom materialet.

Når temperaturen øker, vil det bli en økende sannsynlighet for termisk eksitasjon av elektron-hull-par og ledningsevnene for materialet øker. Men når konsentrasjonen av ladningsbærere øker, vil det også bli en større sannsynlighet for rekombinasjon, som består i at ledningselektroner fyller opp hull, og dermed

forsvinner begge to som ledningsbærere betraktet. Disse prosessene vil føre til at det innstiller seg en temperaturavhengig likevekt i konsentrasjonen av ladningsbærere.

Mange prosesser i halvlederkomponenter kan beskrives kvalitativt ut fra de enkle forestillingene som er skissert i det foregående. Men en kvantitativ teori må bygge på en bølgemekanisk beskrivelse av elektronene i krystallgitteret. Fig. 3 illustrerer enkle atomære energinivåer (a), oppsplitting av energinivåer i molekyler ved vekselvirkning mellom atomene (b), og brede energibånd i metaller (c) og halvledere (d).

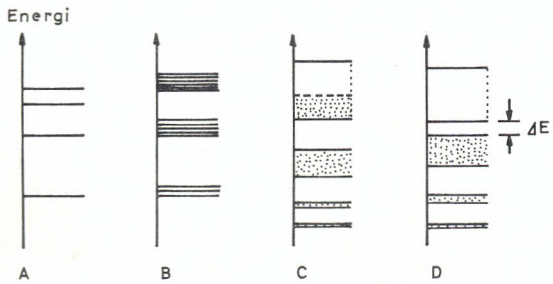


Fig. 3. Energinivåer (skjematisk). A: atom. B: molekyl. C: metall. D: halvleder.

Hvert bånd inneholder et stort antall diskrete nivåer med liten innbyrdes energiforskjell, og mellom båndene kan det være relativt store energigap uten tillatte tilstander. I et metall vil valenselektronene ikke fylle et bånd (eller det er overlapping mellom energibånd), og det vil derfor finnes et stort antall ledige tilstander med energier som bare er lite forskjellige fra de tilstandene som er besatt, og elektronene kan lett føres over i andre tilstander.

I halvlederne derimot vil valenselektronene ved lav temperatur praktisk talt fylle et bånd (valensbåndet), mens det nærmeste høyere bånd er praktisk talt tomt (ledningsbåndet). Mellom de to båndene er det et forbudt energigap, som er ca. 0,7 eV for germanium og ca. 1,1 eV for silicium.

Fig. 4 illustrerer båndteorien på en annen måte. Figuren viser resultatet av numeriske beregninger av energitilstandene for valenselektronene i diamant. De enkelte deler av kurvene er beregnet ut fra forskjellige approksimasjoner. Vi kan tenke oss en diamant med normal struktur, bortsett fra at gitterkonstanten er meget stor. Vekselvirkningen mellom atomene er da liten, og kan betraktes som en svak perturbasjon, som gir en opp-

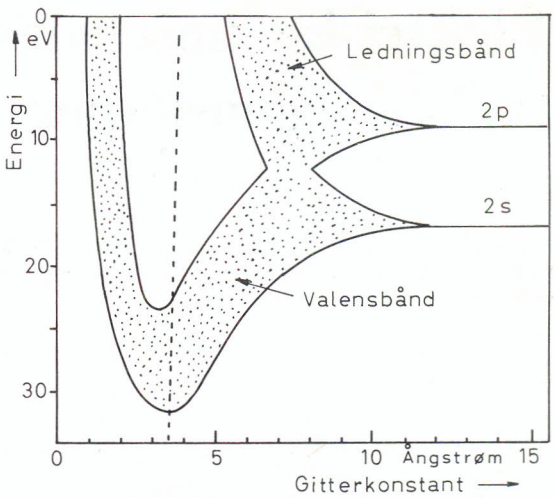


Fig. 4. Beregnede energinivåer for elektroner i diamant ved varierende gitterkonstant.

splitting av de atomære tilstandene. Det er normalt 2 elektroner i $2s$ tilstander og 2 i $2p$ tilstander. Når gitterkonstanten blir mindre, vil symmetriforhold i krystallen gjøre seg mere gjeldende, og ved den verdi av gitterkonstanten som faktisk finnes hos diamant, er det en oppdeling i 2 bånd. Det nedre — valensbåndet — har plass til 4 elektroner pr. atom, altså samtlige valenselektroner i krystallen, mens det øvre båndet — ledningsbåndet — bare vil inneholde elektroner som er eksitert fra valensbåndet. Det er en viss korrespondanse mellom den klassiske partikkelbeskrivelse og båndmodellen. F. eks. vil det forbudte energitap tilsvare eksitasjons- eller ionisasjonsenergien for løsriving av et valenselektron. Men den bølgemekaniske beskrivelse er fundamentalt forskjellig fra partikkelbeskrivelsen bl. a. ved at den ikke gir noen lokalisering av elektronene. Både valenselektroner og ledningselektroner beskrives ved bølgefunksjoner som strekker seg gjennom hele krystallen.

Blant de fenomener som har funnet sin forklaring ved den bølgemekaniske beskrivelse, er at Hall-effekten for hull er positiv. Klassisk kan Hall-effekten beregnes ut fra bevegelsen av de elektronene som suksessivt fyller opp hullene, og en vil da vente å finne en negativ Hall-spenning. Den bølgemekaniske beskrivelse leder imidlertid til at elektroner i tilstander nær den øvre grense for et bånd, oppfører seg som om de har negativ masse, når de blir akselerert relativt til krystallgitteret. Hullene, som jo består i at det mangler elektroner i slike tilstander, vil derfor opptre

med positiv effektiv masse, og da de også har positiv ladning, vil de gi positiv Hall-effekt. (Kfr. T. Olsen: Elementære eksitasjoner i faste stoffer. F. F. V. nr. 2 1964, s. 33).

I praksis brukes vanligvis ikke homogene, rene halvledere. I slike tilfelle kan det ofte være hensiktsmessig å beskrive materialenes egenskaper ved en (teoretisk ufullkommen) kombinasjon av båndteorien og partikkelbeskrivelsen, idet energiforholdene utledes av båndteorien, mens transportegenskapene (diffusjon, elektrisk ledning etc.) beskrives ved en tilpasset partikkelteori.

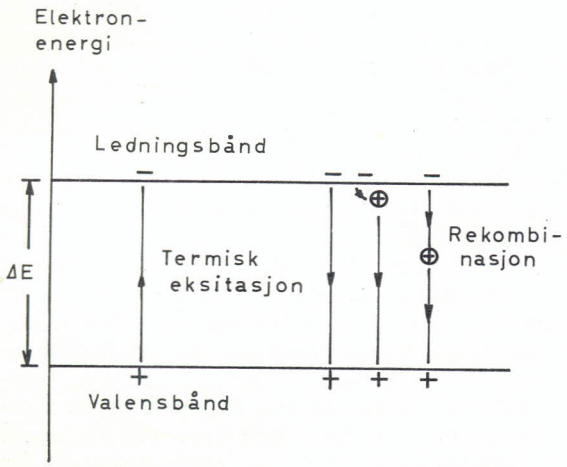


Fig. 5. Termisk eksitasjon og rekombinasjon av ladningsbærere.

Fig. 5 illustrerer eksitasjons- og rekombinasjonsprosesser i energibåndskjemaet. Figuren omfatter toppen av valensbåndet, bunnen av ledningsbåndet og det mellomliggende energigap. For germanium- og siliciumkrystaller er direkte overgang mellom ledningsbånd og valensbånd lite sannsynlig. Overgangene skjer helst via nivåer i energigapet, som skyldes fremmedstoffer eller gitterfeil i krystallen.

Sannsynligheten for eksitasjon av ladningsbærere øker med temperaturen. Rekombinasjonshastigheten er mindre temperaturavhengig, men øker proporsjonalt med produktet av konsentrasjonene av elektroner og hull.

Ved termisk likevekt leder dette til en slags massevirkningslov:

$$n \cdot p = \text{Konst.} \cdot T^3 e^{-\Delta F/kT}$$

der n og p er konsentrasjonene av henholdsvis elektroner og hull, T er temperatur (°K) og k er Boltzmanns konstant. ΔE, som er størrelsen av energigapet, inngår i Boltzmannfaktoren $e^{-\Delta F/kT}$. Faktoren T^3 henger sammen med fordelingen av tilstander i valensbånd og ledningsbånd. (Ved høyere temperaturer vil overganger mellom tilstander lenger nede i valensbåndet og høyere opp i ledningsbåndet gjøre seg stadig mere gjeldende). Ledningsevnene for et materiale avhenger både av konsentrasjonen av ladningsbærere og av ladningsbærernes mobilitet (definert som forholdet mellom midlere drifthastighet og feltstyrke: $\mu = v_d/E$). I en ren halvleder er det like mange elektroner som hull: $n = p = n_i$, der n_i betegner elektronkonsentrasjonen ved egenledning (intrinsic conduction). Dette forholdet endres ved tilsetting av fremmedstoffer.

I en halvleder som inneholder både elektroner og hull, vil et elektrisk felt E fremkalle en strømtetthet

$$J_E = e(n\mu_n + p\mu_p)E$$

der e = elementærladningen og μ_n og μ_p betegner mobiliteten for henholdsvis elektroner og hull. Sammenlignet med metalliske ledere har halvlederne normalt svært få ladningsbærere, som til gjengjeld beveger seg med stor drifthastighet. Ved sterke felter kan drifthastigheten bli av samme størrelsesorden som elektronenes termiske hastighet, og det opptrer ulineære effekter.

En ordnet transport av ladningsbærere foregår ikke bare ved drift i et elektrisk felt, men også ved diffusjon på grunn av variasjoner i konsentrasjonene. Denne prosessen spiller en langt større rolle i halvledere enn i metaller, og da særlig i forbindelse med injeksjon av ladningsbærere, som f. eks. i fotoelektriske komponenter og i halvlederdioder og transistorer. Hvis D_n og D_p betegner diffusjonskonstantene for elektroner og hull, blir strømtettheten ved en-dimensjonal diffusjon:

$$J_D = e\left(D_n \frac{\partial n}{\partial x} - D_p \frac{\partial p}{\partial x}\right).$$

Tabell 1 viser noen karakteristiske data for germanium, sislicium og galliumarsenid. F. eks. er n_i for germanium ved værelsestemperatur bare ca. $2{,}5 \cdot 10^{13}$ elektroner pr. cm^3, mens antall atomer pr. cm^3 er ca. $4{,}4 \cdot 10^{22}$. Det er altså bare ett ledningselektron pr. $2 \cdot 10^9$ atomer i krystallgitteret.

Tabell I. Parametre for noen halvledere ved T = 300 °K.

	Energi-gap ΔE eV	Intrinsic konsentra-sjon n cm^{-3}	Mobilitet cm^2/Vs μ_n	μ_p	Dielektrisi-tetskoeffi-sient Ke
Ge	0,67	$2{,}5 \cdot 10^{13}$	3900	3400	16
Si	1,11	$1{,}4 \cdot 10^{13}$	1900	425	12
Ga As	1,39		8500	400	12,5

Doping.

Ledningsevnen for en halvleder kan økes drastisk ved å sette til små mengder av fremmedstoffer. Dette kalles doping, og de vanligste dope-materialene er enten elementer fra V. gruppe i det periodiske system (f. eks. P, As, Sb) eller fra III. gruppe (f. eks. B, In, Al).

Ved tilsetting av f. eks. arsen til silicium eller germanium, vil arsenatomene besette normale gitterposisjoner i krystallen. Arsen har 5 valenselektroner. 4 av disse går inn i de normale valensbindingene, mens det femte blir til overs. Ved lave temperaturer vil det være bundet til arsen-atomet i en hydrogenlignende tilstand. (Se fig. 2). På grunn av den høye verdi av dielektrisitetskoeffisienten for Si og Ge, er bindingsenergien forholdsvis liten (ca. 0,04 eV for Si, ca. 0,01 eV for Ge). I energibåndskjemaet kan dette illustreres ved energinivåer like under ledningsbåndet. (Fig. 6). Energiforskjellen er så liten, at det ved værelsetemperatur vil være meget mere sannsynlig å finne disse elektronene i ledningsbåndet enn knyttet til arsenatomene, som sitter igjen som positive ioner i gitteret, og danner en ubevegelig romladning. Som helhet

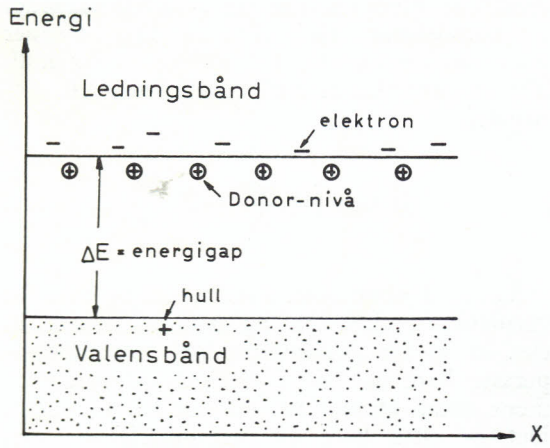


Fig. 6. Energibåndskjema for N-lahvleder.

er krystallen fortsatt elektrisk nøytral. Når konsentrasjonen av ledningselektroner er blitt større, vil rekombinasjonshastigheten øke og sørge for at konsentrasjonen av hull avtar i overensstemmelse med massevirkningsloven. Om det f. eks. tilsettes arsen-atomer til Ge i et forhold 1:10^6, øker konsentrasjonen av ledningselektroner til $n = 4{,}4 \cdot 10^{16}$ pr cm^3 og konsentrasjonen av hull reduseres til $p = 1{,}4 \cdot 10^{10}$ pr. cm^3. Ledningsevnen øker da med en faktor på ca. 1000, og er helt dominert av elektronene. Dette betegnes N-type ledning, materialet kalles en N-leder (eller N-halvleder), og et dopemateriale som kan avgi ledningselektroner, kalles en donor.

I en N-halvleder betegnes ledningselektronene som majoritets-ladningsbærere, og hullene som minoritetsladningsbærere.

Tilsvarende forhold gjelder ved doping med elementer fra III. gruppe i det periodiske system, bare med den forskjell at disse vil binde elektroner, slik at det introduseres et et overskudd av hull i halvlederen. Fremmedstoffene kalles da akseptorer, og materialet betegnes som en P-leder.

Likevekten mellom konsentrasjonene av ledningselektroner og hull kan forstyrres f. eks. ved fotoelektrisk eksitasjon av elektron-hull-par. De overtallige ladningsbærerne vil forsvinne litt etter litt ved rekombinasjon. Forløpet kan tilnærmet beskrives ved en enkel eksponensialfunksjon, og tidskonstanten for prosessen betegnes som levetiden for minoritetsladningsbærerne. Levetiden avhenger bl. a. av renheten av materialene.

For de materialene som vanligvis brukes i halvlederkomponenter, kan levetiden være størrelsesorden 10^{-6} til 10^{-3} sekunder.

PN-overgang.

Mange av de viktigste halvlederkomponentene inneholder både P- og N-områder innenfor samme krystall, og de prosessene som utnyttes, foregår ved grensen mellom disse områdene.

Fig. 7 illustrerer forholdene i en halvleder med en slik PN-overgang (PN-junction).

Krystallstrukturen er ensartet gjennom overgangen, og kjemisk sett er begge sider meget rene. Den eneste forskjell er at på N-siden er det tilsatt en liten mengde donorer (f. eks. Arsen i mengdeforhold 1:10^6), og på P-siden en tilsvarende mengde av akseptorer (f. eks. Bor).

På N-siden vil vi da finne positive ioniserte donoratomer og et tilsvarende antall lednings-

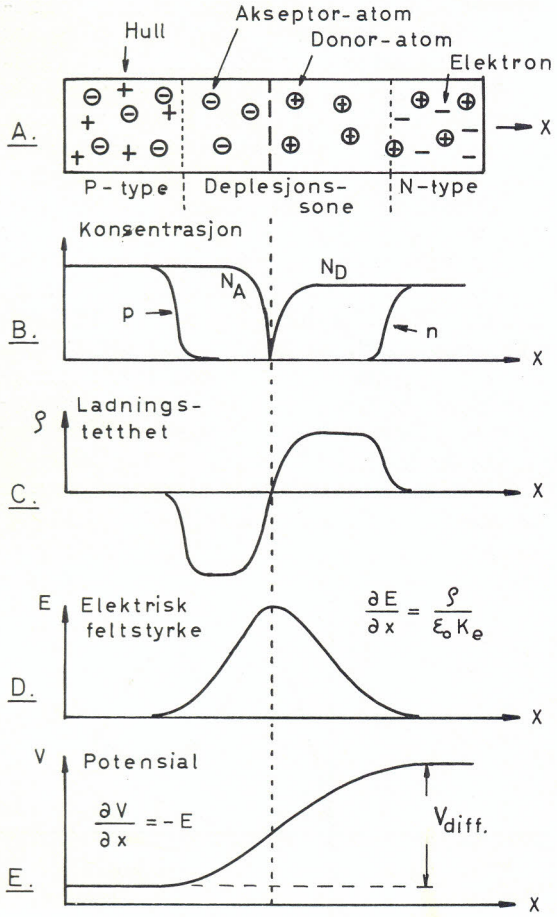


Fig. 7. PN-overgang.

elektroner, på P-siden negative akseptoratomer og hull. Elektroner vil diffundere over mot P-siden, og hull mot N-siden. Ved overgangen vil de rekombinere, og det dannes en sone med svært få bevegelige ladningsbærere. (Deplesjonssonen). I denne sonen vil donor- og akseptoratomene representere ubevegelige romladninger, som er positive på N-siden og negative på P-siden, og fremkaller elektriske felter som motvirker diffusjonen av ladningsbærerene. Ved likevekt (uten noen ytre påtrykt spenning) kan det ikke gå noen resulterende strøm gjennom overgangen, og diffusjonen må da balanseres av en like stor og motsatt rettet transport av ladningsbærere på grunn av det indre elektriske feltet. Fordelingen av ladningsbærere kan være som vist i fig. 7b. N_D og N_A betegner konsentrasjonen av donorer og akseptorer, og det er en brå overgang fra N- til P-siden. Fig. 7c, d, og e viser resulterende romladning, feltstyrke og potensial gjennom overgangen. Potensialforskjellen mellom N- og P-området kalles gjerne diffusjonsspenningen, og avhenger bl. a. av dopekonsentrasjonene. Forutsettes termodynamisk likevekt og fullstendig ionisering av donor- og akseptornivåene, blir diffusjonsspenningen:

$$V_d = \frac{kT}{e} \ln (N_A N_D / n_i^2) .$$

For vanlige germanium-dioder kan diffusjonsspenningen være 0,3–0,4 volt, og for siliciumdioder 0,6–0,8 volt. Denne spenningen er sterkt temperaturavhengig, noe som i mange tilfelle er uønsket, men også kan utnyttes, f. eks. i termoelektriske elementer.

Ved tilkobling av en ytre spenningskilde til en diode, vil likevekten i PN-overgangen forstyrres. Hvis polariteten er slik at den positive pol kobles til P-siden i dioden, reduseres potensialforskjellen over PN-overgangen. Det indre elektriske feltet reduseres og det oppstår en livlig utveksling av ladningsbærere ved at elektroner diffunderer inn i P-området og hull inn i N-området. Dette kalles diodens ledereting. Ved konstant ytre spenning innstiller det seg en stasjonær strøm. På begge sider av overgangen vil ladningsbærere forsvinne ved rekombinasjon, men nye ladningsbærere blir tilført fra den ytre kretsen. N-lederen får tilført nye elektroner gjennom den metalliske lederen, og i P-lederen oppstår det hull ved at valenselektroner går over fra halvlederen til metallet. (Dette forutsetter at det er lavohmige overganger mellom halvleder og metall).

Ved tilkobling av en ytre spenning i motsatt retning (ɔ: positiv spenning til N-lederen) øker feltstyrken i PN-overgangen. Dette resulterer i at elektronene på N-siden og hullene på P-siden trekkes bort fra overgangen, slik at deplesjonssonen blir videre og det går bare en liten strøm. Dette kalles diodens sperreretning (eller reversretningen). Strømmen i sperreretningen skyldes vesentlig minoritetsladningsbærere over deplesjonssonen p. g. a. feltet. På kanten av deplesjonssonen er konsentrasjonen av minoritetsbærere liten, og de føres inn mot sonen ved diffusjon. Økes spenningen i sperreretningen, vil strømmen nærme seg en metningsverdi, som avhenger av diffusjonskonstanter og levetider for minoritetsladningsbærerne. En idealisert teori (Schockley 1949) leder til diodeligningen

$$I = I_0(e^{eV/kT} - 1)$$

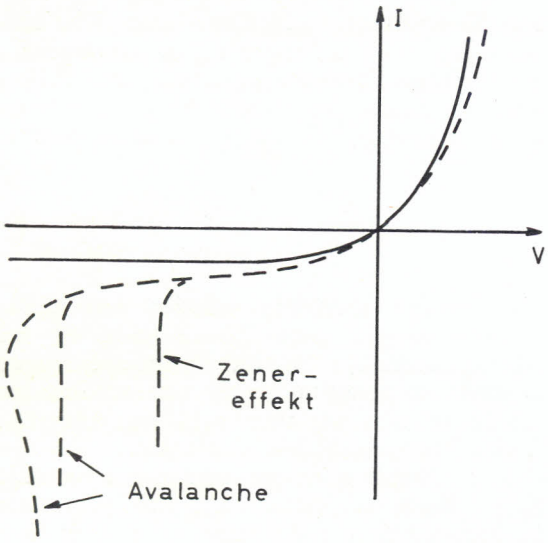


Fig. 8. Karakteristikker for halvlederdioder.

der I er strømmen gjennom dioden, V er den ytre spenning (regnet positiv i lederetningen) og I_0 er metningsstrømmen i sperreretningen.

Fig. 8 viser noen diodekarakteristikker. Den heltrukne kurven svarer til den idealiserte teori. Ved stor strøm i lederetningen vil ohmske spenningsfall i de homogene P- og N-områdene på begge sider av PN-overgangen gjøre seg gjeldende. Ved spenning i sperreretningen kan det inntre forskjellige interessante effekter. Dioder med liten dopekonsentrasjon tåler forholdsvis høy spenning, men før eller senere inntrer avalanche-effekt, som består i at antallet av ladningsbærere øker ved en slags støtionisasjonsprosess. I dioder med sterk doping kan det observeres en meget sterk økning av strømmen i sperreretningen allerede ved en spenning på noen få volt. Dette kalles Zenereffekt og forklares som en kvantemekanisk tunneleffekt. Prosessen er illustrert skjematisk i fig. 9. Når feltstyrken i sperresonen blir tilstrekkelig stor, vil elektroner kunne gå direkte over fra tilstander i valensbåndet på et sted i PN-overgangen, til tilstander i ledningsbåndet litt lenger over mot N-siden. Totalenergien for elektronene endres ikke ved denne overgangen, fordi forskjellen i elektrostatisk energi tilsvarer energigapet mellom valensbånd og ledningsbånd. For dioder med brå overgang og meget sterk doping (fremmedstoff i mengdeforhold større enn ca. $1:10^3$), blir diffusjonsspenningen større enn energigapet, og betingelsene for tunneleffekt er oppfylt både for spenninger i sperreretningen og for små spenninger i lederetningen. (Tunneldiode). Karakteristikken for en slik diode er vist i fig. 10, og et typisk trekk ved den er et område med negativ dynamisk motstand (ɔ: strømmen avtar når spenningen øker).

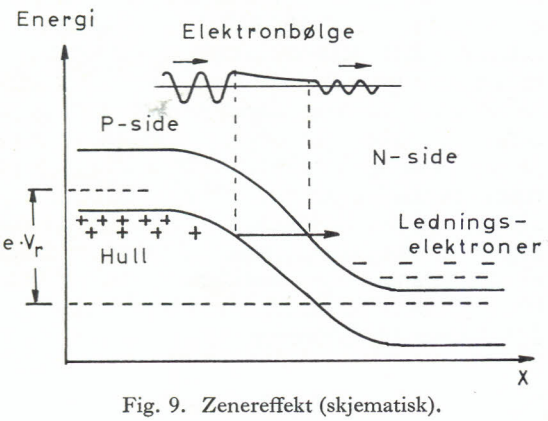


Fig. 9. Zenereffekt (skjematisk).

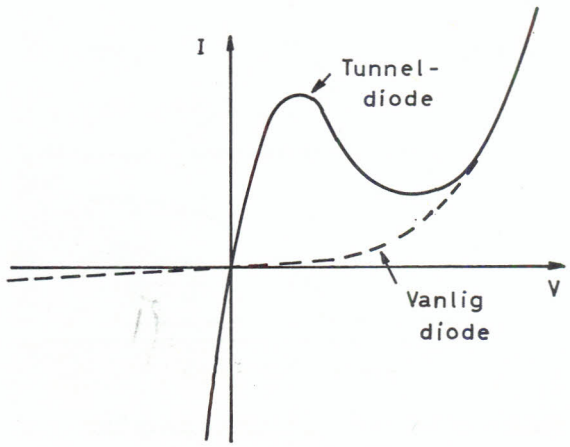


Fig. 10. Karakteristikk for tunneldiode.

Transistorer.

Betegnelsen «transistor» er dannet ved forkortelse av «transfer resistor», og henger sammen med at i en transistor vil strømmen i én del av kretsen forandre motstanden (og dermed også strømmen) i en annen del av kretsen. Denne styrevirkningen kan utnyttes til å frembringe elektriske svingninger eller til signalforsterkning.

Fig. 11 viser skjematisk hvordan en transistor kan være bygget opp, og hvordan den kobles inn som forsterkerelement i en signalforsterker. Transistoren er fremstilt av en enkrystall (f. eks. av silicium) med 2 PN-overganger, altså 3 områder med forskjellig doping. Områdene kalles emitter, basis og kollektor. I eksemplet er basis P-ledende, mens emitter og kollektor er N-ledende. Det hele

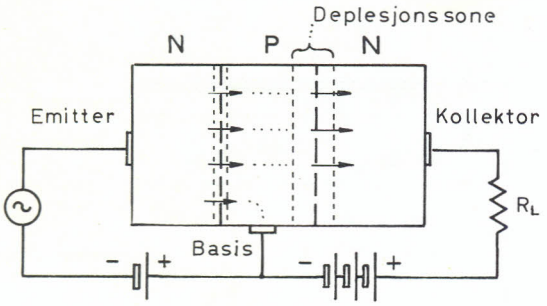


Fig. 11. Transistor koblet som forsterker. (Felles basis-kobling).

kan betraktes som to halvlederdioder med felles basis, og de to diodene kan kobles til hver sin ytre strømkilde. Emitter-basis-dioden kobles med spenning i lederetningen, og det vil her innstille seg en stasjonær og forholdsvis stor strøm. Overgangen mellom kollektor og basis har en forholdsvis stor forspenning i sperreretningen. Elektronene i kollektor og hullene i basis trekkes derfor hver sin vei bort fra overgangen, og det dannes en bred deplesjonssone, på tilsvarende måte som i en enkel diode. En skulle derfor vente at strømmen gjennom denne overgangen ble liten. Men her kommer elektronene fra emitter inn i bildet. Når basisområdet er tilstrekkelig smalt, vil elektroner som kommer inn i basis fra enitter, kunne bevege seg videre mot kollektor ved diffusjon, og trekkes over til kollektor av det elektriske feltet i deplesjonssonen. Strømmen til kollektor er altså avhengig av at det leveres ladningsbærere fra emitter. Hvis det føres et signal inn på emitter (f. eks. vekselstrøm fra en mikrofon), så vil også strømmen til kollektor variere i takt med signalet. En del av elektronene fra emitter går tapt ved rekombinasjon med hull i basis. Denne effekten reduseres ved å gjøre basisområdet smalt. For vanlige transistorer er tykkelsen av basis 1–10 μm, og overføringsforholdet for strøm fra emitter til kollektor er gjerne 0,98–0,995. Variasjonene i kollektorstrømmen vil altså være litt mindre enn variasjonene i emitterstrømmen, men signalspenningene blir meget større i kollektorkretsen fordi kollektor arbeider med høyere driftspenning og større impedans.

Ofte er det mere hensiktsmessig å bruke emitter som felleselektrode for inngangs- og utgangskrets. Signalet føres da inn på basis, og signalkilden behøver bare å levere differensen mellom emitter- og kollektorstrømmen. Med denne koblingen oppnås en strømforsterkning på 50–200.

Den transistoren som er omtalt i det foregående, kan klassifiseres som bipolar junctiontransistor. Den er uten sammenligning den mest brukte transistortype. Men det er andre transistorer som kan være særlig egnet for visse anvendelser. Her skal bare nevnes unipolartransistoren, eller junction felteffekttransistoren (fig. 12). Hovedstrømmen går fra S (Source) til D (drain) gjennom en smal ledende kanal. Kanalen er begrenset av PN-overganger mot en øvre og en nedre styreelektrode G (gate), som kobles med forspenning i sperreretningen. Tykkelsen av den ledende kanalen (og dermed motstanden mellom S og D) avhenger av forspenningen på styreelektrodene: Større forspenning øker tykkelsen av deplesjonssonene, og kanalen blir smalere. Styrevirkningen foregår i det vesentlige elektrostatisk, altså med svært lite strømforbruk. P- og N-områdene i vanlige transistorer inneholder dopematerialer i mengdeforhold fra ca. $1:10^7$ til $1:10^5$. Når de virksomme fremmedstoffer skal tilsettes i så små mengder, er det klart at utgangsmaterialet må ha stor renhet. Forurensningene skal helst være mindre enn $1:10^8$.

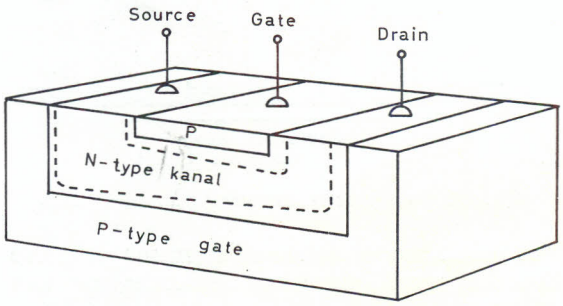


Fig. 12. Snitt gjennom planar felteffekttransistor.

Fremstilling av transistorer kan foregå på mange måter. Dope-materialene kan settes til smelten som krystallene dyrkes i, eller de kan føres inn fra overflaten av krystallene ved legering og etterfølgende diffusjon. For siliciumkomponenter brukes nå mest en planar diffusjonsprosess, som består i at de forskjellige dopematerialene, som foreligger i gassfase, diffunderes inn i krystallen fra samme side, men ved flere atskilte diffusjonsprosesser. Mellom hver diffusjon blir overflaten preparert med et mønster av siliciumoksyd som dopematerialene ikke kan trenge gjennom. Mønsteret dannes ved en fotografisk teknikk: Først oksyderes hele overflaten, og det påføres en fotofølsom lakk, som eksponeres i det ønskede mønster ved hjelp av fotografiske masker og

ultraviolet lys. Lakken herder ved belysning, men i de områdene som ikke er belyst, kan både lakk og oksydskikt fjernes ved etsing.

Metoden egner seg for masseproduksjon. Den gjør det mulig å avgrense de enkelte N- og P-områdene meget nøyaktig geometrisk, slik at komponentene kan lages små, og metoden benyttes derfor også til fremstilling av integrerte kretser, som kan inneholde et stort antall komponenter på en liten siliciumskive.

Andre anvendelser av halvledere.

Det er tidligere nevnt at kontaktspenningen (diffusjonsspenningen) over en PN-overgang er temperaturavhengig. Ved sammenkobling av flere P- og N-områder i serie, dannes termoelektriske batterier. Sendes det strøm gjennom en slik kjede, vil det finne sted en avkjøling der strømmen passerer fra en P- til en N-leder, og en ekstra oppvarming ved motsatt strømretning. (Peltier-effekt. Fig. 13).

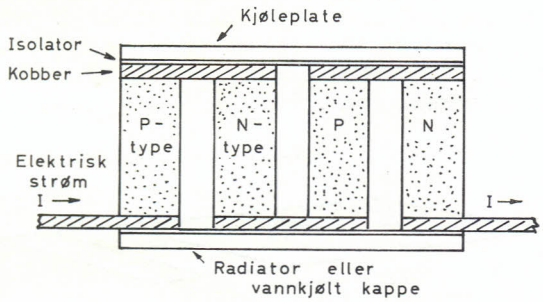


Fig. 13. Peltierbatteri for termoelektrisk kjøling.

For halvledere er denne effekten meget større enn for metalliske termoelementer, og kan utnyttes til å fremstille enkle og robuste apparater for termoelektrisk kjøling. De materialene som brukes i slike elementer, må gi høy termoelektrisk spenning, og samtidig ha god elektrisk ledningsevne, men liten varmeledningsevne. De beste resultater er oppnådd med halvledende forbindelser (f. eks. Bi_2Te_3) med forholdvis høy dopekonsentrasjon (ca. $1:10^3$). Med enkle elementer kan det oppnås en temperaturforskjell på ca. 50° mellom den varme og den kalde siden, og en varmetransport på ca. 1 watt/cm^2. Peltier-elementene brukes særlig til nedkjøling av små volum, f. eks. ømfintlige elektroniske komponenter, og preparater for mikroskopering.

En annen interessant anvendelse av halvledere er solbatterier, som utnytter strålingen fra solen til fremstilling av elektrisk energi. Solbatterier kan bestå av termoelektriske elementer, men nå brukes helst fotospenningsceller, fordi disse gir større virkningsgrad. Fig. 14 viser skjematisk en silicium-fotospenningscelle av den type som brukes til strømforsyning i kunstige satelitter. Cellen har en PN-overgang nær overflaten, og er beskyttet av et siliciumoksydskikt. Innfallende stråling fra solen eksiterer hull-elektron-par, og ladningsbærerne trekkes hver sin vei av det indre feltet i deplesjonssonen. Dette resulterer i at potensialforskjellen mellom N- og P-området blir redusert, og endringen opptrer som en elektromotorisk spenning i kretsen.

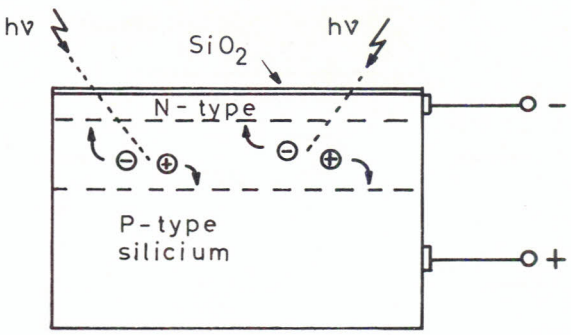


Fig. 13. Fotospenningscelle for solbatteri.

Den motsatte effekt, altså generering av lys ved rekombinasjon av elektroner og hull, utnyttes i lysdioder og diode-lasere. Når det sendes strøm i lederetningen gjennom en diode, vil det foregå en livlig rekombinasjon av ladningsbærere nær PN-overgangen, og energi kan frigjøres i form av elektromagnetisk stråling. Bølgelengden svarer til energigapet mellom valensbånd og ledningsbånd. For dioder av germanium og silicium er lysutbyttet dårlig, bl. a. fordi direkte rekombinasjon av elektroner og hull i disse materialene forutsetter vekselvirkning med energiske fononer, og derfor er lite sannsynlig. Forholdene ligger bedre til rette i III–V forbindelser. Bl. a. brukes Ga As som gir infrarød stråling ($\lambda = 0{,}84\ \mu m$ ved 77°K), og Ga(As, P) som gir synlig lys ($\lambda \approx 0{,}65\ \mu m$).

Skal en diode kunne arbeide som laser, må flere betingelser være oppfylt. For det første må strømtettheten være tilstrekkelig stor til å gi en invertert populasjon av elektroner. (Kfr. S. L. Andersen: «Stimuelrt emisjon . . .». F. F. V. Nr. 3 1966, s. 45). Dessuten må krystallen formes slik at det dannes en resonator. Det er vanlig å utnytte noen av krystallens naturlige kløvingsplan som speil. (Fig. 15).

På tvers av PN-overgangen har resonatoren liten utstrekning, begrenset av de ledende N- og P-områdene der strålingen vil bli absorbert.

Når strømmen i dioden øker over en viss terskelverdi, (avhengig av geometri og materiale), vil utstrålingen fortrinnsvis skje ved stimulert emisjon, og karakteren av det utstrålte lyset forandres. Spektrallinjebredden blir mindre, og lyset samler seg i en smal bunt parallell med resonatorens lengderetning. Diodelaseren har ikke så god retningskarakteristikk og koherens som enkelte andre lasertyper, men har i høy virkningsgrad (opptil 50 %). Intensiteten av lyset kan lett moduleres ved å variere strømmen i dioden. Dette gjør diodelaseren særlig anvendelig i telekommunikasjonsteknikken.

I denne artikkelen er det gitt en overfladisk beskrivelse av noen hovedtyper av halvlederkomponenter. En rekke interessante anvendelser er ikke blitt nevnt (f. eks. Hall-effekt prober for måling av magnetfelt og halvlederdetektorer for radioaktivitet).

Betydningen av halvlederfysikken for andre grener av naturvitenskapen er åpenbar. Når det gjelder teori og teknologi har det funnet sted en sterk vekselvirkning med andre deler av faststoff-fysikken, og når det gjelder måleteknikk og instrumentering kan det være tilstrekkelig å henvise til den avgjørende betydning halvlederkomponentene har hatt bl. a. for utviklingen av de moderne elektroniske regnemaskinene, og for instrumentering av raketter og satelitter.

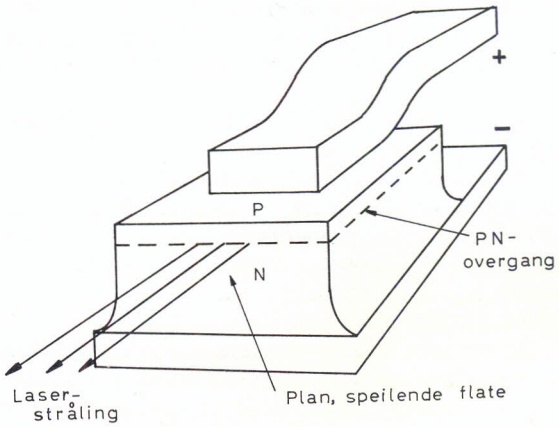


Fig. 15. Diodelaser.

LITTERATUR:

[1] *M. J. Morant:* Introduction to Semiconductor Devices (120 s.) Addison Wesley 1964.
[2] *H. Teichman:* Semiconductors (135 s.) Butterworths 1964.
[3] *J. L. Moll:* Physics of Semiconductors (290 s.) Mc.Graw-Hill 1964.
[4] *M. I. Nathan:* Semiconducting Lasers Proc. I.E.E.E. *54*, s. 1275 (1966).

Gigantresonans-reaksjoner og deres betydning i kjernefysikken

Eivind Osnes

I. Innledning.

Når kjernefysikeren vil skaffe seg informasjon om atomkjernens struktur, vil han i alminnelighet være henvist til å trenge inn i kjernen ved å beskyte den med tilstrekkelig energetiske partikler, og så studere det som skjer. Han må med andre ord indusere en *kjernereaksjon.*

Symbolsk kan vi skrive en vanlig kjernereaksjon på følgende måte

$$a + \mathrm{X} \rightarrow \mathrm{Y} + b\,,$$

der vi beskyter en kjerne X, den s.k. targetkjerne, med en partikkel a og får dannet en restkjerne Y under emisjon av en partikkel b. Eller mer kompakt som $\mathrm{X}(a\,,b)\mathrm{Y}$.

Den eksperimentelle størrelse som vi er særlig interessert i å bestemme ved en kjernereaksjon, er det s.k. *tverrsnitt* for reaksjonen, definert ved

$$\sigma = \frac{\text{antall begivenheter av den gitte type}}{\text{antall innsendte partikler pr. flateenhet}} \cdot \frac{\text{pr. tidsenhet pr targetkjerne}}{\text{pr.tidsenhet}}\,.$$

Denne størrelse har dimensjon av flate, og kan interpreteres som det effektive areal den

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

enkelte targetkjerne frembyr for den innkommende partikkel i den aktuelle reaksjon, derav navnet.

Det er så en viktig oppgave å reprodusere de eksperimentelt bestemte tverrsnitt for en reaksjon på teoretisk grunnlag, dvs. i siste instans ut fra kjennskapet til kjernekreftene og de aktuelle modellforestillinger om kjernens struktur.

Der er flere forskjellige måter å klassifisere kjernereaksjoner på.

Man kan bl. a. klassifisere dem etter arten av partikler som anvendes ved beskytningen. F. eks. vil eksperimentalteknikken være forskjellig for ladede og nøytrale partikler. Også det teoretiske formelapparat vil ha forskjellig grad av komplikasjon i de to tilfelle.

Men man kan også forsøke å klassifisere reaksjonene etter eiendommeligheter i tverrsnittets utseende som funksjon f. eks. av energien, i håp om at disse eiendommeligheter representerer mer fundamentale sider ved reaksjonsmekanismen, uavhengig av de inn- og utsendte partiklers natur.

II. Resonanser.

Et typisk eksempel i så måte er de s.k. resonans-reaksjoner. Allerede tidlig i 1930-årene fant Fermi og hans medarbeidere i Roma [1] at absorpsjonen av lavenergetiske, s.k. termiske nøytroner i kjerner varierte meget sterkt med nøytronenergien innenfor noen få elektronvolt. Absorpsjonstverrsnittet viste en rekke meget tettliggende og skarpe topper med bredde $\sim$ 1 eV og med maksimalverdier langt større enn det geometriske tverrsnitt.

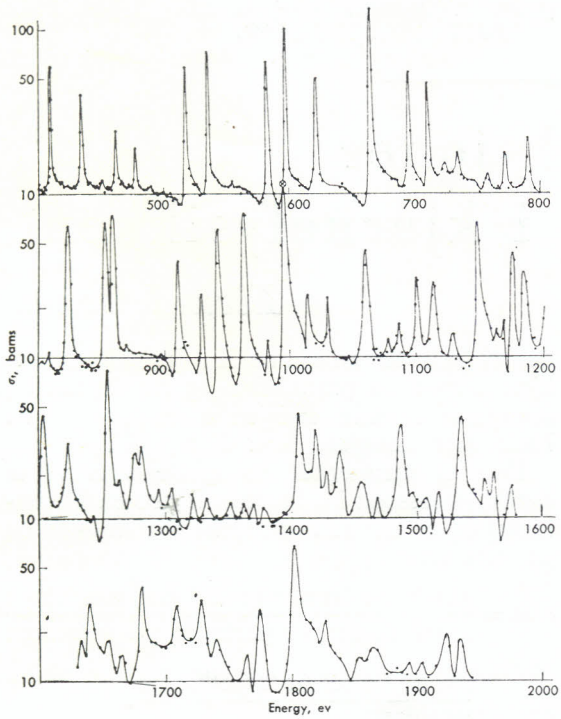


Fig. 1. Det totale tverrsnitt for nøytroner mot ^{238}U som funksjon av nøytronenergien i området fra 400 eV til 2000 eV. (Tatt fra ref. 2, p. 503).

Som et karakteristisk eksempel, hentet fra et nyere arbeid, viser vi i fig. 1 det totale tverrsnitt for nøytroner mot ^{238}U som funksjon av nøytronenergien. Disse topper kalles *resonanser*, da de viser den typiske form for de s.k. resonanser i dempede, tvungne svingninger. Fig. 2 viser en enkelt, inngående studert resonans i en Ir-isotop.

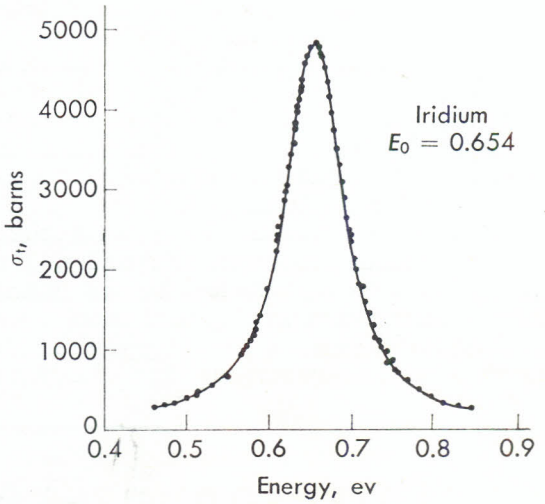


Fig. 2. En enkelt resonans i det totale nøytrontverrsnitt for Ir. Bredden av denne resonans er større enn den naturlige bredde Γ forbundet med levetiden, på grunn av Doppler-effekt og instrumentelle effekter. Vanligvis korrigere det for disse effekter før data presenteres. (Tatt fra ref. 2, p. 504).

De observerte resonanser i Fermis nøytrontverrsnitt fikk sin forklaring med Niels Bohrs teori for kjernereaksjoner [1] fra 1936. Her beskrives vekselvirkningen mellom det innkommende nukleon og targetkjernen ved at det dannes en s.k. *mellomkjerne* straks det innkommende nukleon treffer targetkjernen. Resonansene forklares da ved at der dannes egentilstander for mellomkjernesystemet nettopp ved resonansenergiene. Det faktum at resonansene ligger så tett viser at *mange* nukleoner deltar aktivt i dannelsen av mellomkjernetilstandene. Den motsatte ytterlighet er representert ved en-partikkel tilstandene i en konstant potensialbrønn, der nivåavstanden er av størrelsesorden MeV.

Kvantetilstandene i mellomkjernen er ikke ganske stasjonære, men har en endelig levetid, som imidlertid er lang sammenliknet med den tid det tar for en partikkel å passere uforstyrret gjennom kjernen. I følge Heisenbergs ubestemhetsrelasjon vil derfor energien av disse nivåer prinsipielt ikke kunne bestemmes eksakt, men ha en ubestemthet ΔE, som defineres som nivåets naturlige bredde

$$\Gamma \equiv \Delta E = \frac{\hbar}{\tau},$$

der τ er levetiden. Siden $\Gamma \alpha \frac{1}{\tau}$, er bredden et mål for sannsynligheten for at mellomkjernetilstanden skal desintegrere under partikkel- eller γ-emisjon.

For at vi skal få veldefinerte mellomkjernetilstander må bredden Γ av resonansene være meget mindre enn avstanden D mellom dem ($\Gamma \ll D$). Ut fra korrespondanseprinsippet mellom klassisk og kvantemekanisk beskrivelse vil dette si [3] at den innkommende partikkel må oppholde seg i kjernen i en tid τ som er meget lenger enn den tid P mellomkjernesystemet bruker på å gjennomløpe alle sine mulige partikkelkonfigurasjoner og komme tilbake til den opprinnelige konfigurasjon ($\tau \gg P$).

La det være med denne ufullstendige og høyst kvalitative repetisjon av resonanser. Men hva er så disse *kjempe*resonanser som spøker i vår overskrift?

III. Gigantresonanser.

Vi skal i første omgang nøye oss med en rent fenomenologisk definisjon, og med gigantresonanser mene resonansliknende topper i tverrsnittet som har bredder av en ganske annen størrelsesorden enn de vanlige resonanser.

Gigantresonanser observeres i en rekke forskjellige reaksjoner. Vi skal imidlertid avstå fra en fullstendig oppregning av disse, og heller konsentrere oss om et par karakteristiske eksempler som illustrerer den mer generelle mekanisme bak gigantresonansene.

Nå observeres gigantresonanser tydeligst i reaksjonseksperimenter med dårlig energioppløsning. Bruker man imidlertid bedre oppløsning, vil gigantresonansene i alminnelighet avsløre en detaljstruktur, en s.k. finstruktur. Gigantresonansene stiller oss således overfor to hovedproblemer — for det første å forstå deres alminnelige form, dernest deres finstruktur.

Det er naturlig å begynne med å beskrive gigantresonansensenes alminnelige form. Her skal vi starte med det enkleste tilfelle og gi eksempel på gigantresonanser som kan beskrives som en-partikkel eksitasjoner. Dernest skal vi studere en annen type gigantresonanser, som krever en litt mer komplisert beskrivelse, nemlig som partikkel-hull eksitasjoner.

Til slutt skal vi så forsøke å si noe om det aller vanskeligste problem, gigantresonansenes finstruktur.

III. 1a. Gigantresonanser som en-partikkel eksitasjoner.

Et eksempel på gigantresonanser som kan beskrives som en-partikkel eksitasjoner finner vi i nøytroninduserte reaksjoner.

Man trodde Bohrs teori for kjernereaksjoner ga en adekvat beskrivelse av disse reaksjoner helt til Barschall og medarbeidere [4] i begynnelsen av 1950-årene målte totale tverrsnitt i energiområdet 0–3 MeV v. h. a. nøytronstråler med relativt stor energispredning ($\sim$ 100 keV). Vi kan studere Barschalls resultater i fig. 3b, som i et tredimensjonalt diagram viser det totale tverrsnitt som funksjon av nøytronenergien og massetallet A. Vi finner her gigantresonanser både i tverrsnittets energiavhengighet og A-avhengighet.

Når vi skal forsøke å interpretere disse resultater, må vi være klar over at de p. g. a. den dårlige energioppløsning bare representerer tverrsnittets *midlere* energiforløp. Nå forutsier imidlertid den statistiske teori for beregning av tverrsnitt i Bohrs modell at det midlere tverrsnitt skal avta monotont med voksende energi og assymptotisk nærme seg det dobbelte geometriske tverrsnitt.

Derimot minnet de observerte Barschallmaksima sterkt om resonanser i en potensialbrønn. Før Bohrs mellomkjerneteori hadde Bethe [1] forsøkt å representere targetkjernenes innflytelse på den innkommende partikkel ved et konstant midlere potensial. Man fikk da resonanser svarende til en-partikkel tilstandene i dette potensial med positiv energi. Men disse resonanser hadde langt større bredde og innbyrdes avstand enn de resonanser Fermi observerte, og dessuten ga de i motsetning til Fermi-resonansene sitt vesentlige bidrag til spredningsdelen av det totale tverrsnitt og ikke til reaksjonsdelen.

Da så Bohrs vellykkede beskrivelse av resonansene kom v. h. a. en teori som repre-

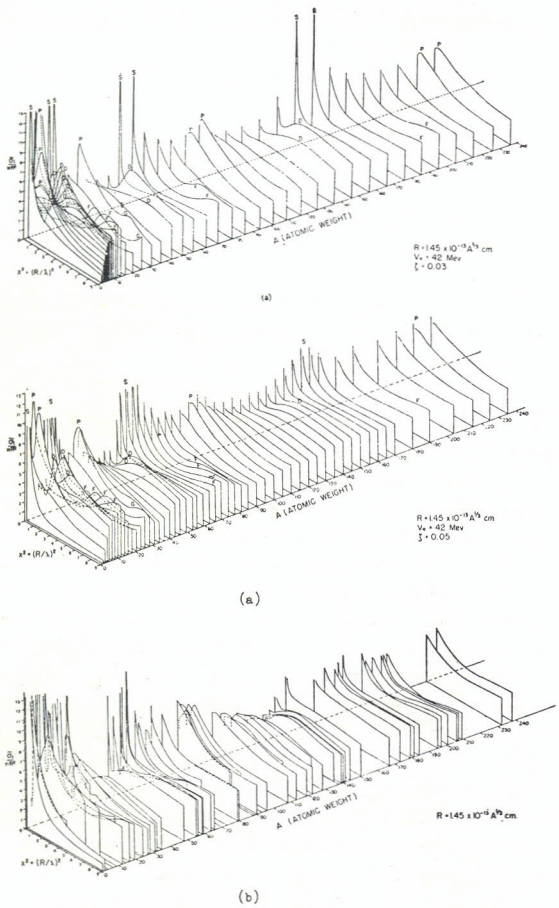


Fig. 3. (a) Beregnede totale nøytrontverrsnitt som funksjon av energien og massetallet for en potensialbrønn med dybde $V_0 = 42$ MeV, Radius $R = 1.45 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm og $\zeta = 0.03$ øverst) og 0.05 (nederst). Energien E er forbundet med x^2 ved

$$x^2 = A^{2/3} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 \frac{E}{10},$$

der E er i MeV. Bokstavene S, P, D, etc., angir hvilke partialbølger de forskjellige gigantresonanser svarer til.
(b) Observerte totale nøytrontverrsnitt som funksjon av energi og massetall. (Tatt fra ref. 5).

senterte den motsatte ytterlighet av Bethes teori, ble Bethes teori forkastet, og satte således en stopper for 1930-årenes forsøk på å utvikle en skallteori for atomkjernen.

Barschalls resultater antydet imidlertid nødvendigheten av en delvis tilbakevenden til den gamle potensialbrønnteorien for kjernereaksjoner.

Nå var tiden også moden til å gi Bethes modell en ny sjanse, ettersom den nettopp etablerte skallmodell med stor suksess hadde beskrevet viktige aspekter ved atomkjernens struktur. Skallmodellen antydet at den innkommende partikkel kunne bevege seg relativt fritt inne i targetkjernen uten å forandre dens kvantetilstand nevneverdig. Man måtte derfor ta opp til revisjon Bohrteoriens antagelse om at vekselvirkningen mellom den innkommende partikkel danner en mellomkjernetilstand straks den treffer targetkjernen, og da med hundre prosent sannsynlighet.

Men mellomkjernebegrepet hadde man fremdeles bruk for. Gigantresonansenes finstruktur viste det. Men man antok at den innkommende partikkel kunne eksitere i en skallmodelltilstand i en endelig tid, før den dannet en mellomkjernetilstand eller simpelthen unnslapp. Man var imidlertid i en slik midlere teori ikke interessert i hvorledes mellomkjernedannelsen skjer, men bare i det faktum at den skjer. Og det kunne man beskrive som en absorpsjon i kjernen ved å addere en imaginær komponent W til det reelle skallmodellpotensial U. Feshbach, Porter og Weisskopf [5] valgte således å representere targetkjernens innflytelse på den innkommende partikkel ved potensialet

$$V(r) = U(r) + iW(r).$$

Spredning mot et reelt, h. h. v. imaginært potensial svarer i en optisk analogi til avbøyning, h. h. v. absorpsjon av lys i et optisk medium. Denne modell av kjernen ble derfor kalt den *optiske* modell, eller mer poetisk — med opphavsmennenes egne ord — «the cloudy crystall ball».

Det er også mulig å vise formelt — uten at vi har anledning til å gå nærmere inn på det her — at det virkelig har mening å representere det midlere spredningsproblem ved et optisk potensial [1, 5].

Feshbach et al. interpreterte de observerte gigantresonanser i nøytrontverrsnittene som en-partikkel resonanser i det optiske potensial. Den totale bredde er da gitt som

$$\Gamma + 2W \sim 2W,$$

der Γ står for den naturlige bredde.

Man oppnådde en oppsiktsvekkende god beskrivelse av Barschalls eksperimenter v. h. a. den enklest tenkelige form av det optiske potensial, nemlig en rektangulær potensialbrønn

$$U(r) = \begin{cases} -V_0, r < R \\ 0, r > R \end{cases}$$

$$W(r) = \xi U(r)$$

De beregnede tverrsnitt for to forskjellige sett av parametrene R , V_0 og ζ er i fig. 3 sammenliknet med de observerte tverrsnitt. Best overensstemmelse fikk man for parametersettet $R = 1.45 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm, $V_0 = 42$ MeV og $\zeta = 0.03$.

Denne vellykkede beskrivelse av gigantresonansene i nøytrontverrsnittene fikk stor betydning for utviklingen av den optiske modell for kjernereaksjoner. Denne modell var riktignok tidligere forsøkt anvendt ved beskrivelse av spredning ved høyeenergier [1], men først ved Feshbach, Porter og Weisskopfs arbeid fra 1954 fikk den sitt definitive gjennombrudd.

Så må vi føye til — om det bare hadde vært så enkelt! I løpet av de aller siste år er det nemlig rådd atskillig tvil om de observerte gigantresonanser i nøytrontverrsnittene virkelig kan beskrives som en-partikkel resonanser i et optisk potensial. Siden en-partikkel resonansene oppfattes som stående bølger i en potensialbrønn, skulle de flytte seg mot lavere energier med økende massetall. Når massen øker, vil brønnen utvides, slik at bølgelengden må øke (og energien dermed avta), for at resonansbetingelsen skal opprettholdes. Eksperimentene syntes imidlertid å tyde på at gigantresonansene flyttet seg mot høyere energier med voksende massetall [6].

Dette rokker forsåvidt ikke ved gyldigheten av den optiske modell i dette tilfelle, men antyder nødvendigheten av å inkludere så mange partialbølger at det straks blir vanskeligere å gi en enkel fysikalsk interpretasjon av gigantresonansene.

Man fant imidlertid en mulig forklaring [6] i en kjent fysikalsk effekt, som kombinerte enkelhet med kravet om mange partialbølgers medvirken, nemlig den s.k. Ramsauer-effekt. Denne effekt ble oppdaget i elektronspredning i 1921 og fikk sin kvantitative forklaring av Faxén og Holtsmark [7] i 1927, i den berømte artikkel der de introduserte partialbølgemetoden i kvantemekaniske spredningsproblemer.

Fig. 4 viser en skjematisk skisse av Ramsauer-effekten i atomkjernen. Den bølge som trenger inn i kjernen forrykkes p. g. a. det tiltrekkende kjernepotensial så meget foran den uforstyrrede bølge, at de interfererer destruktivt i foroverretningen, og det observeres et maksimum i tverrsnittet. Setter vi opp interferensbetingelsen for den midlere faseforskjell mellom de to bølger, vil vi finne

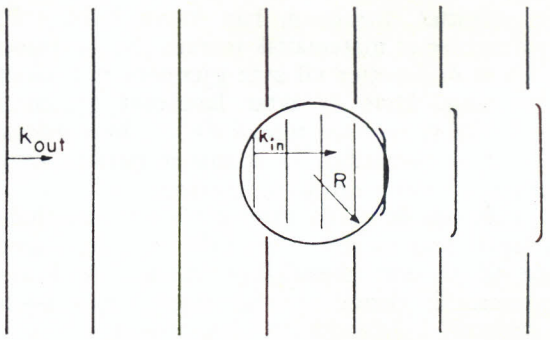


Fig. 4. Skjematisk bilde av Ramsauer-effekten i atomkjernen. (Tatt fra ref. 6).

at et gitt maksimum i tverrsnittet forskyves mot høyere energi med økende massetall.

Mens en en-partikkel resonans skyldes gjentatte indre refleksjoner i kjernen, så antar altså Ramsauer-effekten at partikkelen passerer direkte gjennom kjernen, slik at den resulterende topp får en anseelig bredde uten hjelp av de imaginære potensial.

La oss illustrere forskjellen mellom de to effekter for en enkelt partialbølge [8]. Fig. 5 viser faseforskyvningen δ_l for en reell potensialbrønn som funksjon av energien. Faseforskyvningen δ_l er definert som faseforskjellen mellom radialdelene av den l-te partialbølge og den uforstyrrede bølge i det assymptotiske område.

En resonans svarer til at δ_l stiger raskt forbi $\pi/2$. Dette svarer til en skarp topp i $\sin^2\delta_l$ som inngår som faktor i spredningstverrsnittet.

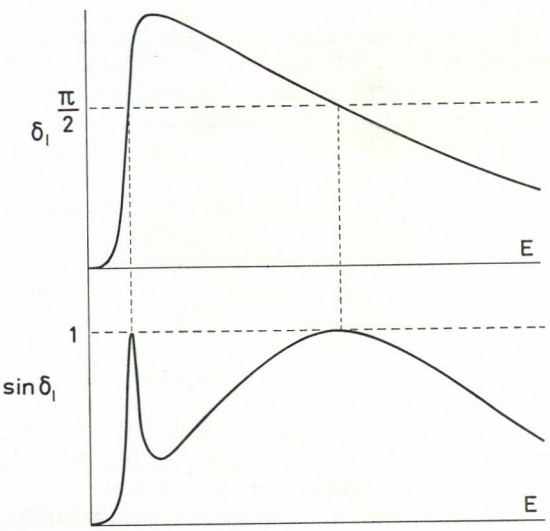


Fig. 5. Det kvalitative forløp av faseforskyvningen δ_l og $\sin^2\delta_l$ som funksjon av energien i området omkring en l-resonans i en reell potensialbrønn.

tverrsnittet. Straks δ_l har steget forbi $\pi/2$, garanterer et matematisk teorem (N. Levinson [8]) at δ_l deretter vil avta gjennom $\pi/2$ minst én gang. Hvis δ_l avtar langsomt gjennom $\pi/2$, får vi en bred topp i $\sin^2\delta_l$. Betingelsen for Ramsauer-effekt er at mange partialbølger avtar omtrent samtidig gjennom $\pi/2$.

Selv om de to $\pi/2$ faser gir identiske spredningsflukser i det asymptotiske område, svarer de til to helt forskjellige indre bølgefunksjoner. I denne partialbølge-interpretasjon oppfattes imidlertid det siste maksimum som en konsekvens av det første, dvs. som resonansens *ekko*.

Ved addisjon av et passende imaginært potensial vil gigantresonansen kunne forsvinne i en bakgrunn av potensialspredning, slik at bare ekkoet observeres. Endel fysikere [6, 8] hevder at det er dette som har skjedd i de omtalte nøytrontverrsnitt.

Situasjonen synes imidlertid langt fra avklaret på dette punkt. Vi skal derfor innskrenke oss til å si at Feshbach, Porter og Weisskopfs interpretasjon synes å ha størst shanse ved de helt lave energier, Ramsauer-effekten ved de noe høyere energier.

III. 1b. Gigantresonanser som partikkel-hull eksitasjoner.

Vi skal gi eksempel på gigantresonanser som kan beskrives som partikkel-hull eksitasjoner, nemlig de s.k. gigantdipolresonanser i fotonukleære reaksjoner. Dette er resonanser av en helt annen karakter enn dem vi hittil har studert.

Med en fotonukleær reaksjon mener vi en reaksjon $X(\gamma, b)Y$ indusert av fotoner (dvs. elektromagnetisk stråling). Er også b et foton, har vi spredning av γ-stråling. Hvis derimot b er en materiell partikkel, har vi fotodesintegrasjon.

Det typiske utseende av tverrsnittet for absorpsjon av fotoner i en kjerne er skissert i fig. 6. I energiområdet under terskelverdien E_T for fotodesintegrasjon vil vi se skarpe linjer, svarende til eksitasjon av diskrete nivåer i targetkjernen. Over terskelverdien ser vi til å begynne med en del mindre topper med betydelig bredde. Disse svarer dels til nivåer i targetkjernen og dels til nivåer i restkjernen. Mot høyere energier blir nivåene etterhvert så brede og tett beliggende at tverrsnittet mister mye av sin detaljstruktur og løper ut i en eneste stor, bred topp. Denne topp defineres som gigantresonansen i den fotonukleære reaksjon. Den ligger ved en middel-

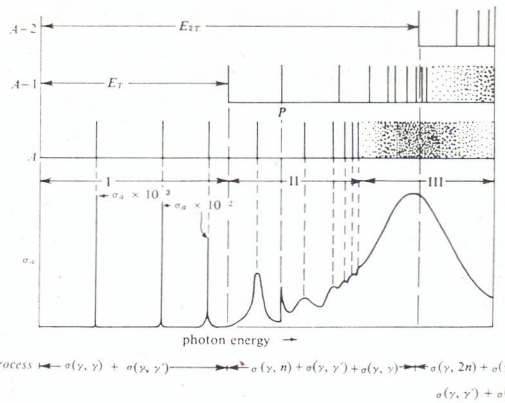


Fig. 6. Tverrsnittet for absorpsjon av fotoner i en idealisert kjerne som funksjon av fotoenergien. Område I er den del av energiskalaen som ligger under terskelverdiene for fotodesintegrasjon. Område II er det energiintervall over terskelverdiene der tverrsnittet ennå viser noen struktur. I område III er absorpsjonstverrsnittet uten struktur. Langs abscisseaksen er det antydet hvilke prosesser som kan finne ved de forskjellige energier; $\sigma(\gamma, n)$ står her for tverrsnittet for nukleonemisjon. I diagrammets øvre halvdel er energinivåene i kjernene A, A–1 og A–2 skissert. Separasjonsenergiene for en og to partikler er benevnt med E_T og E_{2T}. (Tatt fra ref. 9).

energi på 15–30 MeV, og har en bredde som varierer mellom 4 og 10 MeV.

Ved de energier det her er tale om vil det i overveiende grad være dipolkomponenten av den elektromagnetiske stråling som vekselvirker med kjernesystemet. Den totale dipolstyrke kan beregnes v. h. a. en generell summasjonsregel [10]. Ved integrasjon av absorpsjonstverrsnittet over gigantresonansen vil vi i alminnelighet finne at gigantresonansen uttømmer mesteparten av den samlede dipolstyrke. Den kalles derfor for gigant*dipol*resonansen.

Det mest iøynefallende trekk ved gigantdipolresonansen er således at den ved en høy eksitasjonsenergi sluker omtrent hele den samlede dipolstyrke og derved undertrykker eksitasjonene ved de lavere energier.

Vi skal ved hjelp av en skjematisk skallmodellberegning forsøke å antyde hvorledes dette kan være mulig. Det er da instruktivt å studere fotonukleære reaksjoner på kjerner med lukkede skall. Siden disse kjerner har spinn og paritet $J^\pi = 0^+$ i grunntilstanden, vil absorpsjonen av et γ-kvant ved en dipololvergang bare kunne eksitere tilstander med $J^\pi = 1^-$ i targetkjernen. I fig. 7 er det antydet hvorledes denne prosess tar seg ut i skallmodellbildet. Absorpsjonen av γ-kvantet antas

her å skje ved at det eksiteres en partikkel fra et av de fylte skall til et av de tomme skall med motsatt paritet, og slik at impulsmomentene kan addere seg til 1. Den eksiterte partikkel etterlater da et hull i det opprinnelig fylte skall, og vi taler da om en partikkel-hull eksitasjon.

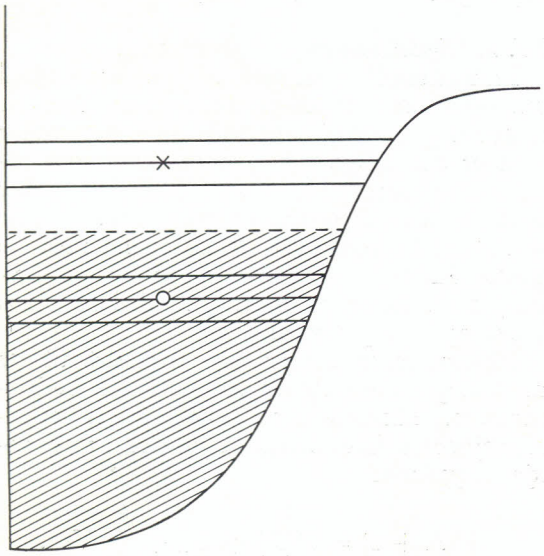


Fig. 7. Partikkel-hull. eksitasjon

Sannsynligheten for denne dipolovergang fra grunntilstanden $| 0 >$ til en partikkel-hull tilstand $| ph >$ er gitt ved

$$| < ph | \, D | \, 0 > |^2 \equiv | D_{ph} |^2,$$

der D er operatoren for vekselvirkningen mellom dipolkomponenten av det elektromagnetiske strålingsfelt og kjernesystemet.

Nå vil imidlertid partikkel-hull tilstandene $| ph >$ i alminnelighet ikke være egentilstander i targetkjernen. Restvekselvirkningen som her opptrer som en partikkel-hull vekselvirkning) vil mikse disse s.k. uperturberte partikkel-hull tilstander, slik at de virkelige egentilstander blir lineærkombinasjoner av de uperturberte tilstander

$$\psi(J^\pi = 1^-) = \sum_{ph} c_{ph} | \, ph \, , J^\pi = 1^- >.$$

For å bestemme disse egentilstander og overgangssannsynlighetene til dem, må vi finne koeffisientene c_{ph} ved å løse sekularlikningen for egenverdiproblemet

$$\sum_{p'h'} c_{p'h'} \{ < ph | \, V | \, p'h' > - \delta_{p'h',ph} \cdot$$

$$(E - \varepsilon_{ph}) \} = 0 \, .$$

Her står V for restvekselvirkningen, E for energiegenverdiene svarende til ψ og ε_{ph} for energiene av de uperturberte partikkel-hull tilstander.

Så langt har vi benyttet en vanlig skallmodellbehandling. For å bli i stand til å løse sekularlikningen analytisk skal vi innføre en forenkling som skyldes G. E. Brown [11] og gjerne kalles den *skjematiske* modell.

Vi skal anta at vekselvirkningen er av en slik form at matriseelementet av V mellom to partikkel-hull tilstander er proporsjonale med tilstandenes amplituder D_{ph} for γ-absorpsjon

$$< ph | \, V | \, p'h' > = \lambda D_{ph}^* \, D_{p'h'} \, .$$

Rent intuitivt kan denne antagelse gis en viss fysikalsk begrunnelse, men dens egentlige rettferdiggjørelse ligger i at den reproduserer hovedtrekkene ved skallmodellberegninger med rimelige vekselvirkninger.

Ved innsetning i sekularlikningen får man

$$(E - \varepsilon_{ph}) c_{ph} = \lambda D^*_{ph} \sum_{p'h'} D_{p'h'} c_{p'h'} \, .$$

Summen på høyre side er en konstant, slik at vi kan løse likningen m. h. p. c_{ph}, og så etterpå bestemme konstanten ved normaliseringsbetingelsen for koeffisientene c_{ph}.

Vi kan nå finne en instruktiv relasjon for egenenergiene ved å multiplisere med D_{ph} og summere over p og h

$$1 = \sum_{ph} \frac{\lambda | \, D_{ph} |^2}{E - \varepsilon_{ph}} \equiv f(E) \, .$$

Løsningen av denne likning lar seg lett studere grafisk, som vist i fig. 8. Siden $f(E)$ har singulariteter i de uperturberte energier, trekker vi vertikale linjer gjennom disse. Dersom λ er positiv, svarende til repulsiv partikkel-hull vekselvirkning, vil $f(E)$ komme inn fra $+ \infty$ når E er litt større enn en gitt ε_{ph}. Vi får således cotg-liknende kurver for $f(E)$ mellom de uperturberte energier, mens vi får en negativ, h.h.v. positiv hyperbelliknende gren når E er mindre enn den minste, h.h.v. større enn den største uperturberte

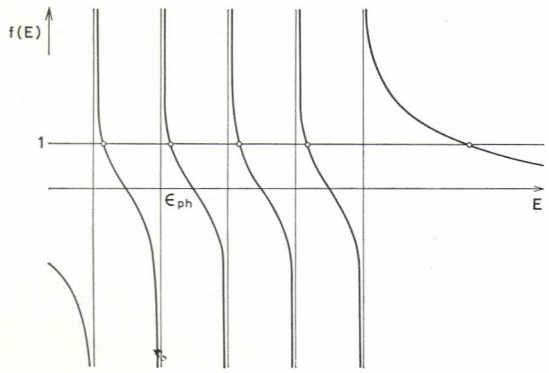


Fig. 8. Grafisk løsning av likningen $f(E) = 1$.

energi. Egenverdiene finnes da som skjæringspunktene mellom kurveskaren for $f(E)$ og den horisontale linje med ordinat 1. De lavere egenverdier vil være innfanget mellom de uperturberte energier, mens den høyeste vil kunne ha en langt større energi enn de øvrige. Denne svarer til gigantdipol tilstanden.

Vi kan dramatisere gigantdipol effekten ved å gjøre avstanden mellom de uperturberte energier mindre. Gigantresonansen vil da kunne få en relativt større forskyvning i forhold til de lavere eksitasjoner.

Dersom vi rendyrker effekten ved å anta at alle de uperturberte tilstander er *degenererte*, dvs. $\varepsilon_{ph} = \varepsilon$, vil alle egentilstander unntatt én holdes igjen ved $E = \varepsilon$, mens den siste vil forskyves oppover til

$$E = \varepsilon + \lambda \sum_{ph} | D_{ph} |^2 ,$$

dvs. med et beløp lik summen av samtlige diagonalelementer av partikkel-hull vekselvirkningen.

Overgangssannsynligheten til denne tilstand vil være lik summen av overgangssannsynlighetene til de uperturberte tilstander. Derved blir overgangssannsynlighetene til de øvrige, degenererte egentilstander lik null.

I den degenererte modell vil altså partikkel-hull vekselvirkningen mikse alle de uperturberte tilstander på en slik måte at den skyver én av tilstandene langt bort fra dens uperturberte posisjon og utstyrer den med hele dipolstyrken ved å utslette de øvrige. De uperturberte tilstander gir således *koherente* bidrag til gigantdipol tilstanden. Denne kan derfor oppfattes som en kollektiv effekt, her beskrevet v.h.a. skallmodellfrihetsgrader, og kalles ofte for en vibrasjon.

Vi har her idealisert gigantdipol effekten for å antyde dens opprinnelse. Nå har i alminnelighet gigantdipolresonansen en finstruktur, som viser at skallmodellfrihetsgradene ikke ganske har mistet sin identitet. For å reprodusere denne finstruktur, er det selvsagt nødvendig med mer realistiske beregninger.

III. 2. Gigantresonansenes finstruktur.

En fullstendig diskusjon av gigantresonanser må også omfatte deres finstruktur. Det er nødvendig å forstå hvorledes de frihetsgrader som er ansvarlige for gigantresonansenes alminnelige form er koplet til de frihetsgrader som er ansvarlige for finstrukturen.

Vi skal begrense oss til eksemplet med de nøytroninduserte reaksjoner, og se på finstrukturen innenfor en en-partikkel resonans i det optiske potensial.

Finstrukturen svarer her åpenbart til de mellomkjerneresonanser vi diskuterte innledningsvis. Mellomkjernetilstandene er egenfunksjoner av Hamiltonfunksjonen for mellomkjernesystemet

$$H(A + 1) = H(A) + T_n + \sum_{i=1}^{A} V_{in} .$$

Her er H(A) Hamiltonfunksjonen for targetkjernen, T_n den kinetiske energi av den innkomne partikkel, mens siste ledd representerer vekselvirkningen mellom den innkommende partikkel og targetkjernen. For å løse egenverdiproblemet

$$H(A + 1)\phi^p = W^p\phi^p ,$$

trenger vi et fullstendig funksjonssett å utvikle egenfunksjonene ϕ^p etter. Vi skal generere dette sett v.h.a. Hamiltonfunksjonen for (A + 1)-systemet, der vekselvirkningen mellom den innkommende partikkel og targetkjernen er representert ved et reelt skallmodellpotensial U

$$H_0(A + 1) = H(A) + T_n + U_n .$$

Dersom vi neglisjerer antisymmetriseringen mellom den innkommende partikkel og partiklene i targetkjernen, kan vi skrive egenfunksjonene av H_0 som produkter av egenfunksjonene $\chi_q(A)$ for targetkjernen og ψ_r for den innkommende partikkel. Mellomkjernetilstandene kan da uttrykkes som lineærkombinasjoner av disse

$$\phi^p(A+1) = \sum_{qr} a^p{}_{qr}\chi_q(A)\psi_r .$$

Anta nå at vi har elastisk spredning. En gitt mellomkjernetilstand kan da bare få bidrag fra targetkjernen i grunntilstanden $\chi_0(A)$. Vi vil i dette tilfelle bare observere spektret av en-partikkel tilstandene ψ_r.

Nå vil i alminnelighet den innkommende partikkel også kunne eksitere targetkjernen, slik at det i nærheten av en gitt en-partikkel tilstand $|\, 0r >$ vil finnes en rekke tettliggende tilstander $|\, qr >$ med $q \neq 0$, som antydet til venstre i fig. 9. Siden der er en restvekselvirkning $\delta V = H - H_0 \neq 0$, vil disse tilstander i alminnelighet være koplet til en-partikkel tilstandene $|\, 0r >$. Denne kopling er i 2. ordens perturbasjonsteori gitt ved

$$K = \frac{< q'r' |\, \delta V \,|\, 0r >}{E_{q'r'} - \varepsilon_r} ,$$

der $E_{q'r'}$ er energien av tilstanden $|\, q'r' >$ og ε_r energien av en-partikkel tilstanden $|\, 0r >$. Betingelsen for negligibel miksing er $K \ll 1$, mens miksingen er betydelig når $K \geqq 1$. Innenfor 2. ordens perturbasjonsteori er sannsynlighetsamplitudene $a^p{}_{q'r'}$ proporsjonale nettopp med K.

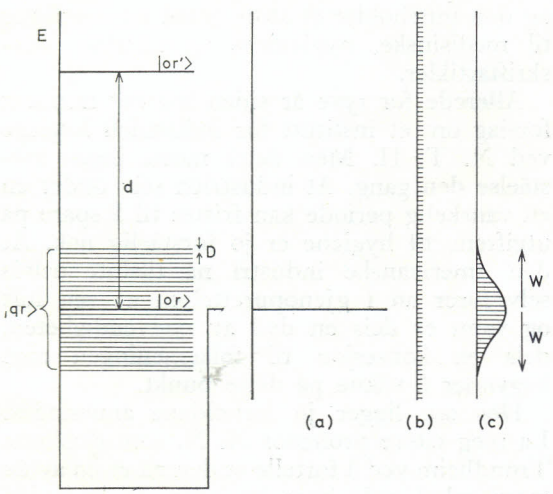


Fig. 9. Skjematisk bilde av vekselvirkningen mellom en-partikkel tilstanden $|\, 0r >$ og $|\, qr >$, $q \neq 0$. Tilstandene $|\, 0r >$ og $|\, qr >$ er tegnet inn i potensialbrønnen til venstre. Til høyre er sannsynlighetsfordelingen av de uperturberte tilstander i en gitt mellomkjernetilstand skissert for tre forskjellige koplingsgrader.

Matriseelementene av δV kan i prinsippet beregnes ut fra kjennskapet til to-nukleonvekselvirkningen i kjernen. Men man vet lite om dem. Man kan derfor som f. eks. Lane, Thomas og Wigner [12, 13] anta at alle matriseelementene av δV er innbyrdes like store. Det resulterende bilde er da bare avhengig av styrken av δV. Til høyre i fig. 9 har vi skissert sannsynlighetsfordelingen av de uperturberte tilstander i ϕ^p for tre forskjellige koplingsgrader:

(a) Den ene ytterlighet er representert ved at alle $K = 0$. Vi ser da som i elastisk spredning bare den skarpe en-partikkel resonansen.

(b) Den annen ytterlighet har vi når $K \gg 1$ over energidifferenser $E_{q'r'} - \varepsilon_r > \varepsilon_{r'} - \varepsilon_r = d$. Dette svarer til at ϕ^p får omtrent like store bidrag fra alle uperturberte tilstander $|\, q'r' >$, også dem i nærheten av de andre en-partikkel tilstandene $|\, 0r' >$, $r' \neq r$. I dette tilfelle er $(a_{qr}{}^p)^2 \ll 1$ for alle q og r, svarende til at den innkommende partikkels energi er omhyggelig fordelt blant alle $A + 1$ partikler, som i Bohrs ekstreme mellomkjernemodell. Ethvert spor av en-partikkel mønsteret er da utvisket, og sannsynlighetsfordelingen er uniform.

(c) Så har vi det intermediære tilfelle som synes å være representativt for de observerte gigantresonanser. Her er δV så svak at $K \ll 1$ over energidifferenser $E_{q'r'} - \varepsilon_r > W$, der $D \ll W \ll d$. Men δV er på den annen side sterk nok til å mikse de uperturberte tilstander innenfor intervallet $|\, E_{q'r'} - \varepsilon_r \,| < W$, som kan inneholde opp til 1 million slike tilstander. Sannsynlighetsfordelingen av de uperturbert tilstander vil dermed smøres ut i en relativt bred topp omkring en-partikkel energien.

Vi ser her at størrelsen W tilsvarer den immaginære del av det optiske potensial. Det er således v.h.a. perturbasjonsteori mulig å knytte en forbindelse mellom den imaginære komponent av det optiske potensial og to-nukleonvekselvirkningen i kjernen.

La oss konkludere med enda en gang å understreke at vi egentlig vet svært lite om hvorledes en-partikkel frihetsgraden kopler til de kollektive frihetsgrader. Vi har her antatt at den kopler på samme måte til alle kollektive tilstander. Men det kunne f. eks. tenkes at den kopler fortrinnsvis til noen spesielle tilstander. Så her ligger det store uløste oppgaver og venter.

LITTERATUR:

[1] *F. L. Friedman* and *V. F. Weisskopf*: Niels Bohr and the Development of Physics, ed. W. Pauli (Pergamon Press, London, 1955), p. 134.
[2] *M. A. Preston:* Physics of the Nucleus (Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Mass., 1962).
[3] *John M. Blatt* and *Voctor F. Weisskopf:* Theoretical Nuclear Physics (John Wiley & Sons, New York, 1952), p. 386.
[4] *H. H. Barschall:* Phys. Rev. *86* (1952) 431.
[5] *H. Feshbach, C. E. Porter,* and *V. F. Weisskopf:* Phys. Rev. *96* (1954) 448.
[6] *J. M. Peterson:* Phys. Rev. *125* (1962) 955.
[7] *H. Faxén* und *J. Holtsmark:* Zeits. f. Physik *45* (1927) 307.
[8] *K. W. McVoy:* Physics Letters *17* (1965) 42.
[9] *Emilio Sagré:* Nuclei and Particles (Benjamin, New York, 1964).
[10] *E. G. Fuller* and *Evans Hayward:* Nuclear Reactions, Vol. II, ed. P. M. Endt and P. B. Smith (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1962), p. 113.
Evans Hayward: Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions, ed. N. MacDonald (Oliver and Boyd, Edinburgh, 1965), p. 141.
[11] *G. E. Brown:* Unified Theory of Nuclear Models (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1964), Ch. IV.
[12] *A. M. Lane, R. G. Thomas,* and *E. P. Wigner:* Phys. Rev. *98* (1955) 693.
[13] *G. E. Brown:* Unified Theory of Nuclear Models (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1964), Ch. IX.

*AHA-spalten

En gassmengde befinner seg i et tyngdefelt. Vi antar at den er fullstendig isolert fra omgivelsene.

Man skulle nå vente at tyngdefeltet vil innvirke på gassmolekylenes bevegelse slik at molekylenes midlerer fart øverst i tyngdefeltet blir mindre enn nederst. En del av molekylenes kinetiske energi går jo over i potensiell energi når de beveger seg oppover og omvendt. Er dette riktig, bør også temperaturen øverst bli lavere enn nederst, og det må kunne utnyttes f. eks. til å utvinne elektrisk energi ved hjelp av termoelementer.

Forsøk å finne svikten i resonnementet uten å regne.

Bøker

Richard D. Cadle: Particle Size, Theory and industrial Applications 387s. Reinhold Publ. Corporation New York and Chapman and Hall, London 1966.

I noen av de ledende industriland begynner den nye videnskap «Industriell Hygiene» å vinne fotfeste. En av dens oppgaver er å finne midler mot røkplagen som så altfor ofte følger med industrien. Forfatteren av den foreliggende bok er ansatt ved National Center for Atmospheric Research, Boulder Colorado og er spesialist på luftbårne partikelsuspensjoner eller aerosoler. Til dem hører også alt det vi kaller røk. Den mest avgjørende parameter for en aerosols stabilitet er partikkelstørrelsen; men det er også mange andre faktorer som kommer inn. De er alle utførlig behandlet i boken, selv om titelen bare er «Particle Size». Der er også kapitler om de fysiologiske virkninger, basert på medicinske undersøkelser med tilhørende statistikk. Av interesse under Norske forhold er bl. a. aerosoler som inneholder silica, fluor, mineralolje, sildolje, svoveldioksyd, nitrøse gasser, radioaktive partikler. Disse og flere andre omtales og beskrives i store trekk. Men hovedvekten i boken ligger på den eksperimentelle og teoretiske behandav aerosoler. Det finnes allerede en ganske omfangsrik litteratur om dette, men Cadles bok er lett å lese både for fysikere og ingeniører og den inneholder et stort antall henvisninger til medisinske, hygieniske og tekniske tidsskriftartikler.

Allerede for tyve år siden ble det fremsatt forslag om et institutt for industriell hygiene ved N. T. H. Men dette møtte ingen forståelse den gang. At industrien selv under en en vanskelig periode kan fristes til å spare på utgiftene til hygiene er jo forståelig nok. At den amerikanske industri nå tilslutt delvis selv fører an i gjenopprettelsen av ren luft og vann er dels en dyd av nødvendigheten, dels en konsesjon til folkemeningen som begynner å våkne på dette punkt.

Hos oss ligger jo forholdene annerledes. La meg citere professor N. N. som sjokkerte Trondheim ved å fortelle at den nå er en av de mere røkplagede byer i verden. (Selv hadde han vært med å fjerne den beryktede røkhatten fra Pittsburg): «Hvis dere ønsker lovgivning for den industrielle hygiene, tør det være klokt å få den før staten selv i større grad blir industriherre».

H. Wergeland.

A. G. Kulikovskiy & *G. A. Lyubimov:* Magnetohydrodynamics. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading Massachusetts, U. S. A., 1965. 214 s., pris 9,75 dollar.

Et problem, hvor en ledende væske eller gass vekselvirker med elektromagnetiske felter, klassifiseres som magneto-hydrodynamikk eller plasmafysikk avhengig av de grunnlikninger som er nødvendige for å behandle problemet. I videste forstand representerer magnetohydrodynamikken de problemer som kan behandles med de makroskopiske grunnlikninger.

I en bok om magnetohydrodynamikk ville en vente å finne et representativt utvalg av fenomener fra kosmiske anvendelser og laboratorie eksperimenter. Det vil en ikke finne i denne bok. Forfatterne har stort sett begrenset seg til å ta med problemer som kan løses matematisk ved hjelp av grunnlikningene. Dette preger også presentasjonen som er svært matematisk og lite egnet til å gi noen fysikalsk innsikt i de problemer som behandles. Innledningskapitlet gir en omfattende og grundig analyse av magnetohydrodynamikkens grunnlikninger. Hovedvekten er i boken lagt på strømningsproblemer og forplantning av sjokkbølger i en magnetohydrodynamisk væske. Sjokk synspunktet dominerer, og f. eks. innføres Alfvén bølger som et spesialtilfelle av svake sjokk. Denne spesielle behandlingsmåten vil vel først og fremst appelere til lesere som er fortrolige med sjokkteorien. Boken er verdifull som en enhetlig fremstilling av magnetohydrodynamikken fra dette synspunkt.

Ø. Holter.

Marston Bates: Menneskets plass i naturen. Oversatt av Brynjulf Valum. Oslo 1966. I serien Cappelens realbøker.

«Vi kan ikke beherske naturen på annen måte enn ved å adlyde dem». Slik uttrykte Francis Bacon seg i en elegant aforisme som kanskje mer var lek med ord enn egentlig ment. For de som lever idag og som er vitne til menneskets veldige inngrep i naturen og de mange betenkelige konsekvenser dette har, med bl. a. forurensninger av luft og vann, biocider i maten, jorderosjon og svinnende dyrkbare arealer, samtidig med at verdensbefolkningen vokser med ca. 180 000 individer pr. dag — på denne dystre bagkrunn blir Bacons ord så menn alvorlige nok. Marston Bates, professor i zoologi ved University of Michigan, viser i sin lille bok hvorledes mennesket i løpet av noen få årtusener totalt har forandret sin biologiske rolle fra å være et «rovdyr» som harmonisk gled inn i naturens kretsløp til å bli et over-vesen med en «frigjort» tilværelse i stigende disharmoni med den øvrige natur. Boken er en tankevekker og gir i kortfattet form en oversikt over de viktigste globale eksistensproblemer mennesket etter hvert har skaffet seg.

Bokens tittel er utilfredsstillende, idet første halvdel av boken går med til en beskrivelse av primatene og menneskets utvikling. «Mennesket *og* dets plass i naturen» ville ha vært en mer dekkende tittel.

Svein Haftorn.

Donald R. Griffin: Fugletrekk. Oversatt av Brynjulf Valum. Oslo 1966. I serien Cappelens realbøker.

Kikkert og ringmerking var inntil nylig trekkfuglforskerens viktigste hjelpemidler. Kikkerten er fremdeles like aktuell og ringmerkingen drives i forsert tempo, men i tillegg kommer slik revolusjonerende saker som radar, telemetri og planetariumeksperimenter. På radarskjermen er det mulig nå å følge fugleflokker — ja til og med enslige småfugler — over store distanser og fastslå deres trekkretning, høyde og hastighet. I radaren har trekkfuglforskeren fått et instrument som setter ham i stand til å kartlegge trekket med en nøyaktighet som vel neppe noen hadde drømt om for bare noen få år siden. Etter de aller siste forlydender skal det sogar ha lyktes, ved hjelp av tidens mest avanserte apparatur, å bestemme høytflygende nattlige trekkfugler til art! Men det siste er så nytt at Griffin ikke fikk det med i sin bok.

Det største mysterium ved trekket er naturligvis fuglenes fantastiske orienteringsevne. Her har også moderne forskning gitt bemerkelsesverdige resultater. Det viser seg at fuglene orienterer seg ved hjelp av solen om dagen og stjernene om natten. Takket være en medfødt tidsans — et «kronometer» — korrigerer fuglene for himmellegemenes bevegelse og kan således holde stø kurs. Eksperimentelt kan en stille kronometeret for fort eller for sakte i forhold til riktig tid og narre fuglene til å trekke i gale retninger.

Men én ting er å følge en nedarvet trekkretning, noe ganske annet blir det å orientere seg tilbake til et bestemt geografisk sted likegyldig av himmelretningen. Men også den oppgave mestrer fuglene. Hvorledes? Ifølge solbueteorien måler fuglene den geografiske lengde og bredde etter samme prisipp som sjømannen, men om dette vet vi i virkeligheten ennå svært lite.

Griffin gir i sin bok en god innføring i det fascinerende tema som fugletrekket utgjør. Det er den første bok om fugletrekk vi har på norsk og den fortjener en vid lesekrets.

Svein Haftorn.

Gyldendals bok om moderne fysikk. Walter R. Fuchs. Gyldendal Norsk Forlag, Oslo 1966.

Det finnes meget få såkalte «populære» fremstillinger av den moderne fysikk, dr. Fuchs' bok er et velment og bra om ikke helt vellykket forsøk på å gi en oversikt over de vesentlige trekk ved den moderne fysikk.

Et raskt gjennomsyn av boken synes å bekrefte de kommentarer som er gitt i forordene. Boken spenner over praktisk talt alle områder av fysikken, der mye og betydningsfulle resultater er oppnådd særlig i løpet av den senere tid. Fremstillingen synes logisk og grei, og det som står der må vel være riktig?

Her ligger min vesentligste kritikk mot boken. En «popularisert» fremstilling av vitenskapelige resultater *må i hvert fall være riktig*. En gjennomlesning av de enkelte avsnitt viser imidlertid at boken på noen punkter er sterkt misvisende. Dette er naturligvis værre i en bok av denne art enn i en rent vitenskapelig fremstilling, der uriktige opplysninger meget raskt vil bli korrigert i litteraturen av forskere innefor feltet.

Den alvorligste feil finner en i kapittel 6.7 der halve kapitlet er ukorrekt. Thomas Tviler befinner seg i Einsteinstad der lyshastigheten er 30 km/time og ser fra sin bil i fart alle gjenstander flat-trykket. Historien er nærmest identisk med tilsvarende historie om Mr. Tompkins i Georg Gamows «Mr. Tompkins in Wonderland» (The MacMillan Company, New York, 1947), men som Gamows historie er den ukorrekt. J. L. Terryl [1] påviste i 1959 at legemer ikke synes flattrykket om de betraktes av en observatør som beveger seg med en relativ hastighet nær lysets. Legemer kan synes rotert, men ikke deformert: eksempelvis blir en kule observert som en kule. Dette har vært diskutert senere av Weisskopf [2] og andre, og det er underlig at hverken forfatter, konsulenter eller andre som har hatt med boken å gjøre kjente til den riktige forklaring. Kan hende viser dette eksemplet tydeligere enn noe annet at for å kunne gi en «elementær» eller «populær» fremstilling kreves en like dyptgående kjennskap til stoffet som for å gi en «vitenskapelig» fremstilling.

Et annet avsnitt som er svært misvisende er kapittel 7.4 om pardannelse. Jeg vil ikke kunne gi min tilslutning til forfatterens fremstilling av hullteorien; forfatteren gjør ikke leseren noen tjeneste ved den bokstavelige fortolkning han gir, det er jo dessuten noe som heter felt-teori. Etter min mening drukner det vesentlige poeng, nemlig materialisering av gammakvantet, i det grumsete «kjempe-mes sige hav» av negativ-energi-elektroner.

Andre mindre betydningsfulle innvendinger er at når Schrödingers ligning presenteres (side 163) bør den være riktig, at Heisenbergs elementærpartikkelteori (kapittel 10.4) har fått en bredere plass i boken enn den har i elementærpartikkelfysikken og — at Gamows navn konsekvent staves med v (kapittel 10.2).

Når alt dette er sagt, må en også fremheve enkelte kapitler som meget gode både når det gjelder fremstilling og logisk oppbygging. Særlig gjelder dette etter min mening den historiske fremstilling, eksempelvis kapittel 4.2, Newton taler ikke om purpurrødt.

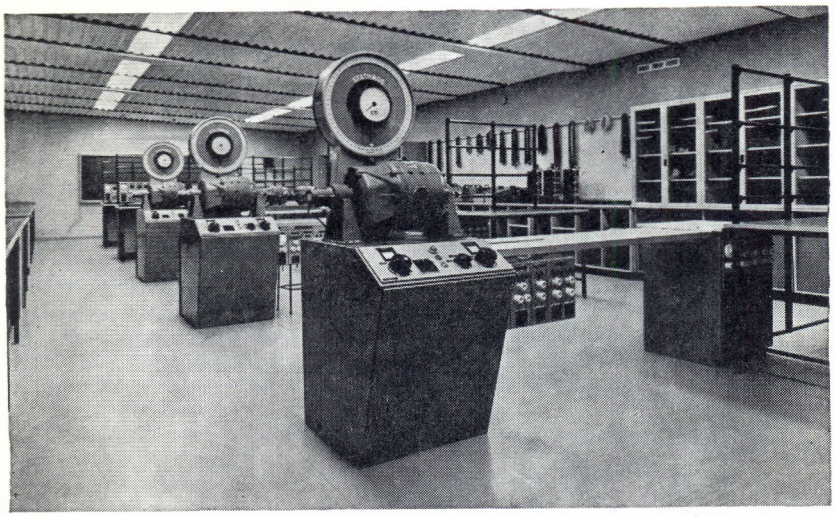
Stoffvalget og fremstilling er slik at leser med noenlunde bra bakgrunn i fysikk vel vil kunne forstå det viktigste, for gymnasiaster vil den falle vanskelig etter mitt skjønn, noen lærebok i vanlig forstand er den ikke, og jeg *er* bekymret for leserne på grunn av de feil boken inneholder.

Haakon Olsen.

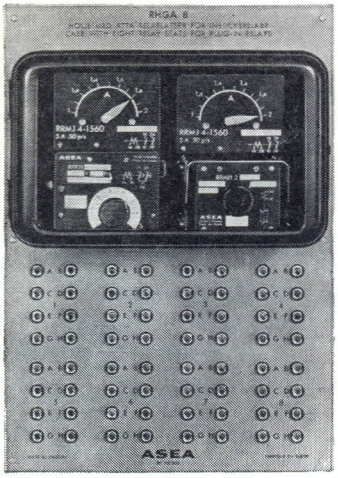
LITTERATUR:

[1] *J. L. Terrel:* Phys. Rev. *116*, 1041 (1959).

[2] *V. F. Weisskopf:* Lectures in Theoretical Physics Volume III, University of Colorado, Boulder. Colorado, 1960 (Interscience Publishers, Inc. New York).



Laboratorium med elektriske momentvekter



Relésentral med reléer av innstikkstypen for enkel tilkopling med bananstikker.

ASEA

Komplette utrustninger for undervisning — forskning — laboratorier og demonstrasjoner.

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

ASEA-PER KURE A/S

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Professor dr. Njål Hole

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

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

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

Fra Fysikkens Verden

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

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

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

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

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

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

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

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

GYMNASIASTER OG STUDENTER!

Dere kan få

Fra Fysikkens Verden

til redusert pris: kr. 10,— pr. år.

Abonnement kan tegnes enten ved postverket

eller ved direkte henvendelse, se adressen ovenfor.

Aktietrykkeriet i Trondhjem