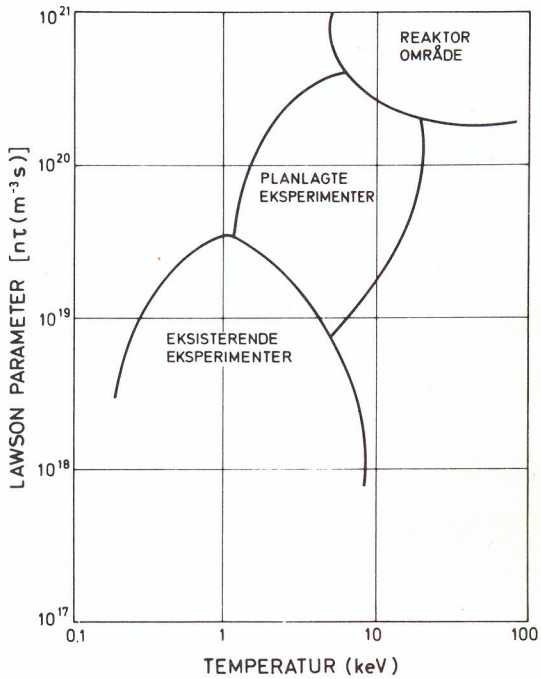
Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Redaktørskifte	25
Fra redaktøren	25
Individuelt medlem EPS	26
Nye medlemmer	26
Gir kvarker opphav til kjernekrefter?	27
Plasmafysikk i ionosfæren..	32
Nøytrinoet og astrofysikken	36
Tokamak	40
Bøker	26,35,39,46



Parameterområder for eksisterende og planlagte Tokamak eksperimenter. Se artikkel side 40.

Nr. 2 - 1981
43. årgang
ISSN-0015-9247

KURSSENTERET Institutt for energiteknikk

(TIDLIGERE DEN NEDERLANDSK-NORSKE REAKTORSKOLEN)

KURS VÅREN 1981

ISOTOPANVENDELSER

21/9 -25/9 Kurs i målemetoder for radioaktivitet

DATABEHANDLING

14/9 - 2/10 COBOL I
5/10-16/10 COBOL II
26/10-13/11 FORTRAN
30/11- 2/12 Bruk av NORD 100
7/12-11/12 Videregående FORTRAN
23/11-27/11 SIMULA

Nærmere opplysninger og søknadsskjema fås ved henvendelse til
Kurssekretær Gerd Jarrett
Kurssenteret
Institutt for energiteknikk
Boks 40, 2007 Kjeller **Tlf. (02) 712560**

Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 2 - 1981

Redaktør: OLAV STEINSVOLL
Redaksjonssekretær: HALVARD TORGERSEN

43. årgang
ISSN-0015-9247

Redaktørskifte

I og med dette nummer takker Olav Steinsvoll av som redaktør for Fra Fysikkens Verden, etter nærmere 5 års tjeneste. Tidligere har han vært medlem av redaksjonskomitéen i 7 år.

Gjennom alle disse år har Steinsvoll gjort et fremragende arbeid med tidsskriftet vårt, som vi ønsker å takke ham for. I sitt første nummer som redaktør slo han fast at FFV bør være en mellomting mellom dagsavis og fagtidsskrift. Med sine allsidige interesser i fysikk har han sett det som sin oppgave å spre informasjon fra fysikkens mange forskjellige felter - både til fagfysikere og andre interesserte. «Ny erkjennelse er ikke vunnet fullstendig før den spres og deles av større samfunnsgrupper,» skrev han i sin «tiltredelseserklæring» (FFV nr. 1, 1977). Populærartikler kommer ikke av seg selv, og Steinsvoll har gjort et iherdig arbeid for å få inn stoff fra de forskjellige områder av fysikken. Selv har han gått i bresjen, med informative småstykker, referater fra foredrag og forskningspolitiske diskusjoner, samt redaksjonelle notiser der han har oppfordret fagfysikerne til å se ut over sine snevre faggrenser og ta sitt samfunnsansvar alvorlig. Han har skapt et allsidig og interessant tidsskrift, som Norsk Fysisk Selskap kan være bekjent av. Steinsvoll har dessuten nedlagt et betydelig arbeid for å sikre tidsskriftets økonomi, og vi vil også takke ham for dette.

Som nye redaktører har styret i NFS oppnevnt Knut Jostein Knutsen og Hans Kolbenstevdt. Knutsen er høyskolelektor ved Luftkrigsskolen i Trondheim og har vært sterkt engasjert i arbeidet med undervisningsspørsmål innenfor NFS, Norsk Fysikkråd og European Physical Society. Han er også forfatter av flere bøker og småhefter til fysikkundervisningen. Kolbenstvedt er førsteamanuensis ved Norges Lærerhøgskole i Trondheim, der han er nyvalgt bestyrer ved Fysisk institutt. Hans forskningsinteresser dekker kvanteelektrodynamikk, atomfysikk og astrofysikk. Styret er takknemlig for at Knutsen og Kolbenstvedt har påtatt seg redaktørjobben i FFV og ønsker dem lykke til med dette viktige arbeid for norsk fysikk.

Eivind Osnes.

Fra redaktøren.

Det er med et visst vemod at jeg sier takk for meg etter snart fem års arbeid som redaktør. Det har vært en interessant og givende tid med en god del arbeid, men sammen med gode hjelpere i redaksjon og redaksjonskomité har vi klart å få inn stoff, få det trykt og korrekturlest og få det sendt ut innen de fastsatte frister. Jeg hadde nok mange planer da jeg tok over, men så viser det seg naturligvis at alt tar tid og koster penger. Tidskonstanten til norske fysikere er ofte litt lang, så artikler og annet stoff må avtales god tid på forhånd. Sammensetningen av emner i et nummer har derfor ofte blitt lite variert, avhengig av hvilke artikler som har ligget inne i redaksjonen når vi måtte sette strek og begynne produksjonen av neste nummer.

Krumtappen i bladets virksomhet har hele tida vært redaksjonssekretæren, Halvard Torgersen ved NTH i Trondheim. På grunn av avstanden mellom oss har hele byrden med de praktiske ting vært lagt på Halvard. Ved å få hele redaksjonen samlet i Trondheim håper jeg at Halvard får noe avlastning.

De økonomiske forhold for tidsskriftet var meget dårlig da jeg overtok, og i de første årene hadde vi stadig likviditetsproblemer. Ved ny trykningsmetode og sparetiltak samt bevilgninger og ekstrastøtte fra NAVF og NFS har vi klart å vende en gjeld til en liten kassabeholdning. Denne bør nok økes i takt med trykningsutgiftene hvis en ikke atter skal få likviditetsvansker.

Artiklenes nivå har også variert en god del, det faller ikke like lett for alle å fortelle på en enkel og populær måte om fenomener og teori innen fysikk. Det skal likevel innrømmes at fysikk ikke er det letteste fagområdet å popularisere. Fysikkens stilling og omdømme i Norge, på ulike trinn i skoleverket, hos de sentrale myndigheter og blant vanlige folk er svært avhengig av hvordan vi klarer å «markedsføre» oss for å bruke et forslitt uttrykk. En viktig del av markedsføringen består i å bringe nye forskningsresultater fram til folk i en lettlest form slik at de kan se hvordan fysikken og dens resultater er med på å forme våre levekår og vår innsikt i verdensgåtene. Som fysikere bør vi alle støtte bladet vårt med ulike bidrag der vi refererer møter eller

skriver om hvilke fysiske problemer vi tumler med både i forskning og skoleverk. Arbeidet i redaksjonen ville gå så mye lettere dersom en kunne stole på en jamn strøm av bidrag fra en interessert leserkrets.

Til slutt vil jeg få takke mine foresatte ved Institutt for energiteknikk for all den hjelp og støtte jeg har fått i arbeidet for tidsskriftet. Gjennom dette har instituttet ytt et vesentlig bidrag til Norsk Fysisk Selskap og til fysikken i Norge. Mange takk også til bladets trofaste annonsører gjennom disse åra.

Jeg ønsker de nye redaktører Hans Kolbenstvedt og Knut Jostein Knutsen velkommen i redaksjonen og lykke til i arbeidet framover.

Bli individuell medlem i European Physical Society (EPS)

EPS er ein europeisk fellesorganisasjon for dei nasjonale fysiske selskapa i Europa. Dertil er det eit eige fagleg selskap med individuell medlemskap.

I dei 12-13 åra EPS har eksistert, har det arbeidd for å fremje internasjonale kontaktar. Særleg har konferansesituasjonen endra seg og blitt betre samordna under påverknad frå EPS. Mange nye arbeidsoppgåver er tatt opp, slik som opprydding i journal-jungelen, utveksling av universitetslærarar, tilsyn med menneskerettar for fysikarar, for å nemne nokre få. Med medlemer både fra Aust- og Vest-Europa har selskapet tatt på seg enkelte oppgåver som andre organisasjonar vanskeleg kan.

EPS har omlag 3500 individuelle medlemer, og det er ein liten del av fysikarane i Europa. Dette talet bør aukast for at selskapet betre skal kunne yte tenester til slike medlemer. T.d. forhandlar EPS med the American Physical Society om felles medlemsgoder, og her ville større medlemstal i EPS ha betra utgangspunktet for forhandlingane.

Individuelle medlemer får bladet Europhysics News som kjem med 10 nummer i året. Der finn ein faglege oversynsartiklar frå ulike fagfeltet i fysikk, fullstendige lister over konferansar rundt om i verda, og elles saker som vedkjem selskapet og medlemene. Andre publikasjonar frå EPS kan kjøpast til redusert medlemspris. Dette gjeld t.d. Europhysics Conference Abstracts og European Journal of Physics (undervisningsspørsmål).

Medlemene får store reduksjonar i deltakaravgifta ved konferansar som er arrangerte eller støtta av EPS. Dei fleste blir arrangerte av dei åtte faggruppene (divisions) som medlemene kan registrerast under etter ønske. Seks rådgjevande komitear tek opp andre sider av internasjonalt samarbeid mellom fysikarar.

For medlemer av Norsk Fysisk Selskap er årskontingenten i EPS Sfr. 32.-. Medlemskap kan teiknast på årsmøtet i Trondheim eller ved å skrive til Norsk Fysisk Selskap.

Nye medlemmer:

Vit.ass. J. Samseth, Inst. for almen fysikk, 7034 Trondheim-NTH.

Forsker T. Skotheim, IFM, Universitetet i Linköping, Sverige.

Dr. philos. Olav Aspelund, Blindern.

Forsker Knut Magnar Stenersen, Kjeller.

Amanuensis Rune Wiggo Time, Rogaland Distriktshøgskole, Ullandhaug.

Studentmedlemmer:

Cand.mag. Å.R. Fredriksen, Nordlysobservatoriet, Tromsø.

Cand.mag. R. Johnsen, IMR, Universitetet i Tromsø.

Cand.mag. Jan Petter Pedersen, Nordlysobservatoriet, Tromsø.

Bøker

D.F. Barbe (Editor): «Very Large Scale Integration - VLSI. Funadmentals and Applications» Springer Series in Electrophysics 5, 1980. (279 s. $30.70)

Utviklingen av mikroelektronikken gjennom de siste 30 år har satt sitt sterke preg på folks dagligliv verden over. Prisen på komponenter og kretser har gått stadig nedover, samtidig som størrelsen på kretsene har økt fra enkelttransistorer til SSI, MSI og LSI (small-, medium-, large scale integration). Praktisk bruk av VLSI (Very large scale integration, med over 10^4 logiske funksjoner på en silisiumbrikke) er nå en realitet, og intet tyder på at utviklingen skal sakne vesentlig i de nærmeste år.

Boken om VLSI gir en god oversikt over «state of the art» og retning i utviklingen av mikroelektronikk teknologi, konstruksjonsmetodikk, systemarkitektur og testing.

Komponentfysikken i MOS- og bipolare transistorer, og deres oppførsel når de skaleres ned til dimensjoner $\leqslant 1$ µm, behandles grundig. Spørsmålet om MOS eller bipolare komponenter vil «vinne» når teknologien tillater stadig mindre dimensjoner er det ikke generell enighet om, men det synes klart at hastigheten i MOS kretser vinner mer enn bipolare kretser ved nedskalering.

Avanserte litografiske metoder for å overføre de stadig finere kretsmønstrene til silisiumskivene diskuteres grundig: både optisk prosjeksjon av mønsteret fra en fotografisk maske, bruk av en styrt elektronstråle og røntgen. Man savner imidlertid et kapittel om moderne prosesseringsmetoder forøvrig: plasmaetsing, selvregistrering, framstilling av tynne filmer av dielektrika, halvledere og metaller; karakteriseringsmetoder, etc.

Tidligere var prosessteknologien begrensende faktor i mikroelektronikkens utvikling. Dagens spissteknologi tillater å lage $> 10^5$ komponenter på en brikke. Om få år lages $> 10^6$ komponenter. Konstruksjonsmetodikken for slike kretser og testingen av de ferdige kretsene er blitt nye flaskehalser i utviklingen. De ofres i dag nesten like mye oppmerksomhet som ny prosessteknologi. Dette gjenspeiles i boken om VLSI der nær halvdelen ofres konstruksjons- og testproblematikk og bruken av datamaskinmetoder for rasjonalisering og automatisering.

Siste kapittel omhandler noen få eksempler på anvendelser av VLSI-kretser. Her diskuteres bl.a. telekommunikasjonskretser, talesyntese, syntetisk apertur radar, store hukommelser.

De forskjellige kapitler er skrevet av 9 forfattere og er stort sett oversiktlige og lettleste for folk med endel mikroelektronikk bakgrunn. Referansematerialet er meget godt, oppdatert til 1980. Boken kan anbefales som bakgrunnsmateriale i U&H undervisning og for folk som arbeider med mikroelektronikk.

Leif Halbo.

Gir kvarker opphav til kjernekreftene?

F. Myhrer *)

For molekyler er atomene de «elementære» partikler eller byggeklosser. Vi vet at atomene har en struktur, dvs. de er bygget opp av andre, nye «elementære» partikler, elektroner og atomkjerner; den enkleste kjerne er hydrogenkjernen = protonet. Det har lenge vært kjent at nukleonene (protoner og neutroner) som er de «elementære» partikler i atomkjernen, har en romlig utstrekning. Protonet's elektriske ladning er fordelt over en kule med (r.m.s.) radius $\simeq$ 0.9 fm. = 0.9 .10^{-5} Å. Protonet har en indre struktur, nukleonene er bygget opp av kvarker 1). Dette er i motsetning til elektronet som, såvidt vi vet i dag, er en fundamental partikkel.

I denne artikkel vil vi presentere en modell, som har muligheten for å gi oss en bedre forståelse av kjernekreftene og vil gi som resultat at kjernekreftene (de sterke vekselvirkninger) *delvis* er en type van der Waal's krefter mellom kvarkmolekyler, som beskriver nukleonene.

Disse kjerne van der Waal's krefter opptrer ved kortere avstander mellom nukleonene. Arbeidet med å forstå gyldigheten av denne modellen er langt fra avsluttet.

Kjernekreftene ved store avstander

Ved store avstander mellom to nukleoner dominerer Yukawa kreftene, som tilsvarer pion utveksling mellom nukleonene. Dette er helt analogt forståelsen av Coulomb-kreftene som foton-utveksling mellom to ladede partikler. Coulomb potensialet

$$V_C \propto -\frac{e}{4\pi}\frac{1}{|\underset{\sim}{r}|} \qquad (1)$$

mellom et elektron og et proton kan beskrives av diagrammet i fig. 1a, hvor e er den elektriske ladning (den elektromagnetiske koplings konstant), og $\alpha = e^2/4\pi \simeq 1/137$ er finstrukturkonstanten. På samme måte fremkommer Yukawa potensialet

$$V \propto \frac{g^2}{4\pi}\frac{e^{-m_\pi|\underset{\sim}{r}|}}{|\underset{\sim}{r}|} \qquad (2)$$

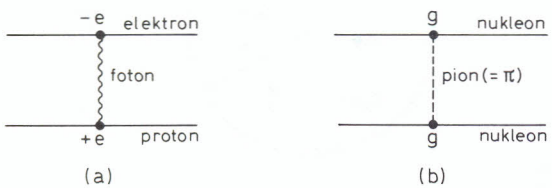


Fig. 1a Illustrasjon av Coulomb-kraften mellom elektron og proton.

Fig. 1b Illustrasjon av Yukawa-kraften mellom to nukleoner.

*) NORDITA, Blegdamsvej 17, DK-2100 Kjøbenhavn Ø, Danmark

hvor g er den sterk vekselvirknings-koplingskonstant mellom et pion og et nukleon. Pionet har en endelig hvilemasse, $m_\pi \simeq 140$ MeV, som bestemmer de sterke kjernekrefters rekkevidde. Denne rekkevidden er gitt av pionets Compton bølgelengde $m_\pi^{-1} \simeq 1{,}4$ fm = $1{,}4.10^{-5}$ Å. (Vi benytter her det naturlige enhetssystem h = c = 1 dvs. 10^{-5} Å = 1/197,33 MeV.)

Kjernekreftene ved kortere avstander enn m_π^{-1} mellom nukleonene vil også ha to-pion utvekslinger, som illustrert i fig. 2. Men kjernekreftene ved kortere avstander er mer komplisert enn som så. For avstander $r > 1$ fm kan en beskrive kjernepotensialet v.hj.a. mesonutvekslinger, som er grafisk illustrert i fig. 3 2). Partiklene som her utveksles, blir tyngre og tyngre, dvs. de tre ledd har kortere og kortere rekkevidde, $m_\pi < 2m_\pi < m_\omega \simeq$ 780 MeV. I det siste diagram utveksles et ω-meson. Pion og den skalare del av to-pion utvekslingen (= $2\pi_0$) gir tiltrekning og fører til bindingen av to nukleoner til et deuteron, mens ω-mesonet resulterer i en sterk frastøtende kraft med meget kort rekkevidde (m_ω^{-1} = 780 MeV)$^{-1} \simeq 0.25$ fm)*.

Ved avstander kortere enn $r \simeq 1$ fm trenger vi en modell for nukleonets oppbygning, fordi protonets romlige utstrekning er av denne størrelsesorden. Kvarkene som bygger opp de vanligste kjernepartikler, er gitt i tabell 1, se ref. 1).

Tabell 1

Kvark	Elektrisk ladning	Isospinn $\vec{\tau}$	τ_z
u	+ 2/3	1/2	+ 1/2
d	÷ 1/3	1/2	÷ 1/2
s	÷ 1/3	0	0

De to kvarkene u og d danner en isospinn dublett, analogt protonet og neutronet. Baryonene er bygget opp av tre kvarker, f.eks. er protonet = uud

*) Historisk ble ω-mesonet foreslått av Nambu 3) for å beskrive proton landingsfordelingen. Dets masse ble forutsagt for nukleon-nukleon spinn-bane (L.S) koplingen av Breit 3) og av Sakurai 3).

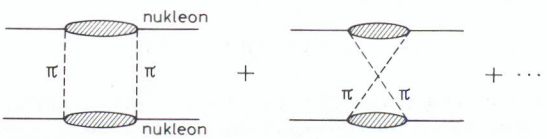


Fig. 2 To-pion utveksling mellom nukleoner, hvor de skraverte bobler inneholder alle mulige pion-pion og pion-nukleon vekselvirkninger. Styrken på disse nukleon-kreftene er kjent, de er beregnet via dispersjonsrelasjoner.

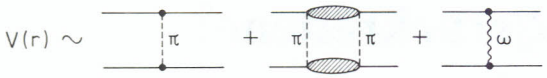


Fig. 3 En-boson (meson)-utvekslings potensialet. To-pion utvekslingen beskrives i noen modeller som en skalar-meson pluss en vektor-meson (ρ-meson) utveksling. Denne potensial-modell vil, i prinsippet, bestå av en sum av tyngre og tyngre boson-utvekslinger. Her har vi stoppet anskuleliggjørelsen av V(r) ved ω-mesonet.

og neutronet = udd. Med særkvarken s kan vi bygge opp f.eks. A-partikkelen = sdu. Denne elektrisk nøytrale partikkel har intet isospinn, men istedet et særtall. Med λ i en atomkjerne dannes de såkalte hyperkjerner. Med λ kan vi teste kjerne-skallmodellen, da vi unngår Pauliprinsippet (en enslig λ er tillatt i alle kjernenivåer).

Kvark-kvark vekselvirkningen

Kvarker har ikke vært direkte observert og kvark-kvark vekselvirkningen er fremdeles et lite mysterium. Nedenfor skal nevnes visse egenskaper ved vekselvirkningen mellom kvarker, som vi er nokså sikre på.

1) Ved små avstander vekslvirker kvarkene meget svakt. Dette er basert bl.a. på SLAC-eksperimentene med elektron-proton spredning ved meget store impulsoverføringer (deep inelastic scattering). Dette kalles asymptotisk frihet.
2) Alle observerte partikler (hadroner) er farve nøytrale (farve singletter).
3) Kvarker vil alltid være innesperret, dvs. det kreves uendelig energi for å separere kvarker (farve fengsling) 4).

Ved korte avstander (store impulsoverføringer) tror en nå at kvarkene vekselvirker via gluonutvekslinger, analogt Coulomb-vekselvirkningen i fig. 1a. Siden gluonet har spinn = 1 og er masseløst som et foton, holder analogien relativt godt. Men et foton (elektromagnetisk felt) har ingen elektrisk ladning i motsetning til gluonet, som har en farve-elektrisk ladning. Derfor kan et gluon forandre farveladningen til en kvark. Analogien til Fig. 1a er illustrert i Fig. 4, og dette er en av konsekvensene av en teori for de sterke vekselvirkninger, som kalles kvante-fargedynamikk (QCD-quantum chromodynamics), se ref. 4). Farve - finstrukturkonstanten

$$\alpha_S = g_S^2/4\pi,$$

som er analog til

$$\alpha = e^2/4\pi = 1/137 \text{ i QED},$$

kan en i QCD vise er svært liten for små avstander (store impulsoverføringer) sml. punkt 1) over.

MIT-kvark modellen 5)

Denne modellen kan vise seg å være noe å la Fermi gass modellen i fast-stoff fysikk eller den primitive skall-modellen i kjernefysikk. Modellen er enkel, men inneholder de vesentlige ingrendienser av kvark-oppførselen som er diskutert tidligere. Kvarkene beveger seg her i et sfærisk hulrom med radius R. For å lage dette hulrommet i QCD vakuumet kreves en eksitasjonsenergi pr. volum = B ($\simeq$ 60 MeV fm^{-3}), som er en universell konstant i denne modellen. (B skal i prinsippet kunne beregnes ut fra QCD-vakuumet's egenskaper). Inne i denne kule eller bag med radius R beveger nå de to u- og d-kvarkene seg. Vi får et bilde som tegnet i figur 5.

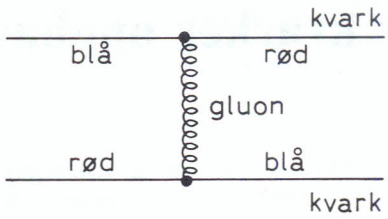


Fig. 4 Ved korte avstander er kvark-kvark vekselvirkningen (v.v.) analog til Coulomb v.v. Gluonet er en vektor partikkel som fotonet i QED. Farveladningen til gluonet er her br (= antiblarød).

Vi antar videre at u og d kvarkene er ultrarelativistiske partikler, de er tilnærmet masseløse, dvs. deres bølgefunksjon er gitt av Dirac-ligningen

$$-i\,\underline{\alpha}\cdot\underline{\nabla}\,q(r) = \omega\, q(r)\,;\; r < R \qquad (3)$$

Siden vi vet at kvarkene ikke kan bevege seg ut i QCD-vakuumet 4), krever vi, at den normale komponent av kvark strømmen mot bag-overflaten er null for r = R.

$$\hat{\underline{r}}\cdot\underline{J} = i\hat{\underline{r}}\; q^{+}(r)\,\underline{\alpha} q(r) = 0\,;\; r = R \qquad (4)$$

Matrisene α, β er de vanligste Dirac 4x4 matrisene

$$\underline{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \underline{\sigma} \\ \underline{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \text{ og } \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

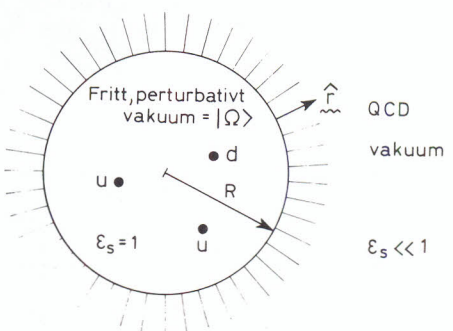


Fig. 5 Bilde av en «MIT-bag» med tre kvarker omgitt av QVD-vakuumet. En tenker seg at QCD vakuumet er et farve-dielektrikum med dielektrisistetskonstant $\varepsilon_S << 1$. Det betyr at QCD vakuumet undertrykker de farve-elektriske felter sterkt.

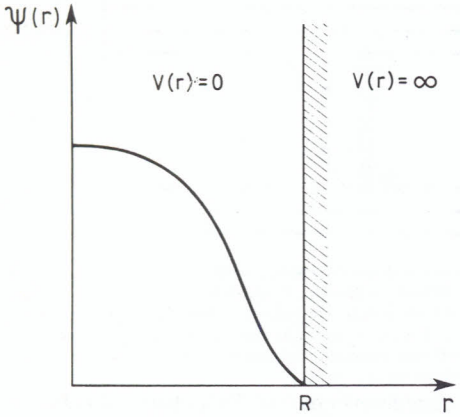


Fig. 6 Bølgefunksjonen i et uendelig kassepotensial.

hvor $\underline{\sigma}$ er Pauli (2x2) spinn-matrisen.

DETTE ER IKKE ANNET ENN DEN RELATIVISTISKE VERSJON AV DET UENDELIGE KASSEPOTENSIALET I SCHRÖDINGER LIGNINGEN, og bølgefunksjonen, og bølgefunksjonen q(r) blir også som ventet sfæriske Bessel-funksjoner. Ikke-relativistisk har vi et potensial som i Fig. 6, hvor grense betingelsen for bølgefunksjonen er

$$\psi(r) = 0 \text{ for } r = R$$

Siden Dirac bølgefunksjonen har fire komponenter, kan vi ikke sette alle fire samtidig lik null for r = R. Dette er nemlig ikke konsistent med Dirac-ligningen, som forbinder de to store og de to små komponentene i q(r).

I praksis er den bilineære betingelse på q(r), lign. (4) vanskelig å arbeide med. I stedet regner vi (MIT) med en lineær betingelse som innebærer betingelsen i lign. (4)

$$i\hat{\underline{r}} \cdot \underline{\alpha}\, q(r) = \beta\, q(r) \; ; \; r = R \qquad (5)$$

Ved å løse lign. (3) og (5) finner vi q(r) og egenenergien ω = kvarkenes kinetiske energi

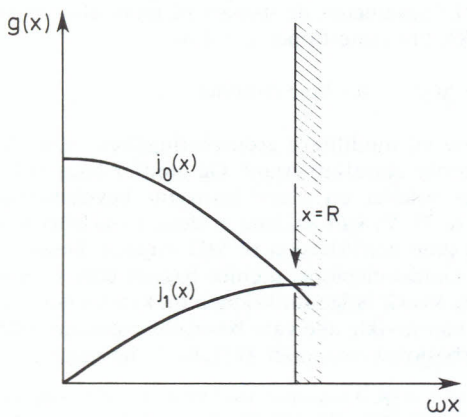


Fig. 7 Bølgefunksjonen til en masseløs kvark i MIT-bag modellen, se lign. (10).

$$q(r) = N \begin{pmatrix} i\, j_0(\omega r)\, u \\ -j_1\,(\omega r)\, \underline{\sigma}\cdot\hat{\underline{r}}\, u \end{pmatrix} \qquad (6)$$

hvor j_0 og j_1 er de sfæriske Bessel-funksjoner, N er en normeringskonstant og u er spinorer,

$$u = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \equiv |\uparrow\rangle \quad \text{eller} \quad u = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \equiv |\downarrow\rangle \;,$$

som er spinn opp eller spinn ned. Vi har tegnet denne bølgefunksjons to hovedkomponenter i Fig. 7, og som vi ser, innebærer betingelsen (5) at de store- og små-Dirac komponenter * er like store på bag overflaten. Fra grensebetingelsen (5) finner vi $j_0(x_0) = j_1(x_0)$, dvs. $x_0 = 2.043\ldots$, og kvarkenes kinetiske energi blir

$$\omega = \frac{x_0}{R} \simeq 400 \text{ MeV for } R \simeq 1 \text{ fm} \qquad (7)$$

Et proton's masse blir summen av bag energien og de tre kvarker's kinetiske energi

$$E = \frac{4}{3}\pi R^3 \cdot B + 3\,\frac{x_0}{R} \qquad (8)$$

For å finne proton-massen krever vi stabilitet av baggen når vi varierer radien, dvs. $\partial E/\partial R = 0$. Fra lign. (8) finner vi da

$$E_p = \frac{4}{3} \cdot 3\,\frac{x_0}{R} \qquad (9)$$

der protonet's radius er gitt som

$$R = \left(\frac{3x_0}{4\pi B}\right)^{1/4} \simeq 1.1 \text{ fm} \qquad (10)$$

Til energiuttrykket (9) for protonet kan vi rettferdiggjøre noen mindre korreksjoner. Den ene er subtraksjonen av massesenterbevegelsen til de tre kvarkene Z_0, den andre er den fargemagnetiske vekselvirkningen.

Kvarkene i baggen er bare nesten frie (bortsett fra massesenterkorrelasjonen). I denne modellen er det antatt at de farve-elektromagnetiske krefter med *lang* rekkevidde resulterer kun i confinement (farve-fengsling). Disse krefter er tilnærmet gjennom grensebetingelsen, lign (4). Men også ved *korte* avstander vekselvirker kvarkene, se Fig. 4. Disse kreftene er svake som diskutert tidligere, og vi kan tillate oss å bruke perturbasjonsteori for å modifisere kvarkenes frie kinetiske energi. Fra Fig. 4 finner vi at bare det farvemagnetiske felt, som skapes av kvark-strømmen inne i baggen, lign. (4), gir et bidrag. Dette blir helt analogt med hyperfinsplittingen i hydrogen-atomet. Eksplisitt regning viser at disse krefter *har* en *kort* rekkevidde, resulterer i en hyderfinsplitting mellom baryonene og gir derfor protonet og Δ^{++}-baryonet forskjellige masser.

Den endelig masseformel for baryonene blir etter dette

*) For en ikke-relativistisk partikkel er de små Dirac komponenter neglisjerbare.

$$M = \frac{4}{3}\,\frac{3x_0 - Z_0 + C_M}{R} \qquad (11)$$

hvor hyperfinsplittingen er gitt av

$$C_M = \alpha_s\, c' \sum_{i>j} \underline{\sigma}_i \cdot \underline{\sigma}_j$$

hvor c' er gitt av kvarkbølgefunksjonen q(r) pluss litt gruppeteori, se 5). De to spinn er kvarkene i's og j's spinn. I fig. 8 viser vi resultatet av masseberegningene for de vanligste elementærpartiklene 5).

Som vi ser, er massene gitt rimelig bra bortsett fra pionet, som er et problem for seg selv. Dette gjenspeiler den verste egenskapen til bag-modellen: Fra kvark-bølgefunksjonen, lign. (6) kan vi nemlig konstruere vektor-strømmen J i lign. (4) og også en pseudovektor-strøm

$$\underline{A}(x) = q^+(x)\,\gamma_5\,\underline{\alpha}\,q(x) \qquad x < R \qquad (12)$$

Allerede i 1975 fant Chodos og Thorn 6), at

$$\hat{r} \cdot \underline{A}(x) \neq 0 \quad \text{for } x = R$$

men *utenfor* baggen er q(x) = 0, dvs. $\underline{A}(x)$ er diskontinuerlig, og dette bryter chrial-symmetrien. Denne symmetri er antatt å være meget godt tilfredsstilt i sterke vekselvirkninger 7), bedre enn den berømte SU(3) symmetrien. For eksempel sier denne symmetri at et energinivå i en bundet til-

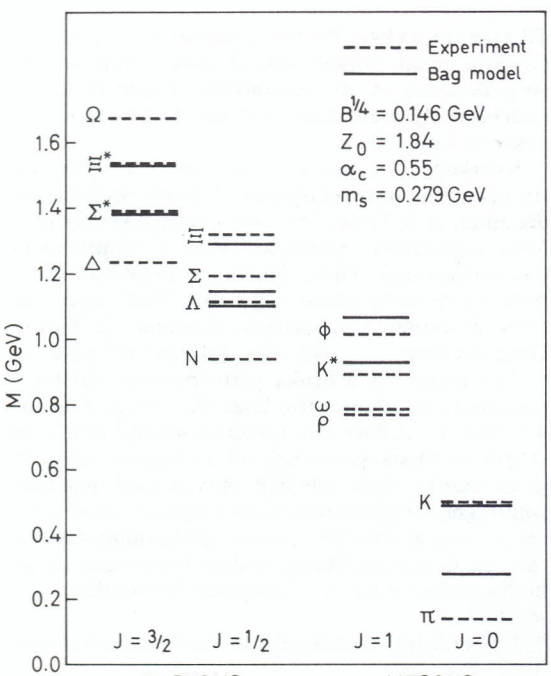


Fig. 8 MIT-modellens beskrivelse av hadron-massene. I figuren er $\alpha_c = \alpha_s/4$, hvor α_s er brukt i teksten.

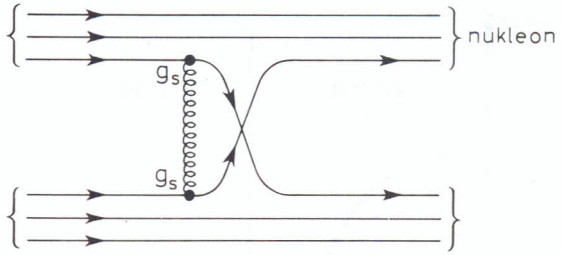


Fig. 9 Farve-Coulomb-utvekslingsdiagram som resulterer i en frastøtning mellom to nukleon-lignende kvark molekyler i MIT-modellen. De heltrukne linjer med piler er kvarkene. En ser at et gluon pluss en kvark og en antikvark (kvarklinje med pil i motsatt retning) går over fra det ene nukleon til det andre.

stand er degenerert i paritet. Dette betyr at vi har to tilstander av motsatt partiet for hvert energinivå (husk at de sterke vekselvirkninger konserverer pariteten). Vi vet at de elektromagnetiske ligninger er invariante under en global juster (gauge) transformasjon og dette innebærer at den elektriske strøm (vektorstrøm) er konservert. Likeledes kan vi vise at Lagrange-funksjonen for sterke vekselvirkninger også er invariant under en global, chiral, juster-transformasjon. Dette krever at pseudo-vektor-strømmen A(x) skal være kontinuerlig. For å fikse på dette misforholdet antar vi, at det i QCD-vakuumet utenfor baggen fins et pseudoskalartfelt = pionfelt, som har sin kilde på overflaten av baggen i pseudovektorstrømmen.*

$$\underline{A}(x) = q^+(x)\,\gamma_5\,\underline{\alpha}\,q(x)\,\theta(R-x) + f_\pi\,\underline{\nabla}\,\pi(x)\,\theta(x-R) \qquad (13)$$

hvor det første leddet eksisterer inne i baggen og det andre utenfor (θ = stepfunksjonen). Vi krever nå kontinuitet av A(x) på bag-overflaten (x = R), dvs. ledd nr. to er gitt av kvark-bølgefunksjonen q(x) på overflaten. Dette betyr at pionfeltet fordeler seg rundt baggen slik at aksial-strømmen er konservert. Konstanten $f_\pi \simeq 95$ MeV er pion-forfallskonstanten (pionet's β-forfall er $\pi \rightarrow \mu\,\nu_\mu$). Dette er her ingen fri parameter, da styrken på pion-feltet er gitt av q(R). Fra dette finner vi nå at

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{A}(x) = 0 \text{ i hele rommet.}$$

Dette vil modifisere grensebetingelsen, lign. (5), så den blir chiral-invariant. Og utenfor baggen beskrives π-feltet en chiral-invariant bevegelsesligning, se 7). Vi kan nå anta at dette pion-feltet kun gir en liten perturbasjon til MIT-baggen. Dette betyr at Goldstonepionet utenfor baggen bare vil modifisere kvark bølge funksjonen og kvark-energien, og vi kan utvikle alle våre bevegelsesligninger etter perturbasjonskonstanten 8) $(f_\pi R)^{-1}$. Betingelsen at

*) Vi antar at QCD vakuumet ikke bare gir farvefengsling, men også at det bryter spontant den chirale symmetri. Dette betyr at i QCD vakuumet utenfor baggen finnes Goldstone bosoner dvs. pioner.

pseudovektorstrømmen er kontinuerlig som diskutert, gir oss automatisk Yukawa-potensialet (når pionmassen $\neq 0$) med den korrekte styrke, lign. (2) 9).

En finner også at denne modell forbedrer de statiske baryon massene til MIT bag modellen. Denne chirale kvark modell sier at en vesentlig del av Σ^0 - λ masse-differanser kommer fra Goldstone-pionene i QCD-vakuumet 10). Dvs. vi kan «forklare», hvorfor MIT-modellen ikke ga et godt resultat her (se fig. 8). Også den absolutte verdi av baryonenes magnetiske moment kommer riktig ut. MIT-modellen hadde et resultat, som var 25% for lite. Men mye gjenstår før vi får klarlagt om denne nye modellen leder oss fremover i vår forståelse av de statiske egenskaper til elementærpartiklene.

Avslutning.

Vi har nå utviklet en modell, som ved store relative avstander mellom nukleonene reproduserer Yukawa potensialet og to-pion potensialet, som ble diskutert i begynnelsen. Styrken på dette pion-feltet er en direkte konsekvens av kvarkenes fordeling inne i nukleonene pluss den underliggende chirale symmetri. Vi vet at dette kjernepotensial reproduserer potensialet beskrevet i innledningen, fordi pion-nukleon koplingskonstanten og Yukawa kreftene, pluss Δ^- og ρ-levetidene reproduseres av denne chirale kvark-modellen.

Ved korte nukleon-nukleon avstander må vi nå også ta hensyn til kvark-frihetsgradene, dvs. vi må nå regne ut potensialet mellom to kvark-molekyler. DeTar 11) har regnet ut kreftene mellom to nukleon-lignende kvark-«molekyler» ved å bruke MIT-kvark modellen med kvark-kvark vekselvirkningene der som basis. Han fant ikke bare en frastøting mellom nukleoner (soft-core), som svarer noenlunde til hva vi forventer. Også tensorkreftene mellom kvark-molekylene ser riktige ut. En ting er blitt klartlagt siden DeTar's arbeid. Frastøtningen skyldes hva vi vil kalle farve-Coulomb utvekslingskrefter mellom de to kvark-molekyler som illustrert i Fig. 9, hvor hver linje beskriver en kvark. Vi kan se at et gluon (et statisk farve-Coulomb felt) pluss et kvark-antikvark par er blitt utvekslet mellom de to tre-kvark molekyler (nukleoner). Siden gluonet er en vektor (spinn-1) partikkel, og ikke har «smak»-kvantetall (flavour), oppfører det seg på mange måter som et ω-meson, som gir en sterk frastøtning mellom nukleonene som nevnt i innledningen. Det er nærliggende å tro at ω-utvekslingen mellom nukleonene glir naturlig over i frastøtningen fra gluon-utvekslingen mellom kvark molekylene, se Fig. 9, ved kortere avstander. Med diagrammet i Fig. 9 gir også utveksling av mesoner med andre kvante-tall. Et problem i dag er å forstå bedre forbindelsen mellom diagrammet i Fig. 9 og meson-utvekslingspotensialet som beskrevet tidligere.

Men vi har nå ikke bare en naturlig mekanisme for å «avrunde» kjernepotensialet, Fig. 3, ved korte avstander. Denne modell går lengre. Hvis vi kan bringe nukleonene tettere sammen, f.eks. ved å komprimere kjernematerialet som forsøkes i tungione eksperimentene ved høyere energi, sier denne kvark-modellen at nukleonene i kjernene vil gå over i en kvark-gass ved relativt moderate kjernetettheter, såfremt eksitasjonsenergien pr. nukleon er stor nok 12). Dette er noe man forsøker å observere i dag bl.a. i Berkeley. Også i proton-proton kollisjoner kan vi kanskje se en følge av kvark-modellen, nemlig de eksotiske seks-kvark tilstander = dibaryonresonanser med masser litt over 2 GeV. Eksperimenter ved Argonne laboratoriene i USA 13) indikerer at det skjer noe interessant i dette energiområdet, men det er enda for tidlig å dra noen konklusjoner. Om et par år vet vi resultatene av dagens eksperiment om disse dibaryoner eksisterer eller ikke, mens eksistensen av kvark-gassen er meget mer spekulativ.

Referencer

1. F. Ravndal, FFV 1975 nr. 2.
2. R. Vinh Mau i «Mesons in Nuclei», ed. M. Rho og D. Wilkinson, North-Holland Publ. Co.
   G. E. Brown and A. D. Jackson «The Nucleon-Nucleon Interaction», North-Holland.
3. Y. Nambu, Phys. Rev. 106, 1366 (1959)
   G. Breit, Phys. Rev. 120, 287 (1960)
   J. J. Sakurai, Phys. Rev. 119, 1784 (1960)
4. H. Høgåsen, FFV 1981 nr. 1
5. T. DeGrand, R. L. Jaffe, K. Johnson, og J. Kiskis, Phys. Rev. D12, 2060 (1975)
   K. Johnson, Acta Phys. Pol. B6, 865 (1975)
6. A. Chodos og C. B. Thorn, Phys. Rev. D12, 2733 (1975)
7. S. L. Adler and R. F. Dashen, «Current Algebras», W. A. Benjamin, Inc., N.Y. 1968
8. R. L. Jaffe, Lectures at the 1979 Erice Summer School «Ettore Majorana» (MIT report CTP 814) 1979
9. G. E. Brown og M. Rho, Phys. Letters 82B, 177 (1979)
10. F. Myhrer, G. E. Brown, Z. Xu, NORDITA-rapport nr. 80/48 (1980) og Nucl. Phys. A362, 317 (1981)
11. C. DeTar, Phys. Rev. D17, 323 (1978)
12. I. Mishustin, F. Myhrer, P. Siemens, Phys. Letters 95B, 361 (1980)
13. A. Yokosawa, Phys. Reports 64, 49 (1980)

K. B. Dysthe: Havbølger og fysikk, del 3, som er et appendiks til de to foregående artiklene, må dessverre utsettes til neste nummer, grunnet tekniske vansker.

H. T.

Plasmafysikk i ionosfæren - ionosfæren i plasmalaboratoriet

Del I

*Jan Trulsen**

Plasmafysikken og ionosfære/magnetosfærefysikk - to grener av fysikken med forskjellig opprinnelse og utvikling - er dels i ferd med å vokse sammen, virker dels effektivt til å stimulere hverandre. I det følgende skal vi gjennom noen utvalgte eksempler forsøke å belegge disse påstander. Vi starter med å repetere noen elementære kunnskaper fra disse disiplinger. Vi beskriver så kort et par måter å bestemme plasmaets egenskaper på. Endelig tar vi for oss to eksempler - bølge-bølge-vekslevirkninger og elektriske dobbeltlag i ionosfæren og i laboratoriet.

Plasmafysikk

Plasmaet - materiens 4. aggregattilstand - karakteriseres ved langtrekkende elektrostatiske krefter mellom frie elektroner og ioner. Disse er ansvarlig for plasmaets rike fysikk med fenomener som Debye-skjerming og et rikere spektrum av naturlige bølgemoder og ustabiliteter enn øvrige aggregattilstander. Introduseres en ekstra ladning i plasmaet vil således dette øyeblikkelig reagere. Partikler med motsatt ladning frastøtes, lik ladning tiltrekkes inntil det innenfor en kule med radius av størrelsesorden Debye-lengden

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \kappa T_e}{n_0 e^2}}$$

igjen er like mye negativ som positiv ladning. T_e og n_0 er her elektrontemperatur og tetthet i plasmaet. Plasmaet har altså en evne til å skjerme seg selv overfor ytre forstyrrelser. Normalt ønsker det å forbli elektrisk nøytralt. Unntagelser finnes i grensesjiktet mellom plasma og vegg. Vi skal senere vende tilbake til et annet unntak fra denne regel.

Plastmaet utviser et rikt spektrum av naturlige bølgemoder. Vi skal kort beskrive to av disse. For lavfrekvente ioneakustiske bølger har de lette elektroner rikelig tid til å innstille seg i likevekt med de øyeblikkelige elektriske potensialer φ i bølgen. Elektrontettheten vil derfor være gitt ved Boltzmann fordelingen

$$n_e = n_0 \exp(e\phi/\kappa T_e)$$

Ionene med masse M utsettes for akselerasjon fra de elektriske felter $E = -\nabla \varphi$ i bølgen. Disse er igjen bestemt av små elektriske romladninger fra den resulterende ubalanse i elektron- og ionetetthet gjennom Poissons ligning

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e) \cdot$$

For bølger med liten amplitude og bølgelengde λ stor sammenlignet med Debye-lengden λ_D kan en for et plasma nær termodynamisk likevekt utlede dispersjonsrelasjonen

$$\omega^2 = \frac{c_s^2 k^2}{1 + k^2 \lambda_D^2}$$

ω og $k = 2\pi/\lambda$ er sirkelfrekvens og bølgetall i bølgen mens $c_s \approx \sqrt{T_e/M}$ er den ioneakustiske hastighet. Resultatet forutsetter at ionetemperaturen T_i er mye mindre enn T_e.

Ioneakustiske bølger skiller seg fra lydbølger i en nøytral gass på flere måter. Bølgene er svakt dispersive, dvs. ω vokser ikke strengt lineært med voksende k (figur 1a). Fasehastigheten ω/k er bestemt av kombinasjonen elektrontemperatur og ionemasse, dette fordi bølgene drives av elektrontrykk mens ionene sørger for treghet. Selv uten kollisjoner i plastmaet vil de ioneakustike bølger dempes ut. Denne Landaudempning skyldes en slags resonanseffekt. Ioner som beveger seg med en hastighet i overkant av fasehastigheten bremses av de elektriske felt i bølgen og vil derfor overgi energi til bølgen. De mer tallrike ioner som beveger seg noe langsommere enn fasehastigheten blir imidlertid akselerert av de samme felter og trekker mer energi ut av bølgen. Bølgen dempes altså ut. Dempningen øker meget raskt når T_i øker mot T_e idet flere ioner da har hastighet nær den ioneakustiske hastighet og derfor blir effektiv i å trekke energi ut av bølgen.

Denne netto energioverføring mellom bølge og partikler i plasmaet kan imidlertid også gå den motsatte vei. Dette skjer for eksempel om det finnes en passende ionestråle i plasmaet. Bølgen vil da kunne

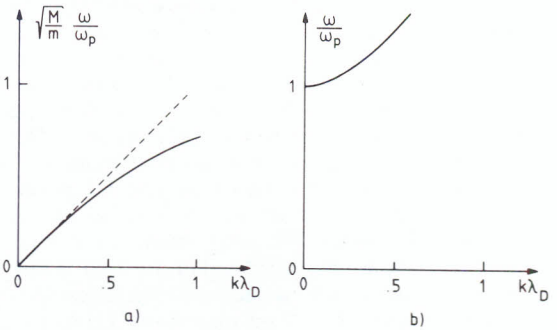


Fig. 1 Dispersjonsrelasjoner for ioneakustiske (a) og Langmuir-bølger (b).

*) Universitetet i Tromsø

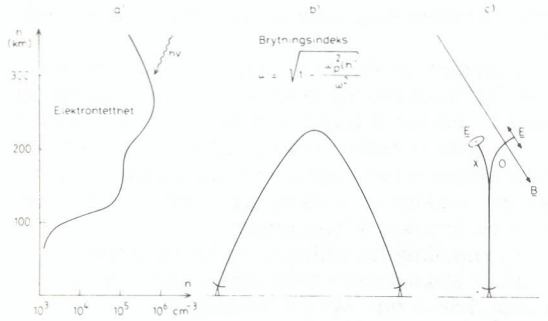


Fig. 2 Ionosfærens elektrontetthet (a), brytning og refleksjon av radiobølger i ionosfæren (b) og (c).

trekke energi fra denne strålen og vokse i amplitude. Vi har dermed et eksempel på en instabilitet i plasmaet.

Mens 100 kHz er en typisk frekvens for ioneakustiske bølger finner vi Langmuir bølger ved frekvenser kanskje 2 til 4 størrelsesordner over dette. De tunge ioner greier nå ikke lengre å følge med i bølgebevegelsen og kan derfor betraktes å forbli i likevekt

$$n_i = n_0$$

Elektronene med masse m spiller derimot nå samme rolle som ionene ved ioneakustiske frekvenser. Resultatet (figur 1b) blir en bølge med dispersjonsrelasjon

$$\omega^2 \approx \omega_p^2 (1 + 3k^3 \lambda_D^2) \cdot$$

Langmuiurbølger eksisterer bare for frekvenser over plasmafrekvensen ω_p gitt ved

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\epsilon_0}$$

Også disse bølgene opplever dempning selv uten kollisjoner - Landaudempning. Denne gang skjer energiutvekslingen mellom bølgen og elektroner i plasmaet. Dempingen øker kraftig med økende bølgetall.

Ionosfærefysikk

Ionosfæren utgjør den ioniserte del av vår atmosfære. Denne strekker seg normalt fra omlag 90 km høyde opp mot en diffus grense der ionosfæren går kontinuerlig over i magnetosfæren. En av ionosfærefysikkens tradisjonelle oppgaver er å beskrive hvordan denne ionisering oppstår og utvikles - hovedsakelig gjennom røntgen og UV-stråling fra Sola. Vi skal la dette aspektet ligge her.

Eksistensen av ionosfæren ble først fastslått etter at det i begynnelsen av vårt århundre ble vist mulig å opprette kommunikasjon over Atlanteren ved hjelp av høyfrekvente radiobølger. Et slikt lag vil nemlig ha en brytningsindeks

$$\mu \approx \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2} < 1$$

for frekvenser over den lokale plasmafrekvens. En ionosfære med økende elektrontetthet med høyde (fig. 2a) virker derfor som et speil for radiobølger i høyfrekvensområdet (fig. 2b). I nærvær av det geomagnetiske felt blir ionosfæren dobbeltbrytende og tillater to elektromagnetiske bølgemoder - den ordinære og den ekstraordinære mode - å eksistere. Disse to moder vil ha forskjellig strålegang gjennom ionosfæren og blant annet reflekteres fra forskjellig høyde. For den etterfølgende diskusjon merker vi spesielt at med normalt innfall mot ionosfæren vil den ordinære mode reflekteres i en høyde der plasmafrekensen er lik bølgefrekvensen. Nær refleksjonspunktet står bølgevektoren normalt på det geomagnetiske felt mens den elektriske vektor svinger langs dette feltet. Den ekstraordinære mode har en annen oppførsel som antydet i figur 2c.

Ionosfærens fysikk kan bare forstås innenfor rammen av det større ionosfæriske/magnetosfæriske system 2). Kompleksiteten av dette system ble først forstått etter at de første satelitter på 60-tallet ga opplysninger om plasma og felter på store høyder og herigjennom avslørte det intime forhold mellom Sola, solvind, geomagnetiske felt og ionosfære. Viktige trekk i dette bilde er et stående baugsjokk på en avstand av 10-15 jordradier som adskiller den supersoniske solvind fra den subsoniske nærmere Jorda, en magnetosfærisk kavitet av sammentrykkede feltlinjer på solsiden og et utstrakt haleområde på den andre side (figur 3). Det ble vist hvordan det at solvinden stryker langs utsiden av magnetosfæren virket både som en kontinuerlig kilde for ladede partikler til magnetosfæren fra Sola og som en elektrisk dynamo for å drive utstrakte strømsystemer i det nøytrale sjikt i halen, i magnetopausen på solsiden, langs feltlinjene ned mot nordlyssonen og i ionosfæren i samme område. I dette systemet virker mekanismer som leder til brudd i noen av disse strømsystemer og derigjen-

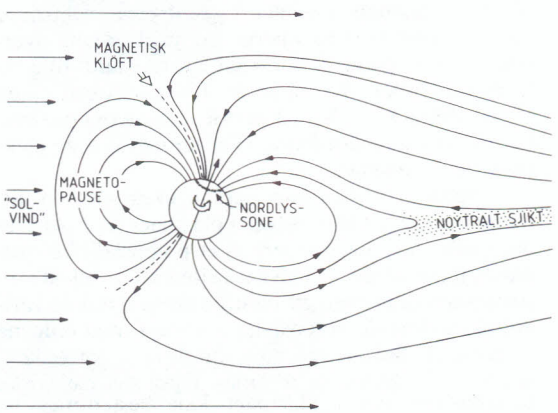


Fig. 3 Hovedtrekk av det ionosfæriske/magnetosfæriske system.

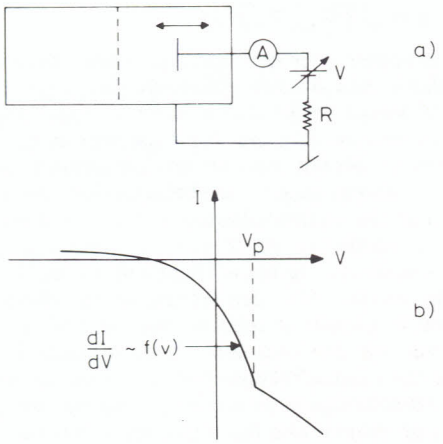


Fig. 4 Langmuirprobe, elektrisk krets (a) og I-V karakteristikk (b).

nom til magnetiske forstyrrelser - geomagnetiske stormer. Andre mekanismer leder til akselersjon av elektroner opp til 6-10 keV energi langs feltlinjene ned mot nordlyssonene og fører dermed til det fenomen som har gitt navnet til årets 50-års jubilant - Nordlysobservatoriet.

Diagnoseteknikker

For å forstå plasmaets egenskaper og oppførsel, om det nå er i ionsfære eller laboratorium, er diagnosemetoder imperative. Vi skal derfor bruke noe plass på å beskrive to forskjellige teknikker - en enkel in situ probeteknikk og en fjernmålingsteknikk basert på spredning av elektromagnetiske bølger mot plasmaet.

En Langmuiur probe 3) kan bestå av en ikke-isolert ende av en metalltråd eller en plan metallisk elektrode stukket inn i plasmaet. Plasmaet kan nå gjøres til en del av en kontrollert elektrisk krets der plasma-elektrode sjiktet virker som et ikkelineært aktivt kretselement (figur 4a). Strømmen I til proben føres normalt av elektroner. Holdes proben på et potensial V under potensialet for det omgivende plasma, plasmapotensialet V_p, vil bare elektroner med en rettet kinetisk energi mot proben som overstiger denne potensialforskjell være i stand til å nå fram til proben. Foramen av I-V karakteristikken (figur 4b)for $V < V_p$ vil derfor fortelle oss om tetthet og hastighetsfordeling eller temperatur av elektronene i plasmaet.

Langmuir-proben kan også brukes som en antenne for å detektere bølger i plasmaet. For dette er det vanlig å holde proben på et potensial like over plasmapotensialet. Tidsvariasjonen i elektronstrømmen til proben gir nå informasjon om de varierende elektriske potensialer assosiert med bølgene i plasmaet. Bølgelengder og amplituder for enkeltmoder kan derfor bestemmes. Også det elektriske fluktuasjonsnivå i plasmaet kan bestemmes på denne måte. Dette betyr at vi ved hjelp av Langmuir proben også kan bestemme om plasmaet er gått turbulent som følge av en eller annen instabilitet.

Langmuir-proben representerer en in situ måleteknikk fordi proben stikkes inn i plasmaet på det sted en ønsker å foreta målingen. For ionosfæren betyr dette at proben må skytes opp med en rakett eller plasseres i en satelitt. In situ teknikken vil alltid ha den svakhet at probene selv forstyrrer det medium de forsøker å bestemme.

Fjernmålingsteknikker, som for eksempel spredning av elektromagnetiske bølger mot plasmaet, vil i dette henseende være å foretrekke.

Ved frekvenser langt over plasmafrekvensen vil det spredte signal kunne skyldes skarpe forandringer i tetthet eller temperatur i plasmaet eller en kraftig bølge som utbrer seg i plasmaet. Den siste mekanisme vil ha likhetstrekk med Braggspredning av røntgenstråling fra krystaller. Men også et makroskopisk uniformt plasma vil gi opphav til spredning. Denne inkoherente spredning 4) er meget svak men gir desto mer informasjon om plasmaets egenskaper. Vi skal derfor diskutere nærmere denne mekanisme, som også danner grunnlaget for EISCAT-installasjonene i Nord-Skandinavia.

Strålingen fra individuelle elektroner som akseleres av det elektriske felt i den innfallende elektromagnetiske bølge vil interferere destruktivt. På grunn av at det alltid eksisterer små tetthetsfluktuasjoner i plasmaet blir imidlertid denne destruktive interferens ikke fullstendig. En liten resultant stråling vil unnslippe plasmaet. Egenskapene til denne stråling avhenger sterkt av bølgelengden λ av den innfallende bølge sammenlignet med Debye-lengden λ_D i plasmaet. For $\lambda < \lambda_D$ er frekvensspekteret av den spredte stråling bestemt av Doppler forbredning på grunn av elektronenes termiske hastighet. Det spredte spektrum representert ved det differensielle volum spredningstverrsnittet (fig. 6 a) gir i dette tilfelle hastighetsfordelingen f(v) for elektronene i plasmaet direkte,

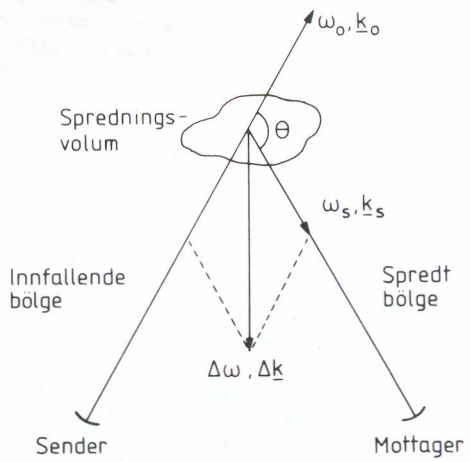


Fig. 5 Spredningsgeometri

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim f(\frac{\Delta\omega}{\Delta k}) \cdot$$

Her er $\Delta\omega = \omega_S - \omega_O$ Dopplerforskyvningen mens $\Delta\underline{k} = \underline{k}_S - \underline{k}_O$ er spredningsbølgevektoren (fig. 5). Dette tilfelle kalles vanligvis Thompson spredning.

Store forandringer i det spredte spektrum skjer ved større bølgelengder λ eller for små nok spredningsvinkler θ slik at $(\Delta k\lambda_D)^2 << 1$ (fig. 6b). Forandringene skyldses Debye-skjermingseffekter og leder til et differensielt volumspredningstverrsnitt av formen

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} \sim \left|\frac{Z_e}{D}\right|^2 F(\frac{\Delta\omega}{\Delta k}) + \left|1 - \frac{Z_e}{D}\right|^2 f(\frac{\Delta\omega}{\Delta k})$$

Tilstedeværelsen av ionenes hastighetsfordeling F(v) i dette uttrykket betyr ikke at de tunge ioner er blitt effektive strålingskilder. Hvert enkelt ion i plasmaet forsøker derimot å skjerme seg selv fra resten av plasmaet ved å kle seg i en polarisasjonssky av elektroner. Disse elektronene er ansvarlig for strålingen, men polarisasjonsskyen beveger seg med ionets hastighet. Dopplerforbredningen av det spredte signal reflekterer derfor delvis ionenes termiske hastighet.

I formelen for spredningstverrsnitt representerer

$$D(\Delta\omega,\Delta\underline{k}) = 1 + Z_e + Z_i$$

dispersjonsfunksjonen for plasmaet. Naturlige bølgemoder i plasmaet må oppfylle dispersjonsrelasjonen D = 0. På grunn av faktoren $1/D^2$ forventer vi derfor topper i det spredte spektrum for $\Delta\omega, \Delta\underline{k}$ tilsvarende svakt dempede bølgemoder som f.eks. ioneakustiske bølger for $T_e/T_i >> 1$ og Langmuir-bølger (fig. 6b).

Den inkoherendte spredningsteknikk er en meget kraftig diagnose metode. Den tillater samtidig bestemmelse av plasma parametre som tetthet, elektron- og ionetemperatur, drifthastigheter, kollisjonsfrekvens og så videre - uten at plasmaet selv forstyrres. Prisen som å betales er at spredningsmekanismen er meget ineffektiv. I ionosfærisk sammeheng betyr dette meget kraftige radarsendere, store antenner og følsomt mottagerutstyr.

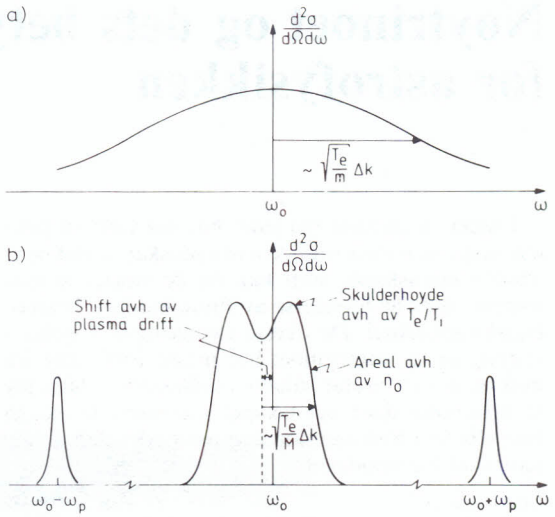


Fig. 6 Frekvensspektrum (skjematisk av det inkoherente spredte signal for $(\Delta k\lambda_D)^2 >> 1$ (a) og $(\Delta k\lambda_D)^2 << 1$ (b)

Litteraturliste

1. F.F. Chen: Introduction to Plasma Physics, Plenum Press 1974.
2. S.-I. Akasofu og S. Chapman: Solar- Terrestrial Physics, Oxford Univ. Press 1972.
3. F.F. Chen: Electric Probes i Plasma Diagnostic Techniques, eds. R.H. Huddlestone og S.L. Leonard, Academic Press 1965.
4. Radar Probing of the Auroral Plasma, ed. A. Brekke, Universitetsforlaget 1977.

Bøker

Ck K Rhodes (ed): Excimer Lasers. Topics in Applied Physics Vol 30. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1979, 194 sider. Pris innbundet DM 66,00.

Eksimerlasere er en ny og viktig gruppe lasere i det synlige og ultrafiolette spektralområdet som har blitt utviklet i løpet av 70-årene. Felles for disse laserne er at det aktive lasermediet består av ustabile eksimermolekyler. Eksimermolekylene har bundne eksiterte tilstander mens grunntilstanden derimot er ubundet.

Interessen for eksimermolekyler i laser sammenheng var opprinnelig knyttet til utviklingen av nye lasere for fusjonsanvendelser. En del av eksimerovergangene (bundne → fri) har lav laserforterkning. I tillegg kan de opereres ved høye trykk. Eksimermolekylene var derfor ansett å ha interessante egenskaper som lagringsmedia for høyenergi lasere i MJ klassen. Disse må framskaffes om det skal bli noe laserfusjonskraftverk i framtiden.

Utviklingen har gått raskt siden den første eksimerlaseren (He_2^*) ble rapportert i 1972. Spesielt tok interessen seg opp i 1975 da ArF og KrF laserne ble oppdaget og det viste seg at disse laserne kunne eksiteres ved elektrisk utladning. Tidligere systemer hadde vært avhengig av elektronstråleeksitasjon. Da det også viste seg at ArF og KrF hadde høy virkningsgrad, over 1 %, var veien til kommersiell utnyttelse kort. I dag er disse laserne benyttet som standard ultrafiolette kilder rundt ca. 193 og 248 nm. Siden det nedre lasernivå ikke er bundet, er det mulig å frekvensavstemme laserne over et begrenset spektralområde på noen få nm.

Eksimerlaser-teknologien har nå nådd en viss modning samtidig som litteraturen er ganske omfattende. Det er derfor nyttig å få en bok som oppsummerer feltet. Den foreliggende boka inneholder fire oversiktsartikler skrevet av forskjellige forfattere. I tillegg er det en introduksjon og en kort diskusjon av anvendelser. Alt i alt har redaktøren av boka gjort en brukbar jobb. Han har selv vært blant de ledende innen eksimerlaserforskningen i mange år.

Den første artikkelen diskuterer den elektroniske strukturen til forskjellige to- og treatomige eksimermolekyler som er aktuelle for laseranvendelser. Kjennskap til potensialkurver og spektroskopiske egenskaper er nødvendig for en vurdering av nye eksimerlaserkandidater.

De tre andre artiklene gir en oversikt over konkrete eksimerla-

(Forts. side 39)

Nøytrinoet og dets betydning for astrofysikken

*Magne Guttormsen**

I løpet av de siste måneder har det vært en hektisk diskusjon over mulige nye egenskaper ved nøytrinoet: egenskaper som kan ha de største konsekvenser for vår forståelse av fundamentale kosmologiske spørsmål. De nyeste eksperimenter peker i retning av at nøytrionoet har masse forskjellig fra null og at det foretar såkalte oscillasjoner. Men før vi behandler disse egenskaper nærmere, la oss gå noe tilbake i historien for å se hvorledes denne lille partikkel ble oppdaget.

Litt historikk

Det hele begynte i 1914 da Chadwick observerte at atomkjernen sendte ut elektroner. Prosessen kalles β-decay og er skjematisk vist i Fig. 1 hvor Vismut går over til Polonium med 2.15 min. halveringstid. Detaljerte målinger av de utsendte elektronene ble i den påfølgende tid foretatt for en rekke kjerner, og man fant til alles overraskelde at elektronene ikke hadde en bestemt energi. Elektronenergifordelingen var bred med energier fra null til en viss øvre terskel. Ettersom overgangen finner sted mellom to skarpt definerte grunntilstandsenergier, forventet man at energien på elektronet var entydig bestemt. Det var ikke til å forundres at flere vitenskapsmenn den gang trodde at man var vitne til noe så alvorlig som brudd på loven om energibevarelse.

En plausibel forklaring på dette paradoks ble først framført av Pauli i 1933 som antok at en tredje partikkel deltok i prosessen. Fig. 2 illustrerer hvorledes man dermed har mulighet for å fordele den totale energi mellom sluttkjernen og de to andre partiklene. Pauli forutsa at den nye partikkelen var uten ladning og kalte den «nøytrino» som betyr det lille nøytronet.

Tyve år senere ble nøytrinoet observert av Cowan og Reines ved hjelp av tellerkammeret skissert i Fig. 3. Telleren ble plassert i nærheten av en atomreaktor hvor store mengder med antinøytrinoer blir produsert. Figuren viser hvorledes et antinøytrino reagerer med et proton slik at et nøytron og et positron dannes. Positronet tilintetgjøres øyeblikkelig og to gamma-kvanter blir sendt ut samtidig. Omtrent 10 mikrosekunder senere blir nøytronet innfanget i en Kadmium kjerne, og denne sender også ut gamma-kvant. Det viste seg at rekkefølgen av utsendte gamma-kvanter var tilstrekkelig karakteristisk til å kunne si definitivt at et antinøytrino var observert.

* Fysisk institutt, Universitetet i Oslo. For tiden ved Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universitetet i Bonn, Vest-Tyskland.

Med tiden har man funnet andre egenskaper ved nøytrinoet, som er klassifisert som lepton i likhet med elektronet og myonet. Det finnes sannsynligvis i minst tre varianter (ν_e, ν_μ, ν_τ) som er henholdsvis assosiert med e, μ og τ partiklene. Nøytrinoet har spinn (1/2)ħ og regnes som stabil. Spinnet har den merkelige egenskap at det opplinjerer seg enten parallelt med bevegelsesretningen (antinøytrionet) eller antiparallelt (nøytrinoet). Partikkelen vekselvirker svakt med annen materie, og denne egenskapen er viktig innenfor astrofysikken da nøytrinoene praktisk talt kan gå tvers gjennom de største stjerner uten å stoppes. Dermed kan de for eksempel fortelle om hvilke prosesser som foregår i stjernenes indre. På den annen side representerer nøytrinoets ekstremt lave virkningstverrsnitt en stor utfordring for eksperimentalistene når det gjelder å observere disse budbringere fra universet.

Nøytrino astrofysikken spenner i dag over et vidt spekter og noen viktige områder er:

- Studiet av fusjonsprosesser på sola
- Studiet av nøytronstjerner.
  Disse stjerner gjennomgår gravitasjons-kollaps og ender opp som nøytronstjerner eller svarte hull
- Leting eter høyenergetiske nøytrinokilder i verdensrommet.

Siden hvert av disse feltene er så innholdsrike, vil

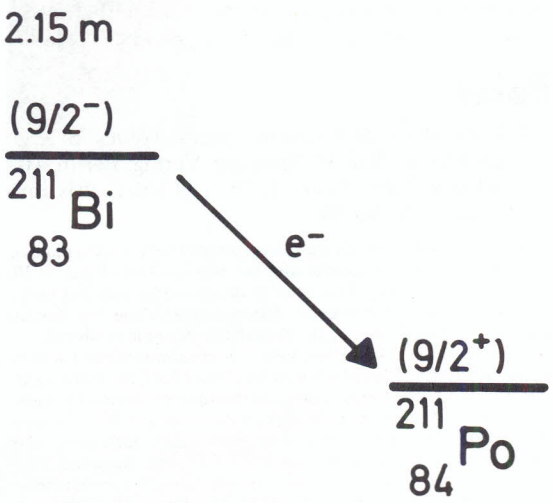


Fig. 1 Eksempel på beta-decay, hvor Vismut henfaller til Polonium ved utsendelse av ett elektron.

vi begrense oss til det kanskje viktigste og mest spennende forskningsområde de siste 15 år, nemlig fusjonsprosesser på sola.

Målinger av nøytrinofluksen fra sola

Vår sol er en relativt ung og normal stjerne som man finner milliarder av i universet. Den er følgelig tilordnet hovedrekken av stjerner- en klassifisering av stjernene etter overflatetemperatur og masse. Med de kunnskaper astrofysikerne i dag har over stjernenes forbrenningsmekanismer antas det at vår sol først vil bli en såkalt rød kjempe for dernest å ende sitt liv som en sluknende hvit dverg. En viktig test på disse forutsigelser er nettopp å måle nøytrinofluksen fra sola. Det viser seg nemlig at de fusjonsprosesser som finnes på sola sender en meget intens skur med nøytrinoer mot jorda.

Det eksisterer to viktige forbrenningsprosesser som lenge har vært kjent og der Weizsäcker har gitt store bidrag. *Karbon-Nitrogen-syklusen* starter med at ^{12}C innfanger et proton og ^{13}N dannes. Denne kjernen sender ut gamma-kvant, positron og nøytrino og vi får ^{13}C. Etter innfangning av enda 2 protoner, får vi ^{15}O som emitterer gamma-kvant, positron og nøytrino for å danne ^{15}N. Etter ytterligere innfangning av ett proton sender sluttkjernen ut ^{4}He, og vi står igjen med begynnelseskjernen ^{12}C. Hele syklusen innebærer utsendelse av to nøytrioner. Prosessen karakteriseres ved at ^{12}C virker som katalysator som holder syklusen i gang.

Forekomstene av ^{12}C er større dess tyngre stjernen er, og på sola, som er en relativt lett stjerne, regnes *proton-proton-kjeden* som viktigere. Kjeden starter med at to protoner sammensmeltes til deuterium samtidig som et positron og et nøytriono slynges ut. Videre dannes en ^{3}He kjerne som tilslutt kolliderer med en annen ^{3}He kjerne for så å danne ^{4}He + 2 protoner. Denne prosessen etterlater ett nøytrino.

Det eksisterer også andre nøytronoskapende prosesser på sola, og solmodellen (se tabell 1) som er standard i dag, forutsier hvilken fluks av nøytrioner som forventes. Ved å måle nøytinofluksen skulle det være mulig å teste dagens solmodell.

Et program for måling av nøytrinofluksen ble startet for over 10 år siden i en gullgruve i South Dakota 1 km under jordas overflate 1). Davis og hans medarbeidere brukte rekasjonen

$$\nu_e + {}^{37}Cl \longrightarrow {}^{37}Ar + e^-$$

der nøytrinoet minst må ha energien 0.81MeV forat reaksjonen skal inntre. Det meget oppsiktsvekkende resultat fra målingene viser at bare 1/3 av den forventede nøytrinofluks ble observert. Den eksperimentelle metode har vært ytterligere utviklet og man har forsøkt å finne mulige feilkilder, men uoverensstemmelsen består.

En av de viktigste ankepunkter mot Davis eksperiment er at reaksjonen dessverre har et stort virkningstverrsnitt ved så høy nøytrinoenergi som 6MeV. I tabell 1 ser vi at bare reaksjonen

$$^{8}B \longrightarrow {}^{8}Be + e^+ + \nu_e$$

har utsendte nøytrioner med energier over 2 MeV. Dermed kan man si at Davis eksperiment mer tester detaljer i solmodellen enn hovedegenskaper ved denne.

Det er derfor planlagt to nye eksperimenter 1) som bedre bestemmer den totale fluks fra sola og som ikke er så følsom for enkelte komponenter i modellen. Man benytter her reaksjoner med så dyre og eksotiske stoffer som Gallium og Indium

$$\nu_e + {}^{71}Ga \longrightarrow {}^{71}Ge + e^- \text{ med } E_\nu > 0.236 \text{ MeV}$$

$$\nu_e + {}^{115}In \longrightarrow {}^{115}Sn^* + e^- \text{ med } E_\nu > 0.128 \text{ MeV}$$

Resultatene fra disse eksperimentene vil naturligvis være av største interesse. Likevel føler teoretikerne seg så sikre på den beregnede likevekt mellom de forskjellige reaksjoner i solmodellen at Davis eksperiment egentlig forteller at noe fundamentalt er galt.

Det har vært framtsatt mange forklaringer på den lave nøytrionofluksen fra sola. En forklaring går ut på at sola brenner med ulik intensitet til ulike tider. I vår tid skulle det etter dette være en slags istid på sola og senere vil forbrenningen ta seg opp igjen. Denne tolkningen er temmelig spekulativ og har egentlig aldri blitt tatt alvorlig.

Oscillerer nøytrionet?

En mer troverdig forklaring kan finnes i de såkalte nøytrino-oscillasjoner. På 'Nøytriono-80' kongressen ble det rapportert om flere resultater som peker i retning av at nøytrionet forandrer karakter med tiden 2). Nøytrionet er tenkt som en superposisjon av tre basisvektorer på denne måten

$$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau = \alpha(t)\,\nu_L + \beta(t)\nu_M + \gamma(t)\nu_T,$$

der α, β, γ er tidsavhengige amplityder. Disse bestemmes av masseforskellen mellom den lette (ν_L), middelstunge (ν_M) og tunge (ν_T) nøytrionokomponent.

Det er blitt utført flere eksperimenter for å måle disse ocillasjonene. Mer konkret går dette ut på å måle med hvilken sannsynlighet for eksempel et elektron nøytriono går over til å bli myon eller tau nøytriono. Ett av de mest omtalte eksperimenter er gjennomført av Reines og medarbeidere 3). De observerte elektron antinøytrioner ved å måle nøytronene i reaksjonene

$$\bar{\nu}_e + d \rightarrow \begin{array}{ll} n+n+e^+ & (nn) \\ n+p+\bar{\nu}_e & (np) \end{array}$$

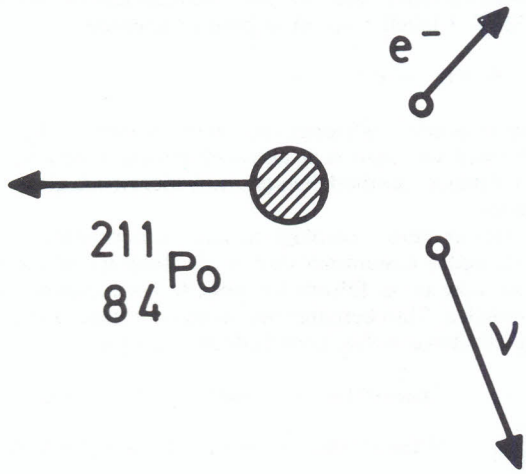


Fig. 2 Pauli postulerte at nøytrionet (ν) bringer med seg det tilsynelatende uforklarlige energioverskudd i beta-decay.

Virkningstverrsnittet for den førstnevnte reaksjonen (nn) avhenger av hvor ren $\bar{\nu}_e$ partikkelen er. Har den store komponenter av $\bar{\nu}_\mu$ og $\bar{\nu}_\tau$, vil reaksjonen sterkt hindres. Dette skyldes at terskelenergien for å danne μ^+ og τ^+, i stedet for e^+, er for høy. I motsetning til dette vil (np)-reaksjonen inntre med samme styrke selvom $\bar{\nu}_e$ har amplityder fra de andre nøytrinoene. På denne måten vil utbyttet i (nn)-reaksjonen relativt til utbyttet i (np)-reaksjonen være et mål for i hvilken grad elektron nøytrionet oscillerer.

Man kjenner temmelig godt de teoretiske verdier for virkningstverrsnittene (σ_{nn} og σ_{np})hvis en antar at ingen oscillasjon finner sted. Sammenlignes de eksperimentelle tverrsnitter med teori gjennom uttrykket

$$R = (\sigma_{nn}/\sigma_{np})_{eksp}/(\sigma_{nn}/\sigma_{np})_{teo}$$

vil R være tilnærmet lik 1 hvis nøytrionet ikke oscillerer.

Reines og medarbeidere 3) har funnet R = 0.38 ± 0.21 som indikerer en amplityde av myon eller tau nøytrinoet. Målingene er utført med antinøytrionoer som har tilbakelagt en avstand på 11 meter fra en 2000MW atomreaktor. En avgjørende test vil nå være å foreta samme målinger i forskjellige avstander fra reaktorens kjerne for dermed om mulig å se variasjoner i R.

Ved CERN har de forsøkt å måle amplityden av tau nøytrionet ved helt andre metoder 2). De har produsert en høyenergetisk stråle av elektron og myon nøytrioner i lik mengde. Siden energien er så høy forventer man å se like mange elektroner som myoner dannet i boble-kammeret, dersom ingen amplityde av tau nøytrionet er til stede. I alt er bare 20 reaksjoner observert hvorav det er funnet 50% færre elektroner enn myoner. Statistikken er selvsagt meget dårlig, men hvis observasjonene viser seg å være signifikante, betyr det en blanding med tau nøytrionet. Dersom elektron nøytrionet virkelig oscillerer mellom my og tau nøytrionet, kan Davis resultater forstås. Hans eksperiment er nemlig bare følsom for elektron nøytrionet. Med lik vekt på de tre nøytrionovarianter oppnås akkurat 1/3 av den antatte nøytrionofluksen fra sola.

Har nøytrionet masse?

Teorien om oscillerende partikler krever at de tre nøytrionene har forskjellige masse- og dermed også har hvilemasse. Tidligere har man eksperimentelt funnet at nøytrinoets masse er mindre enn 10 000 deler av elektronmassen.

Nylig har Lubimov og medarbeidere 4) kunnet vise til oppsiktsvekkende resultater. De har studert den høyenergetiske delen av elektronspekteret fra Tritium. Her var Tritium valgt fordi elektronene har relativt lav energi. Dermed blir energifordelingen relativt følsom for en eventuell masse på de nøytrino som blir sendt ut sammen med elektronet (jfr. Figur 2). Den eksperimentelle energifordelingen er dernest sammenliknet med teoretiske beregninger for forskjellige masser på nøytrionet. Beste tilpassing finner Lubimov for m_ν (34.3 ± 4) eV/c^2, og de konkluderer med at nøytronet har masse mellom 14 og 46 eV/c^2 med et konfidensnivå på 99%. De skriver at de ikke kan se mulige systematiske feil som kan endre vesentlig på deres konklusjoner.

Det er klart at en oppdagelse av denne art som har så store og vidtrekkende konsekvenser, må etterprøves og helst også gjentas med en annen eksperimentoppstilling.

Konsekvenser

Vi står i dag fremfor endel eksperimentelle resultater som peker i retning av at nøytrionet oscillerer og har masse. Imidlertid har de forskjelige eksperimenter blitt kritisert fra flere hold, og man har ikke endelig bevis. Det er derfor planlagt en rekke eksperimenter i nærmeste framtid som sannsynligvis vil gi oss endelig svar på våre spørsmål. Tross den skepsis som har vært avspeilet i forskjellige sam-

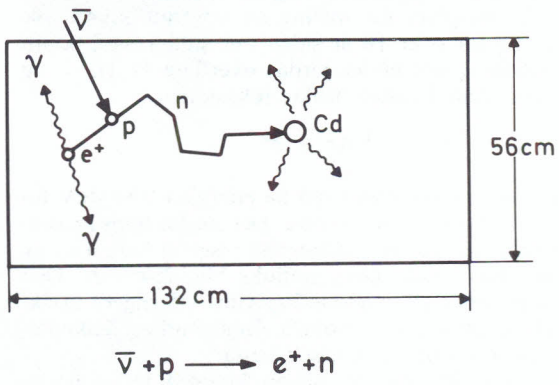


fig. 3 Cowan og Reines' kammer for observering av antinøytrinoer.

REAKSJON	E_ν(MeV)	FLUKS ($cm^{-2}s^{-1}$)
$^1H+{}^1H \rightarrow {}^2H+e^+ +\nu_e$	0-0.42	6.0×10^{10}
$^1H+{}^1H+e^- \rightarrow {}^2H+\nu_e$	1.44	1.5×10^8
$^7Be+e^- \rightarrow {}^7Li+\nu_e$	0.86 (90%)	2.7×10^9
	0.34 (10%)	3.0×10^8
$^8B \rightarrow {}^8Be+e^+ +\nu_e$	0-14	3.0×10^6
$^{13}N \rightarrow C^{13}+e^+ +\nu_e$	0-1.20	3.0×10^8
$^{15}O \rightarrow N^{15}+e^+ +\nu_e$	0-1.74	2.0×10^8

Tabell 1. Fluks og energier på nøytroner produsert gjennom forskjellige prosesser på sola

menhenger er det interessant å oppsummere noen viktige konsekvenser innenfor astrofysikken.

Davis eksperiment vil få sin forklaring. Elektron nøytrionet vil på veien fra sola til jorda gå delvis over i myon og tau nøytrino og dermed forklare den reduserte elektron nøytrinofluksen. Videre vil problemet med tilsynelatende *for lite masse i universet* kunne løses. Med hittil kjente former for materie har astronomene hatt problemer med å beskrive dynamikken i galakse-hopene. Man regner imidlertid med at det finnes millioner mer nøytrinoer i universet enn nukleoner. Følgelig vil en nøytrinomasse på bare noen få eV/c^2 medføre at nøytrinoene utgjør universets masse. Nøytrionomasse vil også ha innvirkning på *universets ekspansjon*. Dagens beregninger, hvor man antar nøytrinomasse null, tyder på at universet vil være i stadig ekspansjon til evig tid. Inkluderes imidlertid nøytrinomasse i beregningene vil ekspansjonen i tid opphøre og galaksene vil falle inn mot et felles massesentrum.

Som vi ser er disse problemstillinger av fundamental betydning, og astrofysikerne vil utvilsomt kunne gå en spennende tid i møte. Skulle det vise seg at nøytrionet har overnevnte egenskaper, vil også elementærpartikkelfysikerne måtte endre sine teorier for svak vekselvirkning.

Litteratur

1. K. Lande. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 29 (1979) s. 395
2. Physics to day, juli 1980 s. 17
3. F. Reines et al. Phys.Rev.Lett. 45 (1980) s. 1307
4. V.A. Lubimov et al. Phys.Lett. 94B (1980) s. 266

Bøker

Forts. fra side 35

sersystemer. Reaksjonskinetikk og eksitasjonsmetoder diskuteres. Den første av artiklene tar for seg A_2 og A0 molekyler hvor A er en edelgass og homonukleære halogensystemer som F_2, Cl_2, Br_2 og I_2. Bortsett fra F_2 som dessverre nesten ikke er diskutert har vel interessen for disse eksimersystemene vært avtagende de siste årene.

Den neste artikkelen gir en fin oversikt over edelgass/halogensystemer. Forfatteren Brau er en ledende kapasitet på dette feltet. Som nevnt har mange av disse laserne kommerisell interesse.

Den siste artikkelen om metalldamp eksimerlasere er mere spekulativ. Det arbeides fortsatt endel med disse systemene som til dels er vanskelige å håndtere.

Kapitlet om anvendelser er det minst nyttige i boka. Det er altfor kortfattet. Forfatteren diskuterer her kun sine spesialinteresser.

Referansene i boka, som kom ut i 1979, er dessverre bare ført opp til 1977. Boka er skrevet først og fremst for spesialister og den kan anbefales som en nyttig introduksjons- og referansetekst for folk som planlegger arbeid med eksimerlasere.

Helge Kildal

J. A. De Santos: «Osean Acoustics» J. A. De Santos. Springer Verlag 1979.

Undervannsakustikk er et viktig felt av flere årsaker. Den militære betydning for bl.a. deteksjon av undervannsbåter er velkjent. Men akustikken tas også i bruk for fredeligere formål, heldigvis, i utforskningen av havet og det biologiske liv en finner der. Det kan dreie seg om så ulike ting som undersøkelse av tids- og romskala for variasjoner i havområder ved lydtransmisjon over store avstander, til undersøkelser av akustisk spredningstverrsnitt for fisker av forskjellige slag, med henblikk på en sikrere fjernmålingsteknikk for bestandsmålinger. På det sistnevnte felt gjøres det en utmerket innsats i Bergen ved et samarbeid mellom Universitetet og havforskningsinsituttet under ledelse av I. Foote.

Dette var en noe lang prolog til en omtale av en bok redigert av J. A. De Santos, med bidrag fra kjente forskere på feltet undervannsakustikk. Boken gir en grundig oversikt over en del sentrale områder innen feltet, med en hovedvekt på det teoretiske. Den pretenderer å gi et overblikk over «the state-of-the-art» på ulike felter som teori, numeriske metoder og eksperimenter. Dette gjør den verdifull som en referansebok hvor en kan finne frem til originallitteraturen, men det gjør den ikke lettlest. For de fleste er den neppe den rette introduksjonsbok til feltet. For fysikere med en bra teoretisk bakgrunn som interesserer seg for fjernmålingsteknikker i havet, gir den en hurtig og seriøs innføring på viktige områder.

Kristian B. Dysthe

TOKAMAK

*Knut H. Alfsen**

INTRODUKSJON

Noe av det siste J. Carter gjorde som president i USA var å undertegne «The Magnetic Fusion Energy Act». Denne loven inneholder en målsetting om at man i USA skal ha konstruert og bygget en demonstrasjonsreaktor basert på fusjonsprosesser i et magnetisk innesperret plasma før utgangen av dette århundrede. Dermed er det gitt klare signaler om at fusjonsforskningen i USA skal prioriteres høyt i årene som kommer. Blant annet er det framlagt planer om å fordoble de økonomiske bevilgningene i løpet av en syv års periode. (For 1982 er det ventet at bevilgningene til denne type forskning vil ligge på rundt 500 millioner US Dollar). Fusjonsforskning vil derfor, i enda høyere grad enn tilfellet er nå, bli et av de helt sentrale områder innen fysikken, ikke bare i USA, men også i Europa, Sovjet og Japan.

Innen den gren av fusjonsforskning som baserer seg på magnetisk innesperring finnes det i dag en dominerende retning; den som studerer innesperringsegenskapene til Tokamaken. Med stor sannsynlighet kan vi si at den første fusjons-reaktor vil bygge på de prinsipper som ligger til grunn for denne maskinen. Tidspunktet synes derfor nå inne til å gi en elementær innføring i hva disse prinsippene er og hvilke mål man har for denne type forskning.

Hvis man meget kort skulle beskrive en Tokamak, så ville man si at den er en toroidal (eller om man vil, smultringformet) maskin som har som oppgave å sperre en plasma (det vil si en ionisert gass) inne ved hjelp av magnetfelter. Tokamaken er altså hva man kan kalle en magnetisk flaske. Magnetfeltene i maskinen er til dels generert av strømmer i ytre vindinger og til dels av strømmer i plasmaet selv. Navnet «Tokamak» kommer da også fra en russisk forkortelse av «strømførende kammer med magnetfelt».

Som vi forstår er Tokamaken en sovjetisk oppfinnelse. Det var her den ble studert og utviklet fra slutten av femtitallet og opp gjennom hele sekstitallet. Det var først rundt 1970, da de sovjetiske forskerne påviste Tokamakens overlegne innesperringsegenskaper, at resten av det internasjonale forskningssamfunnet tok til å studere denne maskinen. Særlig var forskerne ved Princeton laboratoriet i USA raske til å bygge om sin Model C Stellarator til en Tokamak. Siden den gang har Tokamaken vært den mest anvendte maskinen innenfor magnetisk fusjonsforskning.

Det primære mål for dette arbeidet er å konstruere en reaktor som på en kommersiell basis kan utnytte energien fra fusjonsprosesser i et tett og varmt plasma. Men før vi går nærmere inn på hvordan dette problemet blir forsøkt løst i en Tokamak, kan det være nyttig å si noe om selve fusjonsprosessen og de krav vi må stille til et plasma som skal produsere energi ved fusjon. Disse kravene vil klart vise at det er store problemer vi her har gitt oss i kast med. Over 25 års intenst forskningsarbeid uten at vi har nådd det endelig mål vitner klart om dette.

Litt om fusjonsprosesser

Som vel de flest av leserne vet, vil det ved fusjon, det vil si sammensmeltning, av to lette atomkjerner kunne frigjøres store mengder energi. Fusjonen inntreffer når kjernene blir bragt så nær hverandre at kjernekreftene, eller den sterke vekselvirkningen, holder kjernene sammen mot de frastøtende Coulomb kreftene. For fusjonsprosesser mellom atomkjerner med færre enn ca. 25 protoner, vil sluttproduktene som regel ha mindre masse enn totalmassen til de fusjonerende kjernene. Massedifferansen utgjør den frigjorte energien fra prosessen. Fusjon er altså på mange måter den motsatte reaksjon av fisjon, hvor tunge kjerner blir spaltet opp i flere lettere kjerner. At begge disse mekanismene kan frigjøre energi kan vi forstå fra Fig. 1 hvor bindingsenergien til de forskjellige kjernene er skissert.

De reaksjoner som er av størst interesse for en eventuell fusjonsreaktor er følgende

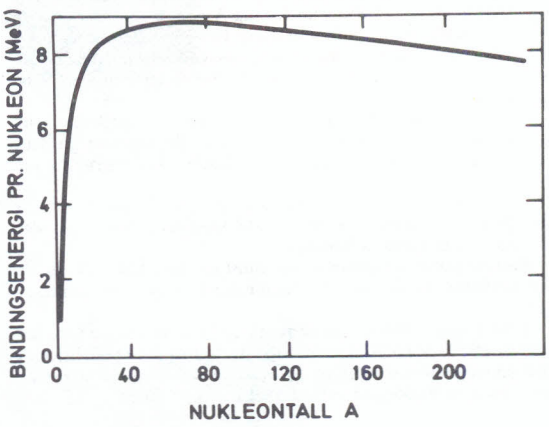


Fig. 1. Bindigsenergi pr. nukleon som funksjon av nukleontallet.

*) Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

(1) $D + T \rightarrow {}^{4}He + n + 17.58\ MeV$

(2) $D + D \rightarrow \begin{cases} T + p + 4.04\ MeV \\ {}^{3}He + n + 3.27\ MeV \end{cases}$ like sannsynlige

I disse reaksjonslikningene står D for Deuterium, et grunnstoff der kjernen har ett proton og ett nøytron i seg, med andre ord en Hydrogen-isotop. T er Tritium som har ett proton og to nøytroner i kjernen, mens ^{3}He og ^{4}He er heliumkjerner (to protoner) med henholdsvis ett og to nøytroner. p og n er protoner og nøytroner. For hver av reaksjonene er den frigjorte energi angitt i MeV (1 MeV = 10^6 eV $\approx 1.6 \times 10^{-13}$ J). Denne energien fordeler seg som kinetisk energi på sluttproduktene.

Det er flere årsaker til at først og fremst reaksjonene (1) og (2) er av interesse i en energisammenheng. Den viktigste er nok at disse reaksjonene kun involverer kjerner med en positivt ladet partikkel. Dette gjør at Coulomb frastøtningen mellom kjernene er forholdsvis liten og fusjonsreaksjonen kan derfor gå relativt lett. Skjønt - lett er det ikke: Coulomb-barrieren mellom kjernene i reaksjonene ovenfor er på hele 280 keV (1 keV = 10^3 eV). Hvis denne barrieren skulle overvinnes av termiske partikler i en gass, måtte denne gassen ha en temperatur på over 3×10^9 K! (Til sammenlikning har sola en temperatur på rundt 10^6 K). Nå er det heldigvis ikke nødvendig å varme opp partiklene i plasmaet til fullt så ekstreme temperaturer for å få fusjonsreaksjoner i gang. Dette skyldes to forhold. For det første vil kvantemekaniske effekter gjøre at det er endelig sannsynlighet for at kolliderende partikler kan trenge igjennom Coulomb barrieren istedenfor å klatre over den (tunneleffekt), og for det andre vil det i et plasma alltid være noen partikler med hastigheter (og dermed energi) langt over den midlere hastighet. I et forsøk på å få igang fusjonsreaksjoner er det nok at disse hurtige partiklene overvinner Coulomb barrieren. Tar man hensyn til disse effektene, viser det seg at for å få D-T rekasjonen (1) til å gå, er det tilstrekkelig å varme plasmaet opp til en temperatur på rundt 10 keV. (10 keV = 10^4 eV $\approx$ 10^8 K). Man kan tåle temperaturer i energienheter ved å multiplisere dem med Boltzmanns konstant. Man finner da at 1 eV svarer til 1.160×10^4 K, eller omtrent titusen grader Kelvin. 10 keV svarer til en temperatur på ca. hundre millioner grader). D-D reaksjoner (2) trenger en noe nøyere temperatur på rundt 50 keV ($\approx 5 \times 10^8$ K). Disse temperaturene må sies å være ganske høy, og viser noen av vanskelighetene man møter når man vil prøve å produsere energi ved hjelp av fusjon.

I tillegg til at kjerner med ladningstall Z = 1 (som f.eks. D og T) har en mindre Coulomb barriere å overvinne for å fusjonere, så har det lave ladningstallet en annen gunstig effekt. En innesperret gass bestående av ioniserte partikler vil alltid sende ut en del elektromagnetisk stråling. Intensiteten av denne strålingen er proporsjonal med kvadratet av ladningstallet. Ved å velge et plasma ved atomkjerner med lavt ladningstall minimaliseres derfor det energitap denne såkalte bremse- og syklotronstrålingen representerer. Dette er enda et aspekt ved D-T og D-D reaksjonene som gjør dem gunstig i en energisammenheng.

Til slutt kan det nevnes at Deuterium er et lett tilgjengelig «brensel» som finnes i store mengder i sjøvann. Mer presist, blant 6500 Hydrogenatomer i sjøvann finnes i gjennomsnitt ett Deuteriumatom. Dette gjør at om man utvant Deuteriumet i 1 liter sjøvann og brukte dette som brensel i en fusjonsreaktor, så ville det kunne bli frigjort ca. 1.7 MWh eller, om man vil, en energimengde tilsvarende den som frigjøres ved å forbrenne ca . 200 l bensin! Det faktum at Deuterium i sjøvann kan brukes som brensel, er det som gjør en fusjonsreaktor så attraktiv. Det er riktignok bare i reaktorer som bygger på D-D reaksjonen at man klarer seg med Deuterium alene. I D-T rekajsonen inngår Tritium, som er en radioaktiv kjerne med en halveringstid på ca. 12.5 år. Tritium finnes derfor ikke som ressurs på jorda og må produseres om D-T reaksjonen skal benyttes i en framtidig reaktor. Det finnes en del ideer om hvordan Tritium kan produseres i selve reaktoren, men det ville føre for langt å komme inn på dette her.

Lawson-kriteriet

Til nå har vi funnet ut at et fusjonsplasma må ha en temperatur på minst 10 keV (det vil si ca. hundre millioner grader). Det er også mulig å si noe om hvilken tetthet plasmaet må ha for at den frigjorte energien skal bli «stor nok». Det viser seg at om vi krever at det produseres mer energi ved fusjonsprosesser enn det som går med til å varme opp plasmaet og til å dekke energitapet ved stråling, så får vi et krav til partikkeltettheten n i plasmaet og innesperringstiden τ (den tiden vi må klare å holde plasmaet innesperret) som kan uttrykkes slik:

For D-T reaksjoner ved temperaturen T = 10 keV må $n\tau > 10^{20}\ m^{-3}s$ mens

for D-D reaksjoner ved temperaturen T = 50 keV må $n\tau > 5.10^{22} m^{-3}s$

Dette såkalte Lawson-kriteriet gir ganske klare holdepunkter for hvilke fysiske parametere et fusjonsplasma må ha i en reaktor. Og som vi ser er kravene til et rent Deuteriumplasma strengere enn til et plasma bestående av både Deuteritum og Tritium. Den første fusjonsreaktor vil nok derfor benytte seg av D-T reaksjoner i plasmaet. På lenger sikt vil man selvfølgelig prøve å basere seg på D-D reaksjoner, siden disse ikke er avhengige av Tritium som brensel.

Grovt sagt finnes det to prinsipielt forskjellige måter å oppfulle Lawson-kriterier på: enten ved å maksimalisere tetthenten n og la τ være liten (såkalt treghetsinnesperring), eller ved å maksimalisere

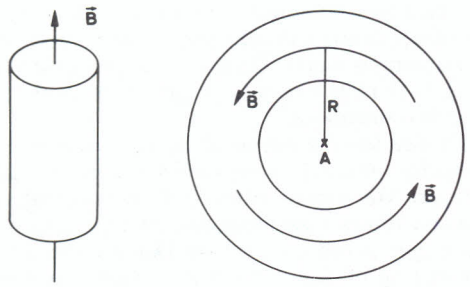


Fig. 2. Et sylindrisk (a) og et toroidalt (b) magnetfelt.

innesperringstiden τ og la n være liten (magnetisk innesperring). Ved treghetsinnesperring blir en liten kule av frosset Deuterium og Tritium bombardert med intenst lys (laser) eller høyenergetiske partikler i en kort periode på ca. 10^{-9} sek. Plasmaets treghet gjør at det blir holdt sammen i dette korte tidsrommet. For å oppfylle Lawson-kriteriet må D-T kulen komprimeres til en tetthet på over 10^{29} m^{-3}. Dette svarer til ca. tusen ganger den tetthet som ordinært fast stoff har. Hvorvidt dette lar seg gjøre er enda ikke klart.

Ved magnetisk innesperring derimot tar man sikte på å sparre et relativt tynt plasma ($n \approx 10^{20}$ m^{-3}) inne over et tidsrom på ca. 1 sek ved hjelp av magnetfelter. Hvordan dette blir forsøkt gjort i en Tokamak skal vi se nærmere på i de neste avsnittene.

Magnetisk innsperring

Studiet av innesperringsproblemet kan deles i flere deler. Først og fremst må vi finne en likevekts konfigurasjon, det vil si en situasjon der summen av kreftene på plasmaet balanserer hverandre. Når dette er gjort må vi undersøke om likevekten er stabil, om den tåler små forstyrrelser uten å bli ødelagt. Begge disse problemområdene er til dels meget store og kompliserte, så vi vil ikke ha anledning til å behandle dem særlig detaljert i denne artikkelen. Nå er det heldigvis heller ikke nødvendig å gjøre dette for å forstå grunntrekkene i en Tokamak, det er nok å studere noen få aspekter ved likevektsproblematikken. Dette skal vi gjøre i de følgende avsnitt. Til slutt i artikkelen vil vi også såvidt komme inn på stabilitetsproblemet når vi diskuterer noen av problemene med Tokamaken som fusjonsreaktor. Da skal vi se litt nærmere på den såkalte disruptive ustabiliteten, en ustabilitet som på en katastrofal måte er i stand til å ødelegge likevektskonfigurasjonen i en Tokamak. Men la oss først se litt nærmere på hvorledes vi kommer frem til en likevektssituasjon i en Tokamak.

Det er innlysende at et fusjonsplasma med temperaturer på over 10 keV ikke uten videre kan sperres inne i en beholder. Ikke bare ville veggene i beholderen bli ødelagt, plasmaet ville også øyeblikkelig bli avkjølt. For å unngå dette prøver man å lage en magnetisk flaske slik at det varme plasmaet kan isoleres fra veggene. Ideen bak dette er som følger: vi kjenner alle til at en ladet partikkel i et homogent og konstant magnetfelt vil gyrere rundt feltlinjene. det vil si partikkelen kan ikke uten videre bevege seg på tvers av magnetfeltet. Radien til partikkelbanen rundt en feltlinje, den såkalte Larmor- eller gyro-radius, er gitt ved $r_L = mv_\perp/(qB)$ hvor m er massen, q er ladnngen og $v_\perp$ er hastigheten til partikkelen rundt feltlinjen. B er den magnetiske flukstetthet. Partikler med motsatt ladning vil rotere hver sin vei i mangetfeltet. Langs magnetfeltet kan derimot partikkelen bevege seg fritt. Skal vi lykkes i å sperre et plasma inne, må vi gjøre noe med denne bevegelsen. En tilsynelatende enkel løsning er å lage lukkede magnetfeltlinjer, for eksempel ved å bøye en rett solenoide slik at den får en toroidal, eller smultring lik form. Dette er illustrert i Fig. 2.

Nå oppstår imidlertid et annet problem, magnetfeltet er ikke lenger homogent. Fra figuren ovenfor er det lett å se at feltet må avta med avstanden R fra aksen A. Dette gir partikkelbanene en helt ny karakter. I tillegg til å rotere om feltet, vil de også ha en drift på *tvers* av feltet. Forklaringen på dette er illustrert i Fig. 3, som vi skal studere litt nærmere i neste avsnitt.

Partikkeldrift i et inhomogent magnetfelt

Banen til en positivt ladet partikkel i et inhomogent magnetfelt er vist på venstre på Fig. 3, mens den høyre delen illustrerer banen til en negativt ladet partikkel. Magnetfeltet øker i styrke mot venstre i begge tilfeller. Årsaken til partikkeldriften på tvers av magnetfeltet og magnetfeltgradienten er at Lamor radien til partikkelen, r_L, avtar når feltet øker ($r_L \propto B^{-1}$). Dermed blir krumningen på banen stekere i områder med sterkt felt og bevegelsen er ikke lenger en ren sirkelbevegelse. Partikkelen får en drift på tvers av magnetfeltet. Om vi overfører dette bildet til partikler i et toroidalt (smultringformet) magnetfelt, finner vi at positive og negative partikler prøver å drive ut av innesperringsområdet i

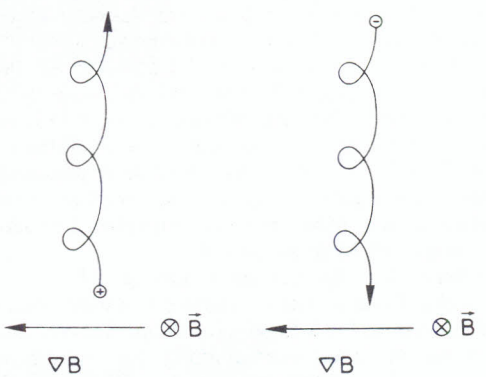


Fig. 3. Partikkelbaner i et inhomogent magnetfelt. Magnetfeltet peker inn i papiret og øker mot venstre på figuren. a) Banen til en positivt ladet partikkel. b) Banen til en negativt ladet partikkel.

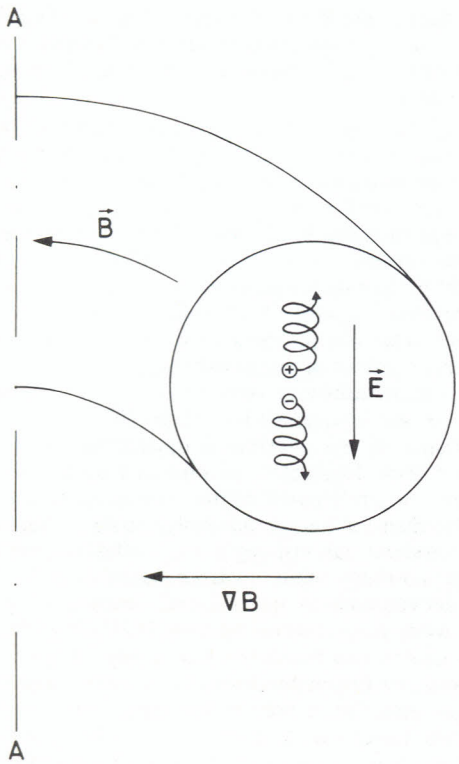


Fig. 4. Partikkeldrifter i et toroidalt magnetfelt.

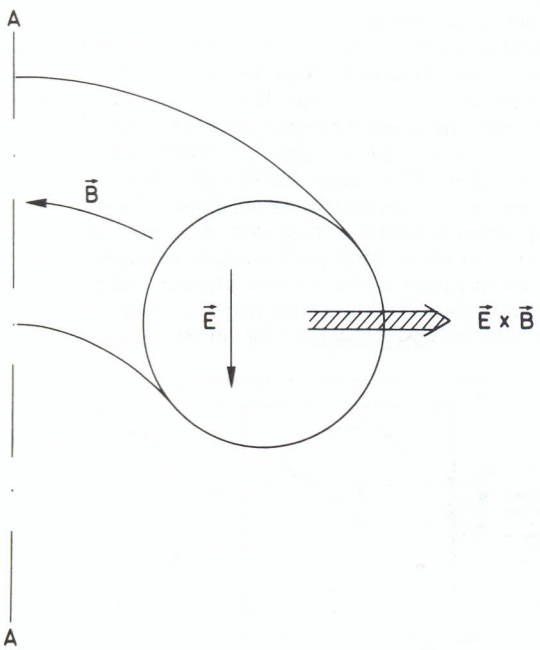


Fig. 6. $\vec{E} \times \vec{B}$ drift av plasmaet ut av innesperringsområdet.

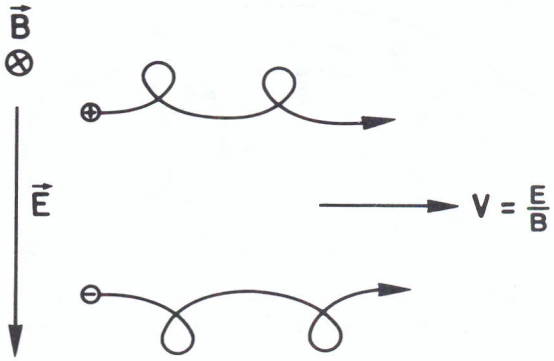


Fig. 5. Partikkeldrift i et krysset elektrisk og magnetisk felt. Magnetfeltet peker inn i papiret.

hver sin retning (henholdsvis oppover og nedover på Fig. 4).

Som et resultat av dette vil det oppstå en ladningsseparasjon i plasmaet. Denne ladningsseparsjonen vil gi opphav til et elektrisk felt som vist i Fig. 4 og som etter en kort stund vil hindre videre drift av partiklene i vertikal retning. Og dermed skulle man kanskje tro at alt var bra, at vi virkelig har klart å konstruere en magnetisk flaske. Men dessverre, så enkelt er det ikke. Vi har nå nemlig fått et elektrisk felt i plasmaet i tillegg til magnetfeltet og dette gir opphav til en ny partikkeldrift.

Partikkeldrift i et krysset elektrisk og magnetisk felt

Mekanismen bak denne nye driften (som kalles $\vec{E} \times \vec{B}$ drift) er som følger (se Fig. 5): Når partiklene blir akselerert i det elektriske feltet, så øker Larmor radien ($r_L \propto v_\perp$). Magnetfeltet vil imidlertid før eller senere få partiklene til å snu, og dermed vil det elektriske feltet bremse på partikkelhastigheten og Larmor-radien vil avta. Denne periodiske variasjon i Larmor radien er det som gir opphav til partikkeldriften. Ved å studere Fig. 5 er det lett å se at positive og negative partikler vil drive i *samme* retning (gitt ved $\vec{E} \times \vec{B}$) og det er også mulig å vise at de vil drive med samme hastighet. I motsetning til driften som skyldes det inhomogene magnetfeltet vil derfor $\vec{E} \times \vec{B}$-driften ikke gi opphav til noen ladningsseparasjon. Ioner og elektroner i plasmaet vil få samme drifthastight på tvers av magnetfeltet ut av innesperringsområdet (Fig. 6).

Heliske magnetfelt

Vi har altså ennå ikke klart å lage en magnetisk flaske som kan holde på plasmaet. Men vi skjønner nå kanskje litt mer av hva som skal til for å nå dette målet. Vi må på en eller annen måte bli kvitt det elektriske feltet. Og den greieste måten å gjøre dette på er å kortslutte feltet, det vil si vi må prøve å lede det positive ladningsoverskuddet på oversiden av plasmaet ned til området med negativ ladningstetthet. Dette kan vi få til ved å innføre et nytt magnetfelt i poloidal retning, det vil si et magnetfelt som går rundt torusen den korte veien (i motsetning til det toroidal feltet vi har studert til nå og som går

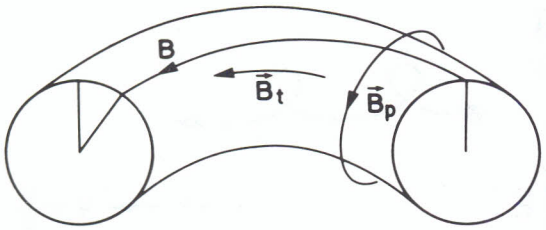


Fig. 7. Illustrasjon av det toroidale feltet $\vec{B}_t$, det poloidale felt $\vec{B}_p$ og summen av dem, det totale felt $\vec{B}$.

rundt torusen den lange veien). Summen av disse to magnetfeltene blir et helisk felt som tvinner seg rundt torusen som vist i Fig. 7.

Siden partiklene kan bevege seg relativt fritt langs magnetfeltet, vil det vertikale elektriske feltet sette opp en strøm langs det heliske magnetfeltet som vil kortslutte det elektriske feltet. Det er også lett å se at en positiv partikkel på oversiden av plasmaet som driver oppover på grunn v inhomogeniteten i magnetfeltet, ved å følge det heliske felt kommer på undersiden av plasmaet, hvor denne driften er rettet inn i innesperringsområdet. Tilsvarende mekanisme holder negativt ladede partikler innesperret.

Så endelig ser det ut til at vi har klart å finne en magnetsk flaske som er noenlunde tett. Det gjenstår riktignok å vise at denne konfigurasjonen er stabil, men som nevnt er dette problemet for stort og komplisert til at vi rekker å behandle det i denne artikkelen. Her får vi nøye oss med å konkludere at vi har funnet en god kandidat til en konfigurasjon som kan sperre plasmaet inne. (For at denne konfigurasjonen skal være en likevektskonfigurasjon trenger vi strengt tatt enda et magnetfelt, og denne gang i vertikal retning. Men siden dette feltet, som vanligvis er svakt i forhold til de andre feltene, ikke vil spille noen rolle i den videre behandling av Tokamaken, vil vi ikke studere det nærmere her).

Tokamak

Er denne flasken så en Tokamak? Svaret er både ja og nei. Det er en hel klasse av fusjonsmaskiner som tar utgangspunkt i den konfigurasjonen vi har beskrevet ovenfor og Tokamaken er bare en av disse. (Av andre medlemmer i denne klassen kan nevnes Stellarator, Torsatron og Levitron). Det som kjennetegner Tokamaken er at det poloidale magnetfelt, B_p, blir produsert av strømmer i plasmaet selv, ikke av strømmer i ytre vindinger som tilfellet er i for eksempel en Stellarator og en Torsatron.

Hvordan får man så en strøm til å gå i plasmaet i en Tokamak? Jo, på samme måte som man får strøm i sekundærvindingen i en transformator, det vil si ved induksjon. Man bygger altså Tokamaken som sekundærvindingen i en stor transformator. Når strømmen i primærvindingene varierer induseres en strøm i plasmaet, som igjen produserer det poloidale magnetfelt vi trenger for å få en tett magnetisk flaske. Dette er illustrert i Fig. 8. (Typisk verdi for det toroidale magnetfelt i en Tokamak er på noe over 1 Tesla, mens det poloidale felt er ca. 5% av dette).

Denne måten å generere det poloidale feltet på gjør Tokamaken relativt enkel å bygge sammenliknet med andre toroidale fusjonsmaskiner. I tillegg har Tokamaken den fordel at plasmastrømmen vil gi en ohmsk oppvarming av plasmaet. Ved å benytte meget store strømmer ($>$ 1 MA = 10^6 A) har man oppnådd temperaturer på et par keV, det vil si ca. tyve millioner grader. Men siden resistiviteten i plasmaet avtar når temperaturen øker ($\eta \propto T^{-3/2}$) blir denne ohmske oppvarmingsmetoden lite effektiv når temperaturen er over ca. 2 keV. For å nå opp til de nødvendige 10 keV (100×10^6 K) i et fusjonsplasma så må alternative oppvarmingsmetoder taes i bruk. Eksempler på slike er å skyte høyenergetiske nøytrale partikler inn i plasmaet og å utsette plasmaet for intens radiobølge stråling. Begge disse metodene har vist seg å være effektive, men foreløpig kostbare, måter å varme plasmaet på. Pr. i dag er det ved hjelp av nøytral stråle-injeksjon oppnådd plasma-temperaturer på over 7keV (70×10^6K) i en Tokamak ved Princeton University i USA.

Ser man på fusjonsforskningen i verden i dag så oppdager man fort at Tokamaken inntar en særstilling blant fusjonsmaskinene. Omtrent halvparten av all forskningsinnsats innen fusjon er konsentret om Tokamak eksperimenter. Dette skyldes først og fremst at Tokamaken ser ut til å ha størst muligheter til å produsere plasma som tilfredstiller Lawson kriteriet på et tidlig tidspunkt (innen 5 år etter noen forskeres mening). Vi har allerede nevnt at temperaturer på over 7 keV (70×10^6 K) er oppnådd. Ved en annen Tokamak (Ved M.I.T. i USA) har man oppnådd $n\tau$-verdier i overkant av 10^{19} $m^{-3}s$. Disse resultatene er en størrelsesorden eller mer over resultater oppnådd på andre typer fusjonsmaskiner til dags dato. Men dette skyldes ikke bare Tokamakens gode innesperringsegenskaper. Noe av forspranget kommer rett og slett av at det i de siste ti årene er satset mest på Tokamak konseptet. Tokamaken finnes derfor i større utgaver enn noen annen maskin (se Fig. 9). og dette gir i seg selv bedre innesperringsegenskaper. Det er for eksempel gjort

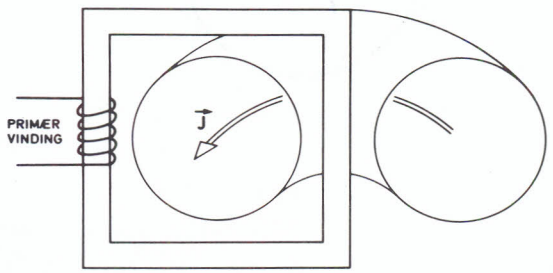


Fig. 8. Illustrasjon av hvordan plasmastrømmen induseres i en Tokamak.

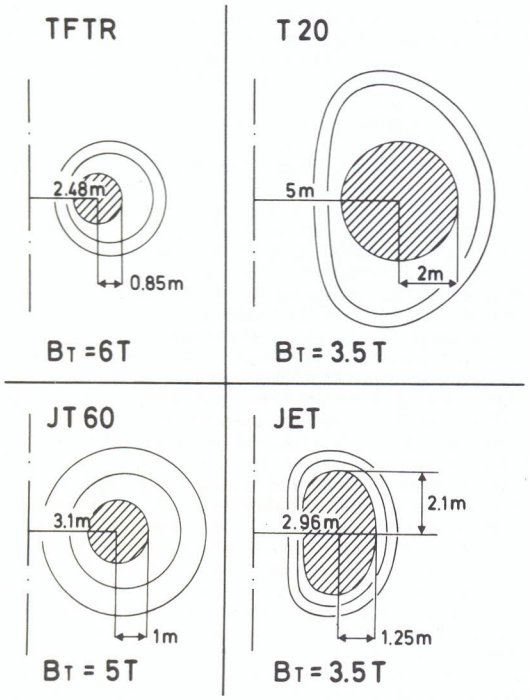


Fig. 9. Illustrasjon av dimensjonene til noen store Tokamaker som er planlagt (T-20), eller er under bygging (JET for EUROATOM, JT-60 i Japan og TFTR i USA).

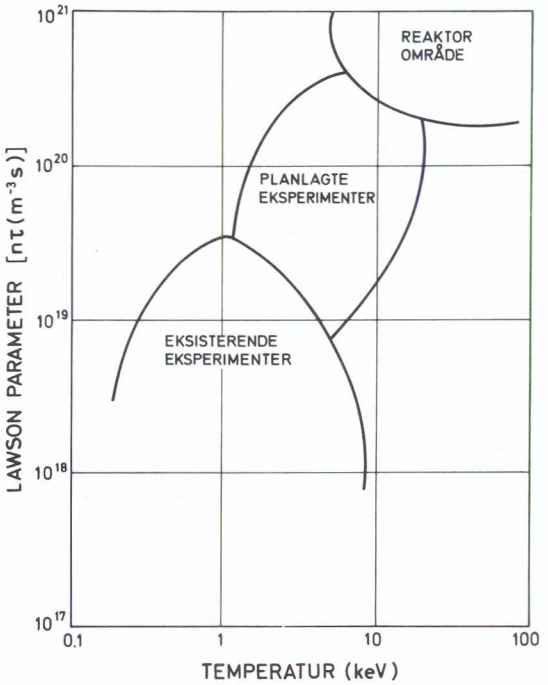


Fig. 10. Illustrasjon av parameterområdet til eksisterende og planlagte Tokamak eksperimenter.

eksperimenter som tyder på at Stellaratoren (hvor de poloidale magnetfelt blir produsert av strømmer i ytre vindinger) kan ha like gode, og kanskje til og med bedre, innesperringsegenskaper enn Tokamaken om de ble bygget like store. Nå er det, som allerede nevnt, dessverre mer komplisert og derfor mer kostbart å bygge en Stellarator enn en tilsvarende Tokamak.

Selv om man i Tokamak-eksperimenter nå nærmer seg de temperaturer, tettheter og innesperringstider som er nødvendige i en fusjonsreaktor (se Fig. 10), er det mange problemer igjen før man har utviklet en kommersielt brukbar reaktor. Noen av disse er av ren teknisk art, mens andre skyldes plasma-fysiske fenomener. I neste avsnitt skal vi se nærmere på noen av hindringene på veien fram mot en fusjonsrekator.

Tokamak som fusjonsreaktor

I første generasjon av fusjonsreaktorer vil man høyst sannsynlig basere seg på fusjonsprosesser mellom Deuterium og Tritium, siden disse reaksjonene kan være energetisk fordelaktige allerede ved temperaturer på 10 keV (100×10^6 K). Men mesteparten av den frigjorte energi fra D-T reaksjoner går med til å produsere høyenergetiske nøytroner (energien til nøytronet er på rundt 14 MeV). Siden nøytronene er uten ladning, vil de fritt kunne forlate plasmaet og treffe veggen hvor de vil gi opphav til en del radioaktivitet. I tillegg til dette kommer radioaktiviteten fra Tritiumet i selve plasmaet. En fusjonsreaktor med D-T plasma vil derfor være radioaktivt. Dette gjør at vedlikehold og reparasjon av en slik rekator må skje ved fjernhåndetering, det vil si ved hjelp av roboter, mekaniske hender og liknende. Selv om Tokamaken er en relativt enkel konstruksjon, vil den toroidale formen gjøre slikt arbeid komplisert. Dette er ett av de tekniske problemer ved en fusjonsrekator som må løses.

Et annet teknisk problem oppstår fordi Tokamaken er en pulset maskin, det vil si den kan ikke uten videre brenne plasmaet kontinuerlig. Dette kommer av at vi trenger en strøm i plasmaet for å sperre det inne, og denne strømmen blir generert ved induksjon. En Tokamak må derfor stoppes og startes med jevne mellomrom. De termiske fluktuasjonene dette medfører kan skape store problemer for teknikerne som skal konstruere veggen i reaktoren. Konstruktørene ønsker seg heller en «ovn» som brenner jevnt enn en eksplosjonsmotor som tenner en gang i blant. En mulig løsning på dette problemet er å finne alternative måter å drive plasmastrømmen på. Det er i dag mye som tyder på at de nøytrale strålene eller radiofrekvens-strålingen som man trenger for å få tilstrekkelig høy temperatur i fusjonsplasmaet også kan brukes til å drive i hvertfall en del av den nødvendige plasmastrøm. Imidlertid møter man straks andre problemer når man har klart å få til en kontinuerlig forbrenning i fusjonsreaktoren, nemlig hvordan får man fjernet asken. Asken er i dette tilfellet Helium atomkjerner som blir produdert etter hvert som plasmaet bren-

ner. Igjen er det mange forslag om hvordan dette kan gjøres, for eksempel ved hjelp av spesielle magnetfelt feller (såkalte «divertors»), men det gjenstår mye arbeid før man vet om slike løsninger funksjonerer godt nok.

Et problemområde av mer plasma-fysisk natur er de såkalte disruptive ustabilitetene i en Tokamak. Dette er ustabiliteter som i løpet av en meget kort tid ($<10^{-4}$ sek.) kan ødelegge hele plasmaet ved å rive opp magnetfeltet som sperrer det inne. Dermed blir plasmaet slengt mot veggen i vakuumkammeret. I en reaktor vil den energien som derved blir overført til veggen kunne komme opp i hele 300 MJ. Store mengder med veggmateriale (ca. 50-100 kg) vil smelte som en følge av en slik disruptiv ustabilitet. Det sier seg selv at en slik prosess må forhindres fra å skje i en raaktor. Man har i dag en ganske god oversikt over det parameterområdet en Tokamak må opereres innenfor for å unngå disrupsjoner, problemet er å kunne kontrollere plasmaet godt nok slik at det blir holdt innenfor det stabile området under hele innesperringsperioden. Det finnes flere forslag til hvorledes dette kan gjøres med relativt enkle midler (for eksempel ved å legge ytre heliske strømvindinger på torusen). Disse forslagene vil bli utforsket og utprøvet i stor detalj i de nærmeste årene. Blant annet er det fremmet et forslag om at det skal bygges en liten Tokamak i Norge som er spesielt egnet til nettopp disse studiene.

Som konklusjon kan vi si at Tokamaken i dag er vår fremste kandidat til en fusjonsreaktor, først og fremst fordi vi er ganske sikre på at et fusjonsplasma med de nødvendig parametere lar seg produsere og sperre inne i lang nok tid i en slik maskin. Imildertid gjenstår det problemer av både teknisk og fysisk natur som må løses før vi kan slå fast at Tokamaken egner seg som en kommersiell reaktor. Foreløpig er det heldigvis mange gode ideer til hvorledes disse hindringene skal overvinnes. Hvorvidt ideene er mange og gode nok, vil kun fremtidens fusjonsforskning kunne gi svar på.

Bøker

Peter Robertson: The Early Years. The Niels Bohr Institute 1921-1930. (Akademisk Forlag, Universitetsforlaget i København, 1979) D.kr. 60,-.

Boken gir en historisk oversikt over de første ti årene ved Universitetets Institut for Teoretisk Fysik i København, det senere Niels Bohr Institut. Dette er samtidig en av de mest revolusjonerende og nyskapende periode i naturvitenskapen, en periode der kvantemekanikken - i den form vi kjenner den i dag - ble til. Under ledelse av Niels Bohr var det nettopp ved instituttet i Blegdamsvej at de verdenshistoriske begivenheter i utviklingen av moderne fysikk fant sted. For kortere eller lengre perioder var yngre fysikere, som skulle komme til å lede den fremtidige utvikling av fysikken i desennier, ansatt eller gjester ved instituttet. I denne tiden ble grunnlaget for disse yngre fysikeres karrierer i fysikk lagt, samtidig som grunnlaget ble lagt for instituttets berømmelse - en berømmelse Niels Bohr Institutet stadig har. Blant de yngre lovende fysikere fant en navn som H. Casimir, P.A.M. Dirac, P. Ehrenfest, G. Gamow, W. Heisenberg, O. Klein, H. A. Kramers, L. Landau, C. Möller og W. Pauli. I et lektorat i fysikk fungerte i rekkefølge i denne tiden: H. A. Kramers, W. Heisenberg, O. Klein og C. Möller!

Under Niels Bohrs selvskrevne lederskap ble den nye teori meislet ut. Alltid på vandring etter den egentlige tolkning av denne nye «mekanikk», nærmet Niels Bohr og hans unge, entusiastiske gruppe av fysikere seg etter hvert løsningen: komplementaritet. I forhold til den klassiske punktmekanikk er den nye kvantemekanikken en voldsom omveltning. En av skaperne av moderne kvantemekanikk, Erwin Schrödinger, kan ikke avfinne seg med den «omtrentlige» tolkningen av bølgemekanikken. «Bohr will alle Schwierigkeiten wegkomplementieren». Og ikke nok med at atomfysikken ble nyskapt gjennom kvantemekanikken. I tillegg kom i slutten av perioden Diracs relativistiske kvantemekanikk, dermed var grunnlaget for kvanteelektrodynamikken lagt, siden også kvantefeltteorien ble utviklet av Dirac, Jordan, Pauli og Heisenberg i løpet av en kort periode fra 1926 til 1929. I sannhet et fasinerende desennium.

Det er naturligvis uhyre vanskelig å gi en historisk fremstilling av disse begivenheter i en bok på snaue 150 sider. Forfatteren, Peter Robertson, skal imidlertid ha all ære av sitt verk. Han har gitt en omhyggelig historisk redegjørelse for begivenhetene, som så vidt jeg har kunne finne ut - i den utstrekning det var mulig - er korrekt. Han lar også på en lettfattelig måte leseren få del i de nye oppdagelser i fysikken etter hvert som historien skrider fram. Og fasinerende lesning er det. Jeg tror at alle som har en lærergjerning i fysikk - f.eks. lektorer i skolen - vil finne boken nyttig som historisk bakgrunnsstoff til moderne fysikk.

Hva så med tidsånden ved instituttet - Kopenhagener Geist - er den kommet med? For noen år siden ble det gitt ut en samling foredrag av fysikere som selv har opplevet gullalderen ved instituttet og som gir et levende billede av livet ved instituttet (Niels Bohr, Et Mindeskrift, utgitt av Fysisk Tidsskrift, København, 1963). Etter min mening supplerer Robertsons historiske fremstilling og de personlige fremstillingene i foredragene hinannen. Begge anbefales på det beste. For å bli i billedet: De to fremstillingene er kanskje komplementære.....

Haakon Olsen.

Holter Ø., Berge, G., Falnes, J. og Løvseth, J.: Alternative energiressurser, Universitetsforlaget 1979.

Rådet for Naturvitenskapelig Forskning oppnevnte i 1977 et utvalg for å skrive en rapport om «Alternative energi-ressurser - potensial og forskningsoppgaver». Rapporten ble meget interessant og - noe som dessverre er sjeldent - lettlest skrevet. Den er nå kommet i bokform under tittelen «Alternative energiressurser».

Boken begynner med en oversikt over jordas energiressurser og våre energibehov. Oversikten er godt og nøkternt skrevet og gir den dystre bakgrunnen til de nærmeste årtiders enorme energibehov. Hva som er konvensjonelle og «alternative» energiressurser kan diskuteres; boken tar opp områdene fusjon, solenergi, vindenergi, ukonvensjonelle ressurser i havet og geotermisk energi. I solenergikapittelet inngår korte oversikter over fotosyntese og biomasse; ukonvensjonelle havressurser er bl.a. havbølger, strømmer og tidevann. Et kort kapittel om energiforskning avslutter hovedteksten.

Oversiktene er godt skrevne, gir mye informasjon (også for de spesielle forhold vi har i Norge) uten at vanskelighetsgraden blir for stor. Relevante referanser og, naturligvis, illustrasjoner kompletterer teksten. Boken vil bli et utmerket materiale ved energiundervisning både på universitets- og gymnasnivå. I tillegg vil jeg ønske den fremgang hos det store publikum som har behov for generell orientering på dette felt.

Boken er oppdatert 1979 og er derfor helt aktuell. For den som vil holde seg kontinuerlig orientert på området anbefales tidsskriftet «Science» som satser på artikler om energispørsmål.

Anders Johnsson.

Asgeir Brekke og Alv Egeland: Nordlyset - fra mytologi til romforskning. Grøndahl Forlag 1979. Pris kr. 168,00.

I samband med 50-års jubileet for Nordlysobservatoriet i Tromsø har Grøndahl Forlag gitt ut denne praktboka forfattet av to fysikere som er spesialister innen nordlysforskning. De har produsert ei flott bok som først inneholder en oversikt over nordlysets plass som inspirasjonskilde for dikting, mytologi og overtro og den betydning det ble tillagt som værvarsel («værlys»). Etter innledningskapitlene om nordlyset som kulturfenomen, gir de etterfølgende kapitlene en historisk oversikt over de famlende forsøk som etterhvert ble gjort for å forklare nordlyset som fysisk fenomen. Mange fantastiske teorier og spekulasjoner er blitt kastet fram ned gjennom tidene, men oftest uten å ha noe grunnlag i målinger. Disse startet først i det 19. århundret med Christopher Hansteens magnetiske målinger der han kunne knytte forbindelsen mellom variasjon i jordmagnetismen og nordlyset. Etterhvert ble fysikere i andre nordiske land engasjert. Svensken A. J. Ångström beviste at nordlyset var et linjespektrum og altså kom fra en lysende gass. Finnen K. S. Lemström tydet nordlyset som en elektrisk utladning, «et langsomt lyn», mens dansken A. Paulsen lanserte den kosmiske teori der katodestråling fra sola spilte hovedrollen.

Norge kom seint, men godt med i den organiserte naturvitenskapelige forskningen, og det var nordlysets utforskning som skulle bli en paradegren for norsk fysikk. Dette kan vi takke klassikerne for: K. O. Birkeland, C. Størmer, L. Vegard, O. Devik, L. Harang og mange flere som alle har gitt sitt bidrag til kunnskapen om dette naturfenomen. Nord-Norges beliggenhet like under nordlyssonen og landets store utstrekning i nord-syd retning er naturlige forhold som har gjort det ypperlig egnet for nordlysforsning. Boka går grundig gjennom pionerenes innsats, og etterhvert ledes vi fram til den moderne forståelsen av nordlysets opptreden og egenskaper. I våre dager utforskes nordlyset både ovenfra, «innvendig» og nedenfra ved hjelp av satellitter, raketter og med avanserte filmkameraer og radaranlegg fra bakken, og målingene er gjerne synkronisert med hverandre. Målemetoder og apparater er forklart og avbildet. Det fineste innslaget er likevel alle fargebildene av nordlyset selv i all sin lysprakt og forunderlige former og farger.

Det er likevel noen setninger og formuleringer her og der som får en til å stille noen spørsmål og foreslå endringer i kommende utgaver. Som gammel radioamatør som har «kjørt på auroraen» for å få forbindelse innenfor nordkalotten, har jeg den innvending at også høyfrekvens *under* 50 MHz kan reflekteres av nordlyset. Modulasjonssignalet blir merkelig forvansket etter en slik refleksjon og har en karakteristisk hvesende tone. Dette er vel virkning av den ukoherente refleksjonen. På samme side (s. 90) er det forresten lite samsvar mellom betegnelsene på figur 8.13 og beskrivelsen i teksten. Litt lenger ned står det at nordlyset «produserer radiobølger som kan oppfanges nede på jorden av følsomme mottakere». Videre fortelles det at «en del av disse bølgene befinner seg i det frekvensområdet om kan oppfattes av det menneskelige øret slik at en kan lytte til signalene ved hjelp av radio». Betyr dette at det virkelig sendes ut elektromagnetiske svingninger med primærfrekvenser i området 20-20 000 Hz, eller er det i virkeligheten høyfrekvente elektromagnetiske signaler som er modulert (amplitude eller frekvensmessig) med en lav frekvens som så kan høres etter demodulasjon og omsetning til lyd i høyttaleren på en radiomottaker? Jeg har lest et sted at en ved spesielle apparater kan registrere svært lavfrekvente trykkbølger i luft direkte fra nordlyset, altså litt forsinket i forhold til nordlysbuens bevegelse eller intensitetsendring. Men dette er mekaniske svingninger som er kommet fram ved ett eller annet slags fotoakustisk eller overlydsfenomen i atmosfæren. Dette kunne kanskje vært nevnt.

Nederst på s. 91 står det med henvisning til *tettheten* av solvinden at *«antallet* avtar når aktiviteten (på solen) øker». Her er sannsynligvis en del av en setning falt ut.

På. s. 94 står: En må derfor alltid ved orientering og navigering passe på å ha kart som ikke er for gamle». Som orienteringsløper er jeg helt enig fordi det ofte lages nye stier, bygges nye hus, kraftledninger osv., men endringen av misvisningen vil ikke få meg til å kassere noe kart.

Pa s. 96 omtales spaltingen av nitrogen og oksygen molekyler til atomer ved sollysets innflytelse, og det står noe forvirrende: «Oksygenet, som er lettere enn nitrogenet, har en tendens til å flyte opp...». Hvis setningen var blitt skrevet: «Oksygen*atomene* som er lettere enn nitrogen*molekylene* har en tendens til å flyte opp...» ville meningen gått klart fram. Atomvekten til oksygen er jo som kjent 2 AMU større enn atomvekten til nitrogenatomet.

På s. 100 står at det for å kunne se nordlyset med det blotte øyet «betyr at 10_{10} kollisjoner må finne sted per sekund innenfor en luftsøyle med tverrsnitt på 1 cm_2». Dette er vel en litt ufullstendig beskrivelse og en må tenke seg godt om for å skjønne hva som er ment. Lenger ned står følgende noe ufysikalske utsagn: «Ved å sammenligne variasjonene i mengden og *styrken* av de partiklene som bombarderer atmosfæren, finner en...».

Hvilken enhet er forresten 1kR? Den er ikke definert noe sted i teksten. En «korreksjonsanalyse» skal vel være en *korrelasjonsanalyse* (s. 101).

På s. 124 er det svenske ordet «brus» nyttet flere ganger i stedet for det norske betegnelsen *støy*. Sammensetningen «radiobrus» tror jeg blir litt komisk for en norsk leser.

14 ortografiske feil er funnet, men bortsett fra den som er nevnt like ovenfor har de ingen betydning for forståelsen av teksten.

Vi kan forresten legge til at en nå har funnet at det produseres nitrater under nordlysutlandingene og at disse felles ut og begraves i snømassene ved polene. Nitratmengden i dyptliggende islag kan derfor nyttes som en monitor for solaktiviteten bakover i tid.

Boka er meget god og kan trygt anbefales for både leg og lærd som vil ha en moderne framstilling av nordlysets utforskning. Til slutt i boka omtales Nordlysobservatoriets forhistorie, organisasjonsforhold og arbeidsoppgaver gjennom de 50 år det har: vært i sving.

O. Steinsvoll

Astronomi. Det internasjonale standardverket om vårt univers. Utarbeidet ved Universitetet i Cambridge. Gyldendals Norsk Forlag, Oslo, 1979. 496 s, n. kr. 385,-.

En gruppe på 16 forfattere (fra Cambridge, stort sett) og en redaksjonskomité på 9 (internasjonalt fremstående) astronomer og astrofysikere står opprinnelig bak dette praktfulle verket, som er en norsk oversettelse av «The Cambridge Encyclopaedia of Astronomy» med S. Mitton som hovedredaktør. Ordet «encyclopedia» er egentlig litt misvisende, da boken ikke er noe leksikon i vanlig forstand, men derimot en glimrende (populærvitenskapelig) lærebok i moderne astronomi og astrofysikk. Den er oversatt til norsk av en «firer-gruppe», T. Grønningsæter, P. Jorås, B. R. Pettersen og J. Skorve, og i tilegg har Ø. Elgarøy og Ø. Hauge vært fagkonsulenter.

De første seks kapitlene omhandler universet og stjerner generelt. Deretter kommer et kapittel om grunnstoffenes opprinnelse og ett om sola. Videre følger fire kapitler om solsystemet, to kapitler om det interstellare rom, fire kapitler om galakser, ett om kosmologi, ett om liv i universet, ett om astronomiens historie, og to kapitler om astronomiske observasjoner. Til slutt følger et stjerneatlas og en oversikt over fysikk-begreper i forbindelse med astronomi og astrofysikk. Elgarøy og Hauge skriver i et forord at verket kanskje er for mye preget av virksomheten i Cambridge, dvs. av spesiell interesse for de fjernere deler av universet, men det synes bare å ha vært en fordel. Resultatet er ihvertfall utmerket, og boken er rikt illustrert med mange fargebilder og figurer (ca. 400 til sammen).

I tillegg til vanlige trykkfeil (bokstaveringsfeil) kan man selvfølgelig finne detaljer som det kan settes spørsmålstegn ved. I fig. 10.5, s. 179, f.eks., kunne man vel ha skrevet «halvmåne» istedenfor «månen i første kvarter»? I teksten til fig. 12.1, s. 228, står det bl.a. «Nederst: Saturn med fem måner...», men fotografiene viser tydeligvis Uranus med fem måner. Derimot er seks av Saturns måner nevnt til slutt i figurteksten. På s. 229 står det

videre at Jupiter har fjorten måner (med referanse til tabell 12.1) og vi finner en oppdeling i fem «indre» og ni «ytre» måner. Men i tabell 12.1, s. 230, er det oppført bare tretten måner, måne XIV mangler, og i fotnote nr. 1 til tabellen skrives det om åtte «ytre» måner. Dette virker i beste fall «uklart», særig når fotnote nr. 4 etterpå slår fast at måne XIV ble oppdaget i 1976 uten at «detaljer» er bekreftet.

Under avsnittet om kometer, s. 253, lanseres teorien om at kometene består av tette «opphopninger» av interstelllart støv og is, dannet ved solas grvitasjonsvirkning når sola passerer gjennom skyer av støv og gass i Melkeveien nær galaksens plan. Men man har vel også teorier (f.eks. Oorts teori) som sier at kometer kan komme fra det interstellare rom eller ihvertfall fra områder langt borte fra sola? Ellers står det på s. 315 at man kjenner til 28 «medlemmer» av den lokale galaksegruppen, men tabell 15.3 viser likevel bare 18 av dem (?). I fig. 17.11, s. 359, om manglende masse i Coma-hopen, burde pilene merkes med tall tilsvarende observasjonene i figurteksten, ellers er ikke figuren så lett å forstå. Op på s. 443 kan man vel lure på om Vega kan oppløses som dobbeltstjerne i en vanlig prismekikkert? Osv. Osv.

I tillegg til trykkfeil o.l. kan kan selvfølgelig også sette spørsmålstegn ved språkbruken (oversettelsen?) enkelte steder, men jeg skal ikke gå nærmere inn på dette her siden jeg ikke har sett den engelske originalteksten (f.eks. er det vel kanskje upraktisk og unødvendig «populærvitenskapelig» å bruke liter som enhet i uttrykk for volum og tetthet i kap. 19?) Uansett, har resultatet blitt et praktfullt verk som kan anbefales varmt til alle som vil utvide sin «åndelige horisont» i dobbelt forstand. Hvem visste f.eks. at molekylskyen Sagittarius B2 innenholder nok alkohol til å fylle 10^{28} flasker whisky?

Erlend Østgaard

Heinrich Hora: Nonlinear Plasma Dynamics at Laser Irradiatiron, Lecture Notes in Physics 102, Springer Verlag, Berlin - Heidelberg - New York 1979, 242 pages.

The book contains an introductory course on interaction of strong electromagnetic waves fully ionized inhomogeneous plasmas. The purpose is to model physical phenomena expected to develop in the corona of laser irradiated targets. Most of the space is devoted to a derivation of expression for the ponderomotive (or, as it is called in the book, nonlinear) force arising in the inhomogeneous high-frequency laser field and to an analysis of its effects on plasma behaviour.

There is an initiation part devoted to a brief review of available high power lasers, of which especially the Nd-glass laser and CO_2-laser are mentioned and to which numerical examples in the following text are predominantly referred. The many practical numerical examples and plots are a very positive feature of the book. This chapter surveys also the present experiments in the field and possible applications, with laser driven fusion as the most prominent among them. In this part, some minor inaccuarcies my be spotted, eg. the excited iodine atoms in iodine lasers are not produced by a dissociation of iodine molecules as implied on p.5. The physical introductory part consist in a mainly illustrative derivation of the basic underlying physical principles, including the Maxwell equations, hydrodynamic equations, absorption coefficients, acoustie waves, and relativistic effects. The general impression left by the introductory section is that it could have been written with less hand-waving arguments involved, which no doubt leads to some (unimportant) misleading passages, such as on pp. 32, 33, where the ad hoc estimated eletron collision frequency for large angle deflections is erroneously compared with the Spitzer expression valid for a sequence of smallangle deflections. The introductory part is followed by the hydrodynamic self-similarity model of plasa cloud expansion during the irradiation. This is, in fact, the only chapter of the book where the hydrodynamics of the heated target is analyzed in any greater detail. Unfortunately, later in the book there is only a comparativerly brief mention of the target compression by the crucial ablation-reaction mechanism.

Instead, there is a very detail derivation of the averaged force acting on the plasma from the inhomogeneous HF field. This calculation is performed within the frame of a WKB approximation and the results are of major physical relevance. Not only is it demonstrated that in more complex situations the primitive expression for the average force should be replaced by more sophisticated ones, but also the hitherto not fully solved problem of the wave momentum definition in dispersive media is answered, at least for the given physical situation, in the form of an average value between what is obtained from the Minkowski and the Abraham electromagnetic stress tensors. The derived expressions are then used for studying the corona dynamics, such as cavity formation, self-focussing of the laser beam, an ion acceleration from the stratified structures. Interesting is also a proposition to use the averaged force directly for the target compresssion, since then the somewhat obscure stage of electromagnetic-to-thermal energy transformation, inevitable for the ablative compression, could be bypassed. Again, any detailed description of the latter important mechanism is missing from the book. It seems, however, that an interested reader may find at least some of the missing answers in an ample list of references compiled by the author. It is only a pity that the main part of the text was not extendes at the expense of the introduction. Nevertheless, anybody working in the field will profit from reading the book, and will be able to use it as an expedient reference.

Karel Rohlena
Institut of Physics
of CSAV

KL Kompa og S D Smith (eds): Laser-Induced Processes in Molecules. Springer Series in Chemical Physics Vol 6. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1979, 367 sider. Pris innbundet DM 67,00.

I de siste årene har forskningsaktiviteten innen feltet laserinduserte kjemiske prosesser vært stor. Muligheten for å benytte laseren til å manipulere molekyltilstander og endog styre kjemiske prosesser har virket utfordrende på mange forskergrupper. Aktiviteten innen feltet fikk en eksplosjonsartet oppsving i 1975 da et russisk forskerteam rapporterte separasjon av svovelisotoper ved en kollisjonsløs multifoton dissosiasjonsprosess i SF_6. Man stilte seg da spørsmålet om det var mulig å bryte selektivt spesifikke molekylbindinger ved hjelp av infrarøde lasere. Seinere har det vist seg, hovedsakelig gjennom arbeidet til en gruppe på Berkeley universitetet i USA, at dette antageligvis ikke er mulig i de fleste tilfeller. Båndet med den laveste dissosiasjonsenergi vil brytes først, uavhengig av hvilken vibrasjonsmode som blir eksitert selv under kollisjonsløse betingelser.

Den foreliggende boka inneholder sammendrag av ca. 100 foredrag som ble presentert på en konferanse om laserinduserte prosesser i molekyler. Konferansen, som ble organisert av kvanteelektronikkgruppen innen EPS, ble holdt på Heriot-Watt universitetet, Edinburgh, Skottland, i september 1978. Hovedemnene i boka omfatter: Fotodissosiasjon og ionisasjon, multi-foton eksitasjon, inkoherent og koherent laser spektroskopi, laserinduserte kjemiske reaksjoner og relaksasjonsprosesser i molekyler. Boka har også et avsnitt om nye lasere som egner seg for studier av molekylfysikk.

Innleggene i boka er til dels skrevet av kjente spesialister og totalt sett gir boka et godt bilde av status når det gjelder forståelsen av fysikken og kjemien forbundet med laserinduserte prosesser i molekyler. Det har ikke skjedd særlig vesentlige endringer innen feltet de siste par årene så problemstillingene er fortsatt aktuelle.

Organiseringen av boka er dessverre noe uoversiktlig. Bl.a. er det en delvis sammenblanding av de forskjellige emnene. Boka har heller ikke noe emneindeks. Da mesteparten av innleggene er sterkt spesialiserte, passer ikke boka for dem som ønsker en introduksjonstekst til laserindusert kjemi. Den er nok mere nyttig for spesialister som ønsker en referansetekst innen fagfeltet.

Helge Kildal

Retningslinjer for manuskripter til FRA FYSIKKENS VERDEN

Adresse: Til redaktøren sendes manuskripter for artikler, bokanmeldelser, møtereferater, leserinnlegg o.l.
Til redaksjonssekretæren sendes: korrektur, notiser og små meldinger, og annonser. Postadresse finnes på bladets omslag.

Korrektur: En går ut fra at mottatte manuskripter er fri for feil, og en kan ikke regne med å gjøre forandringer etter at første-korrekturen er returnert til trykkeriet. Normalt foretas korrektur og uttegning i redaksjonen, men dersom forfatteren ønsker å foreta første-korrektur selv, blir avtrykk tilsendt så snart artikkelen er satt.

Særtrykk: Disse bør bestilles samtidig med innsending av manuskriptet. Bestilling mottatt etter at et hefte er trykt og utsendt, kan bare effektueres dersom offset-platene er oppbevart. Eventuell om-ordning av tekst og/eller figurer krever ny plate og fordyrer trykkingen. Særtrykkene faktureres til selvkost. Minste bestilling er 25 eksemplarer. Normalt leveres de uten omslag.

Manuskripter: Generelle retningslinjer vil en finne bl.a. i: Rapportskriving, Universitetsforlaget 1971; og *Ove Høeg:* Vitenskapelig forfatterskap, Universitetsforlaget 1968. Spesielt skal fremheves: tabeller innskutt i teksten bør unngås. Maksimum 2 stk. 1-spalte figurer pr. trykt side. Enkle matematiske formler og uttrykk settes fortløpende, eks.:
$y = (ax + b)/x^2$; $t_2 = t_1 (1 + \exp(t/RC))^{-1}$. Vektorer må symboliseres med pil over bokstavsymbolet, men streker, piler o.l. over eller under bokstaver og tall må tilføyes særskilt, derfor bør de unngås såvidt mulig. Redaksjonen har prøve av alle de bokstaver og tegn som setteriet rår over, og kopi kan sendes på anmodning. Symboler med indeks på indeks, eks.: A med indeks T_0, er uønsket.
I bokanmeldinger brukes skriftstørrelsen petit, og man har ennå sterkere begrensning, bl.a. i muligheter for bruk av matematiske tegn, og symboler med indeks. Redaksjonen må forbeholde seg rett til å gjøre forandringer i manuskriptet når settevansker oppstår.
Figurer trykkes normalt med bredde 1 spalte (= 72 mm) eller mindre. Når figurens utforming og innhold gjør det nødvendig, kan bredde på 1 1/2 spalte trykkes (108 mm). Figurer som krever større bredde enn dette, er uønsket. Til figurfremstilling kreves originaler med gode konturer og kontraster, og tydelige streker i strektegninger. Fotografier har tendens til å bli «grå» i tonen ved reproduksjonen. Tegninger må utføres slik at når de reduseres til trykkestørrelse, blir linjene ikke tynnere enn 0,15 mm og bokstavene minst 1,5 mm høye.
Artikkelens lengde bør ikke være mer enn 4—5 trykte sider, figurer inkludert. Man må regne med at artikkelen deles på to hefter hvis den er lenger.

Innlevering: I følge kontrakt med Postverket utsendes heftene innen siste dag i de 3 første kvartaler, og ca. 15 desember. Ca. 1 1/2 måned før blir manuskripter sendt til setting. Dette blir da tidsgrensen for tilsending av artikler, referater o.l. Små-notiser inntil 10-15 linjer kan tas ennå ca. 2 uker senere. Redaksjonen forbeholder seg rett til å prioritere inntaket av stoff som mottas.

Utgiverpoststed: 7034 Trondheim - NTH.

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Dosent E. Osnes, Fysisk Institutt, Universitet i Oslo.

Styre: Dosent R. S. Sigmond, NTH, Trondheim.
Amanuensis Noralv Bjørnå, Universitetet i Tromsø.
Førstelektor T. Engeland, Universitetet i Oslo, Blindern.
Førstelektor K. Myklebost, Universitetet i Bergen.

Selskapets sekretær:
Gerd Jarrett, Fysikkavdelingen,
Institutt for energiteknikk, Boks 40, 2007 Kjeller.

Postgirokonto: 5 88 38 89.
Bankgirokonto: 5102.20.16001.

Fra Fysikkens Verden

Redaktør:
Forsker Olav Steinsvoll
Institutt for energiteknikk,
Boks 40, 2007 Kjeller

Redaksjonssekretær:
Lab.ing. Halvard Torgersen, Universitetet i Trondheim, Norges Tekniske Høgskole, 7034 Trondheim-NTH.

Redaksjonskomite:
Førsteamanuensis Tryggve Grotdal, Fysisk Institutt, Universitetet i Bergen, 5014 Bergen.
Forsker Jan Myrheim, NORDITA, NBI, Blegdamsvej 17, 2100 København Ø, Danmark.
Førstelektor Øivin Holter, Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, Blindern, Oslo 3.
Lektor K. Jostein Knutsen, Luftkrigsskolen, 7000 Trondheim.
1. amanuensis Ove Bratteng, Nordlysobservatoriet, 9000 Tromsø.
Professor R. Tangen, Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, Oslo 3.

Fra Fysikkens Verden utkommer kvartalsvis. Abonnement kan tegnes gjennom postverket eller direkte fra ekspedisjonen. Årsabonnement kr. 40.00. Årsabonnement for studenter og skoleelever kr. 20.00.

Sekretær:
Gudrun Græsmann.

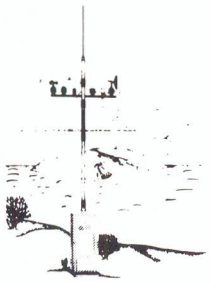
Ekspedisjonens adresse:
Fra Fysikkens Verden
Fysisk Institutt, Universitetet i Trondheim
Norges lærerhøgskole
7055 Dragvoll

Postgirokonto: 5 10 47 24
Bankgirokonto: 8601.36.12279

Data Collection.....

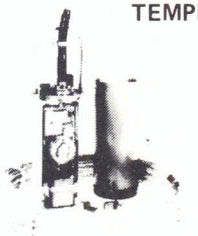
AANDERAA INSTRUMENTS has been developing and manufacturing oceanographical and meteorological data recording instruments since 1966.

The PRODUCTS are designed for long term unattended operation and are known for high quality and reliable performance.



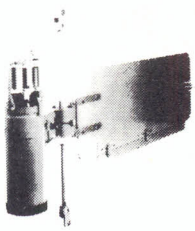
WEATHER STATION

This solar powered station is designed for automatic recording/telemetering of data. A total of 10 different sensors can be employed.



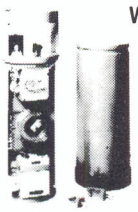
TEMPERATURE PROFILER

for recording of temperature profiles in the sea or lakes, consisting of a recording unit and an 11 point thermistor string. The string is available in lengths up to 100 meters.



CURRENT METER

for recording speed, direction and water temperature of the ocean currents. Provided with sensors for pressure and conductivity when required.



WATER LEVEL RECORDER

for determining water level by precise measurement of the hydrostatic pressure at the sea bed.

Request datasheets for detailed information.

AANDERAA INSTRUMENTS
DATA COLLECTING INSTRUMENTS FOR LAND SEA AND AIR

FANAVEIEN 13
P.O. BOX 160
5051 BERGEN, NORWAY
TEL. (05) 27 40 10
TELEX 40049

N.T.H.-Trykk
Trondheim