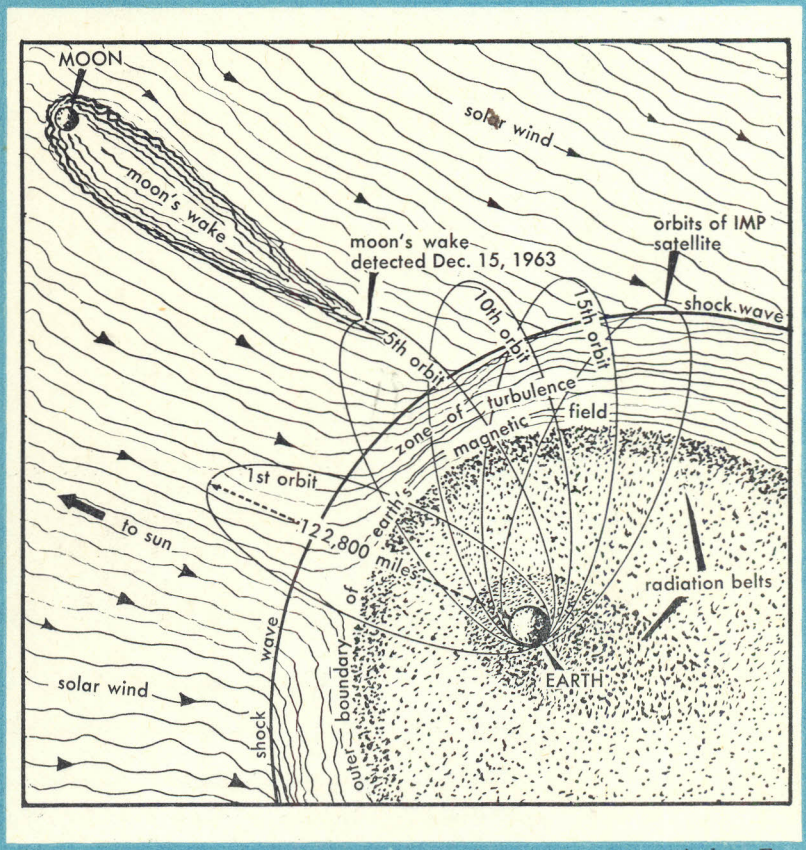
Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD

Gunnar Källen	65
Fysikkens fremtid i Norge	66
Mikroanalysatoren	67
Den solare vind	71
Holografi	81
Sommerskole 1968	88
Bøker	70, 80, 87

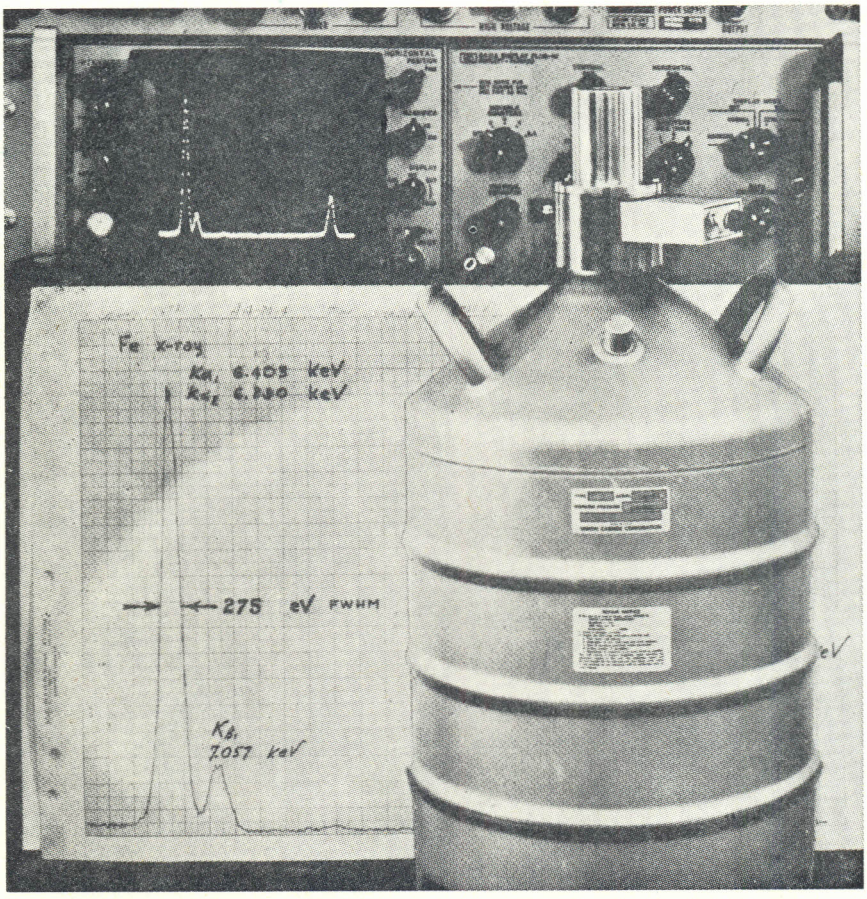


Skisse av sol-vindens virkning på jordens og månens nærmeste omgivelser. Fem av satelliten IMP's omløp er inntegnet.
(Fra J. H. Jackson: Pictorial Guide to the Planets)
Se side 71.

Nr. 4 - 1968
30. årgang

kevex - ray

Røntgenspektroskopisystem



Oppløsning garantert

BEDRE enn 280 eV FWHM for 6,4 keV!

KeVex nye spektroskopisystem bestående av Si(Li)-detektor – forsterker – bias forsterker – "base-line restorer" – for tilkobling til mangekanalsanalysator eller manuelt system, har gitt oppløsning på 225 eV for 6,4 keV røntgenstråling. Topper på 6,403 og 7,057 keV blir helt klart atskilt.
For ytterligere data – kontakt oss!

RØDLAND & RELLSMO A.S.
Forskningsinstrumenter

TELEGRAMADRESSE: DAVINOR
ADR.: LØRENVN. 6, OSLO 5
TLE.: 15 03 90

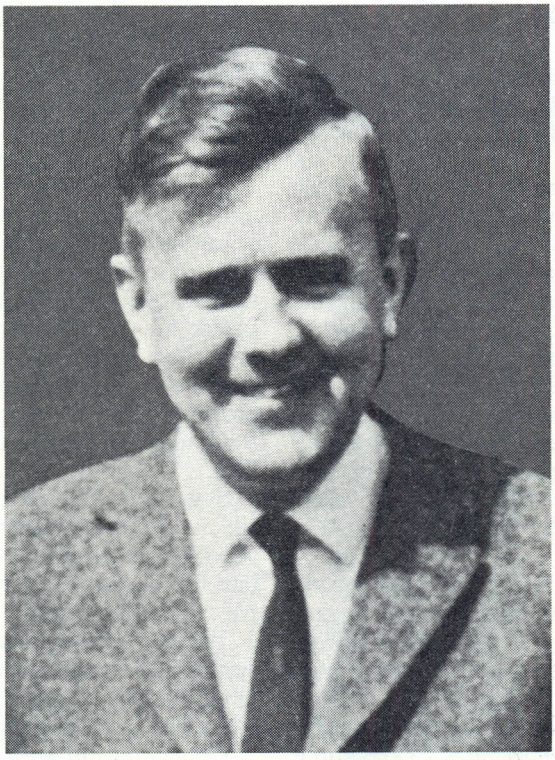
Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 4 - 1968

Redaktør: HAAKON OLSEN

30. årgang



Gunnar Källen

Vi har mottatt den tragiske nyhet at Gunnar Källen omkom ved en flyulykke 13. oktober. En av de fremste fysikere i Europa er dermed gått bort. Han var en fremragende vitenskapsmann og lærer og for de mange som fikk lære han å kjenne, en god venn.

I dypeste takknemlighet vil vi minnes Gunnar Källen.

Haakon Olsen

Har moderne fysikk en fremtid i Norge?

Haakon Olsen

Norsk fysisk forskning vil fra 1969 gå inn i en periode med meget vanskelige forhold for to av de viktigste fagområder i fysikk, elementærpartikkelfysikk og kjernefysikk. Dersom den plan som er skapt av fysikkutvalget under Hovedkomitéen for norsk forskning blir fulgt — som det nå ser ut til at den blir — er det ikke vanskelig å spå at forholdene skal bli så umulige for forskere innenfor disse to fagområder at mange vil la seg tiltrekke av de bedre arbeidsforhold som kan tilbys utenfor landets grenser. Før dette skjer, er det av betydning å få klarlagt hvilke problemer norsk fysikk står overfor. Dette gjør jeg med et håp om at fysikerne vil forstå den farlige utvikling som er i gang og erkjenne det ansvar vi har for fysikk-forskningens framtid i Norge. Jeg mener at fysikkutvalgets plan snarest bør radikalt revideres for å unngå langvarige skadevirkninger for norsk fysikk, og jeg håper på støtte i dette krav, særlig fra de yngre fysikere.

Det er tydelig tale i Stortingsproposisjon nr. 1, 1968–69, (Statsbudsjettet) side 111:

> «Den utgreiinga som har kome frå Hovedkomitéen for norsk forskning om forskning innan fysikk, går ut på at Noreg i første rekkje må satse på fast-stoff fysikk, kosmisk fysikk og biofysikk, medan ei vidare utbygging av kjernefysikk og høyenergifysikk (elementærpartikkelfysikk) først kan kome etter at ein har sikra ein vekst på 10 prosent for dei høgprioriterte områda».

Riktig nok skal «ein i samband med fireårsbudsjettet for 1970–1973 få vurdere utbygginga av elementærpartikkelfysikken ....» Men dersom en ikke når opp over en 10 prosents økning for de tre «høgprioriterte» områdene — og det er vel fare for at dette er meget sannsynlig — skal elementærpartikkelfysikk og kjernefysikk stagnere, hvilket i praksis vil være ensbetydende med at disse forskningsområder vil dø hen.

Og departementet følger opp med handling etter disse retningslinjer: Det bevilges 1 dosentur og 2 amanuensis-stillinger i kosmisk fysikk, 1 dosentur i biofysikk og 1 dosentur som sannsynligvis vil bli øremerket for faste stoffers fysikk. Det norske institutt for kosmisk fysikk får, medregnet de to amanuensisstillinger en økning fra 1,5 mill. kroner for 1968 til 2.3 mill. kroner for 1969. Dette institutt alene får altså en økning på 50 prosent, og totalt får kosmisk fysikk en økning på langt over 10 prosent! Dette er naturligvis en meget større økning enn for noe annet fagområde.

Den uforholdsmessige tilgodeseing av kosmisk fysikk på bekostning av de «uprioriterte» områder som kommer til uttrykk her, har utvilsomt sitt utspring i utredningen fra Hovedkomitéens fysikkutvalg, der den kosmiske fysikk får en tilsvarende meget velvillig omtale. Det skal også fremheves her at denne tilgodeseing av kosmisk fysikk ikke er begrunnet i uttalte, vel funderte planer for forskning med dokumentert vitenskapelig kvalitet.

Statsbudsjettet er en bitter skuffelse for de «ikke prioriterte» fagområder, midt oppe i den velvillige stemning overfor kosmisk fysikk har for eksempel departementet for annet år på rad gått utenom prioritetslisten og avslått å bevilge professorat i elementærpartikkelfysikk ved Universitetet i Bergen. Mangel på bevilgninger til de «uprioriterte» områder vil allerede i år få merkbare følger for fremtiden.

Den situasjon som er fremkommet har sitt utgangspunkt i opprettelsen av Hovedkomitéen for norsk forskning. Denne ble, som så mange komitéer, sammensatt etter retningslinjer som har lite med komitéens funksjom å gjøre. På tross av at Hovedkomitéen skal være det høyeste rådgivende utvalg for forskning, er ikke nødvendigvis de enkelte fagområder behørig representert. På dette vis fremkom den situasjon at bare et av medlemmene i fysikkutvalget arbeider aktivt med det komitéen kaller grunnforskning i fysikk — hans arbeidsområde er kosmisk fysikk. De to andre arbeider med anvendt fysikk, den ene med sterk tilknytning til kosmisk fysikk. Jeg mener bestemt at dette har preget fysikkutvalgets utredning. Siden ingen av med-

lemmene har tilknytning til den fundamentale forskning innenfor den moderne fysikk, har det ikke vært mulig for utvalget å evaluere betydningen av de viktige forskningsområder i fysikk målt etter internasjonal målestokk.

I internasjonal målestokk er de viktige, raskt ekspanderende områder i fysikk (i alfabetisk orden): biofysikk, elementærpartikkelfysikk, faste stoffers fysikk. Kjernefysikk er fortsatt et stort og viktig område med en noe mer moderat vekst enn de tre førstnevnte fysikk-områder. Viktig for norsk undervisning og forskning er at vi ikke kan unnvære å ha sterke forskningsgrupper innenfor disse fire områder dersom vi skal kunne sikre fremtiden for fysisk forskning i Norge. På dette punkt mener jeg at fysikkutvalget tar særlig feil: Vårt nasjonale forskningsmiljø i fysikk kan ikke være tilfreds med at vi bygger ut sterkt en perifer forskningsvirksomhet som for eksempel kosmisk fysikk (hos oss i Norge ionosfærefysikk, «kosmisk geofysikk»), mens to av de viktigste områder — viktigst både som grunnleggende vitenskaper og også i utvikling etter internasjonal målestokk — skal stagnere. Det ansvar vi har overfor fremtidens fysikkforskning må gjøre at vi ikke slår oss til ro med argumenter som at en forskningsgren skal få stor betydning hos oss dersom den tilsynelatende passer godt for våre lokale forhold, eller fordi forskningsgrenen kan produsere «papers» og hovedfagskandidater.

Vårt krav til fullverdig forskningsvirksomhet bør etter min mening tvert om i det vesentlige basere seg på at virksomheten søker å bringe vårt vitenskapelige miljø på et internasjonalt nivå i de grunnleggende vitenskaper. Ved siden av dette krav bør kravet om vel begrunnede forskningsplaner være avgjørende for prioriteringen av fysikk-forskningen. Bare på denne måte kan en fremtidsrettet planlegging sikres.

Mikroanalysatoren

Bård Tøtdal

Mikroanalysatoren er et analyseinstrument spesielt beregnet for røntgenspektrometrisk analyse av elementfordelingen i mikroskopiske områder av et prøvestykke.

Allerede i 1947 tok Hillier patent på et instrument som i prinsippet må ansees som en forløper for våre dagers mikroanalysatorer. Han kom imidlertid ikke så langt som til å bygge instrumentet. Castaing og Guinier utviklet så et praktisk brukbart instrument på basis av et ombygget elektronmikroskop, og Castaing fremla i 1951 resultatene i form av en doktoravhandling (1). I 1955 kom den første kommersielle analysator på markedet, og siden er teknikken stadig blitt videreutviklet og raffinert. I Norge finnes i dag to slike instrumenter, ett ved Sentralinstitutt for Industriell Forskning i Oslo, og ett ved N. T. H.

Prinsipp. En tynn stråle av hurtige elektroner (5–50 keV) skytes mot den prøve som skal undersøkes. Prøven tjener således som anode i et røntgenrør, og emitterer røntgenstråling. Et krav til prøven er at elektronene kan ledes bort. Om prøven er ikke-ledende, dampes derfor et tynt lag ($\sim$ 100 Å) kull eller metall på prøveoverflaten.

Figur 1 viser en skisse av instrumentets hovedkonsoll, som i hovedsaken består av elektronkanon, elektromagnetiske linser for fokusering elektronstrålen, røntgendetektor med krystallmonokromator, detektor for sekundære elektroner (S. E.) og detektor for tilbakespredte elektroner (backscattered electrons, B.S. E.). Man bruker gjerne flere (2–3) røntgenspektrometre slik at flere elementer kan analyseres samtidig. Mellom objektivlinsens polsko er anbrakt fire små magnetspoler. Ved å variere strømmen i disse kan elektronstrålen avbøyes til siden. Alt er plassert i en vakuumtank hvor trykket holdes mindre enn $5 \cdot 10^{-5}$ torr.

Informasjon om prøven gis ved:

1) Signal fra en av røntgendetektorene.
2) Signal fra S.E.-detektorene.
3) Signal fra B.S.E.-detektoren.
4) Strømmen som dannes av de elektronene som absorberes i prøven (sample current, S. C.).

Siv.ing. Bård Tøtdal er stipendiat ved Institutt for røntgenteknikk ved N. T. H.

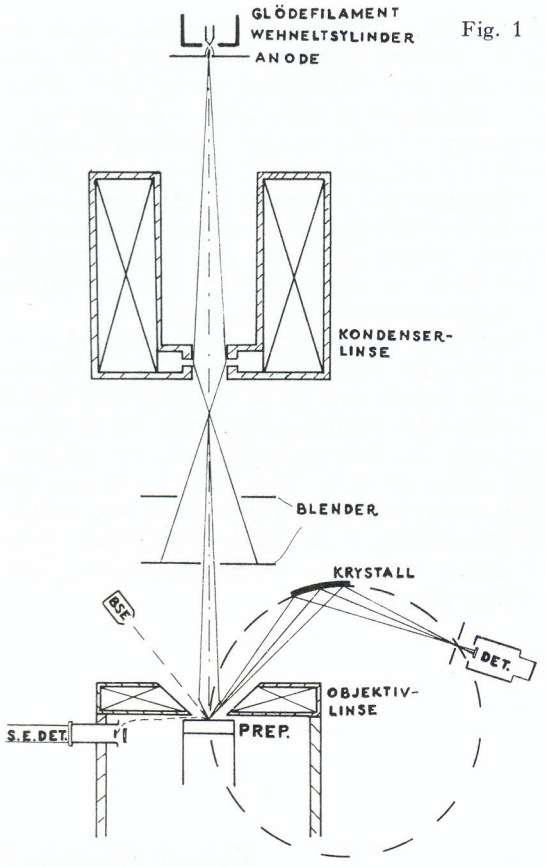


Fig. 1

Med monokromatorene kan man bestemme bølgelengdene for den karakteristiske røntgenstråling og derved foreta kvalitative analyser. Med denne såkalte bølgelengdedispersive analyse kan man vanligvis lett skille mellom naboelementer i det periodiske system, men metoden har den ulempe at monokromatorkrystallen reduserer røntgenintensitetene i vesentlig grad. Ved bølgelengdeoverlapping, som f. eks. for Mo L_α og S K_α, er man henvist til å måle på andre linjer for elementene. Dette kan imidlertid være problematisk hvis stoffene finnes i lave konsentrasjoner.

Grunnlaget for en kvantitativ analyse er den antagelse at intensiteten av en karakteristisk røntgenlinje fra et element er proporsjonal med konsentrasjonen av vedkommende element i prøven. Dette gjør det mulig å bestemme konsentrasjonen ved at man sammenligner intensiteten med intensiteten av den samme linje fra det rene eller en legering av kjent sammensetning. Imidlertid må man korrigere for en rekke forhold som har innflytelse på resultatet. Av faktorer mso påvirker målingene kan nevnes:

1) Kontaminasjon av prøveoverflaten. Dette skjer ved at oljepartikler fra oljediffusjonspumpen kommer under elektronstrålen på prøveoverflaten og brennes til et kullsjikt. Sammenligningsstandarden utsettes også for kontaminasjon, og vanligvis har effekten liten betydning. Den kan gjøres mindre ved å plasere en kjølefelle i nærheten av prøveoverflaten.

2) Ujevnheter i prøveoverflaten. Disse søkes eliminert ved omhyggelig prøvepreparering.

3) Bølgelengdeforskyvning, avhengig av den kjemiske binding av et element. Ved liten konsentrasjon av et element kan man lett forledes til å overse dette helt hvis man ikke er oppmerksom på denne effekten.

4) Bakgrunnsstråling og dødtid i detektorene kan korrigeres for helt rutinemessig.

5) Elektrisk og mekanisk ustabilitet i instrumentet kan søkes utjevnet ved hyppige kalibreringsmålinger.

6) Inhomogeniteter i prøven.

7) Usikkerhet i referansestandarden.

8) Endring i sammenhengen av det analyserte volum beror gjerne på en kombinasjon av oppvarming og elektrisk påvirkning.

9) Avvik i plasering av prøve og standard på spektrometrets fokuseringssirkel.

10) Atomnummereffekt. Inntrengningsdybden og tilbakespredningen av elektroner er ikke like stor for alle elementer. Den genererte intensitet av en røntgenlinje avhenger derfor ikke bare av konsentrasjonen av vedkommende element, men også av den midlere atomvekt og dermed av sammensetningen av prøven, og denne avhengigheten er ikkelineær.

11) Absorpsjon. Strålingen genereres i et volum under prøveoverflaten, og blir derfor svekket på veien ut. Dette kan medføre en meget betydelig korreksjon.

12) Fluorescens. Røntgenstråling av en bestemt bølgelengde genereres ikke bare p. g. a. de innfallende elektronene, men også ved absorpsjon av primær røntgenstråling med mindre bølgelengde. Korreksjonen for dette kan deles i to grupper, nemlig karakteristisk fluorescenskorreksjon som skyldes karakteristisk stråling fra et annet element, og kontinuerlig fluorescenskorreksjon som skyldes det kontinuerlig fluorescenskorreksjon som skyldes det kontinuerlige bremsestrålespektret.

Korreksjonene 10., 11. og 12. er kompliserte, og det eksisterer en rekke teorier og empiriske metoder for løsning av problemet.

Resultatene av de forskjellige korreksjonsprosedyrene avviker tildels ganske strekt, og man kan ved bruk av rene sammenligningsstandarder neppe regne med særlig bedre nøyaktighet enn $\pm$ 5 % (relativt) i konsentrasjonsbestemmelsen. Dette forholdet bedrer seg imidlertid betydelig ved bruk av standarder som ligner prøven i sammensetning, idet man da får praktisk talt de samme korreksjoner for prøve og standard.

Ønsket om å holde elektronstrålens diameter så liten som mulig setter en grense for den elektronstrøm man kan skyte inn i prøven, og dermed for intensiteten av den emitterte røntgenstråling. For å oppnå veldefinerte geometriske forhold for monokromatorene er man dessuten nødt til å anbringe røntgendetektorene forholdsvis langt borte fra prøven. Dette innebærer at bare en liten del av den allerede i forveien svake røntgenstråling blir registrert. Elektronstrålens diameter kan gjøres ca. 0,2μ på prøveoverflaten, men «røntgenstrålens» diameter, dvs. det område hvor røntgenstrålingen genereres, er vanligvis betydelig større, gjerne 5–10μ avhengig av prøvens sammensetning.

Det er en nedre grense for den konsentrasjon av et element som kan detekteres. Man definerer gjerne nedre grense for detekterbarhet ved

$$N - N_B = 3\sigma_B = 3\sqrt{N_B}$$

hvor N er telletall for linjemaksimum og N_B er telletall for bakgrunnen. σ_B er standardavviket for bakgrunnsmålingen. Under gunstige forhold kan man detektere de middeltunge grunnstoffer i konsentrasjoner ned til ca. 0,01 %. Går man ut fra at de emitterte røntgenstråler kommer fra et volum på $10\mu^3$, svarer det til at man kan registrere ca. 10^{-14}g av et grunnstoff.

Foruten å foreta målinger i et punkt kan man også undersøke et elements konsentrasjonsvariasjon langs en linje på prøveoverflaten. Dette gjøres ved å la prøven bevege seg med jevn hastighet i den ønskede retning mens detektorsignalet integreres og registreres av en linjeskriver. En slik konsentrasjonsprofil kan også oppnås ved å holde prøven i ro og ved hjelp av avbøyningsspolene å avbøye elektronstrålen langs linjen. Detektorsignalet kan etter integreringen eventuelt føres til y-kanalen på en x-y-skriver eller et oscilloskop, mens x-avbøyningen styres synkront med bevegelsen av elektronstrålen på prøveoverflaten.

Man kan også la elektronstrålen feie over et område på prøven ved å la avbøyningsspolene avbøye strålen i to retninger vinkelrett på hverandre. Hvis man lar x- og y-avbøyningen for et oscilloskop styres synkront med elektronstrålen, og lar detektorsignalet modulere lysintensiteten for oscilloskopet, vil man på oscilloskopskjermen få et bilde av fordelingen av et grunnstoff ved prøveoverflaten.

Tilbakespredningen av elektroner avhenger av prøvens atomnummer. Hvis man lar signalet fra BSE-detektoren modulere lysintensiteten på oscilloskopskjermen, mens elektronstrålen beveges over prøven, får man et bilde av atomnummervariasjonen i prøven. Den geometriske oppløsningsevnen ved denne metoden er bedre enn ved registrering av røntgenemisjonen fra et element.

Videre kan man registrere den absorberte elektronstrøm og la den modulere oscilloskopets lysintensitet på samme måte. Antallet av absorberte elektroner er komplementært med antallet av de reflekterte, og dermed også avhengig av prøvens atomnummer.

Endelig kan signalet fra sekundærelektrondetektoren utnyttes tilsvarende. Sekundær-

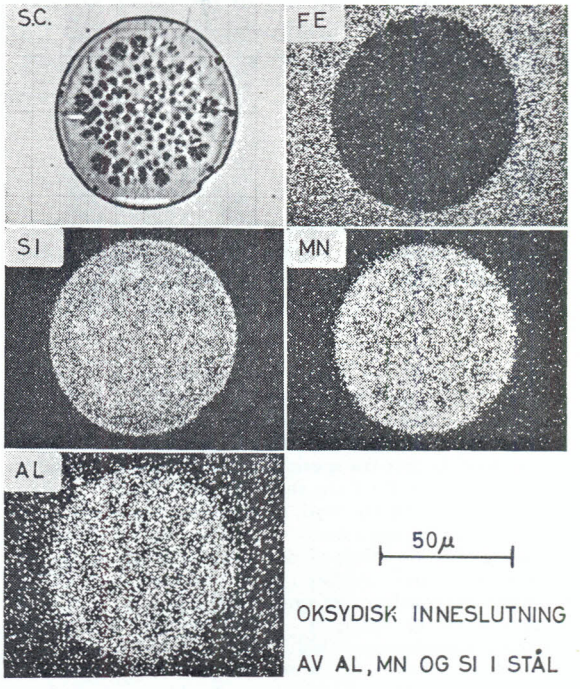
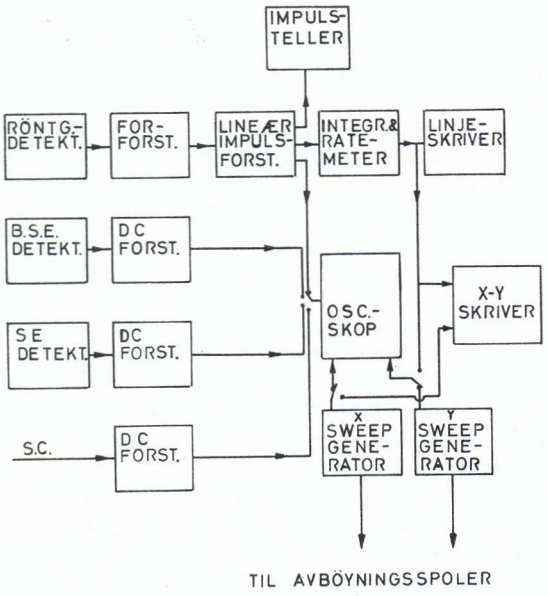


Fig. 2



elektronene er lavenergetiske og trekkes bort til detektoren ved hjelp av en passende positiv forspenning. Fordi de trekkes bort i retning langs prøveoverflaten, blir signalet i SE-detektoren mer følsomt for ujevnheter i prøveoverflaten enn hva tilfellet er med BSE-detektoren.

De muligheter som her er nevnt, er de viktigste former for uttak av informasjon. En kombinasjon av dem er vanligvis nødvendig for å få god informasjon om sammensetningen av en prøve. Et eksempel på billedopptak ved hjelp av røntgensignaler og absorbert strøm er vist i fig. 2 som viser en oksydinneslutning av Al, Mn, Si og Fe i stål.

I fig. 3 er mulighetene for informasjonsuttak skjematisk antydet.

Anvendelser. En analysemetode som analyserer mikrovolumer kvalitativt og kvantitativt uten å ødelegge prøven, vil åpenbart kunne anvendes i en lang rekke undersøkelser. Innen metallurgien har metoden vist seg velegnet til faseanalyse, identifisering av inneslutninger og forurensninger, studium av diffusjonsforløp og konsentrasjonsgradienter og analyse av korrosjonsprodukter. Forurensninger av halvledere og andre elektroniske komponenter kan identifiseres med mikroanalysatoren, og en rekke nye mineraler er oppdaget og analysert. Endog for undersøkelse av biologiske prøver, bl. a. blod, har metoden vist seg effektiv, men prøveprepareringen er her gjerne komplisert samtidig som prøven lett blir ødelagt av elektronstrålen.

LITTERATUR:

[1] *R. Castaing:* Thèse. Paris 1951.
[2] *L. S. Birks:* «Electron Probe Microanalysis» Interscience Publishers, New York, 1963.
[3] *H. Malissa:* «Elektronenstrahl-Mikroanalyse», Handbuch der Mikrochemischen Methoden, Band IV, Springer-Verlag, Wien, 1966.

Bøker

K. H. Hellwege: Einführung in die Festkörperphysik I, Springer Verlag 1968. Heidelberger Taschenbücher Band 33. 170 sider 8vo. Pris DM. 9.80.

Denne boken er basert på forelesninger i faste stoffers fysikk for fysikkstuderende ved den tekniske høyskolen i Darmstadt. Mesteparten av stoffet er tatt fra fellesforelesninger for alle fysikkstuderende, men noe er også hentet fra spesialforelesninger for studenter som er interessert i faste stoffers fysikk. Boken er den første i en serie på tre bind, og tilsammen tar disse sikte på å gi en innføring i metoder som er spesielle for faste stoffers fysikk og ellers gi det nødvendige grunnlag og oversikt for videre studier i dette området av fysikken. Oversatt til engelske og amerikanske forhold kan man si at bøkene er beregnet på «senior undergraduates» og «junior graduates» slik at det er naturlig å sammenligne med allerede eksisterende lærebøker med tilsvarende målsetting, f. eks. den veletablerte «Introduction to Solid State Physics» av Kittel.

Faste stoffers fysikk er som kjent et meget omfattende område, og et utvalg av emner til en elementær lærebok vil vel alltid kunne diskuteres. Denne boken behandler utelukkende ideelle krystaller: symmetriegenskaper, krystallstruktur, strukturbestemmelser, diffraksjon, gitterdynamikk, Debyeteori etc., med et lite tillegg om krystaller under påvirkning av ytre felter der fenomener som elektrisk og termisk ledningsevne, krystallopptikk og piezoelektrisitet er meget kort omtalt. Andre sentrale og grunnleggende emner som gitterfeil, elektronteori (metaller), magnetisme — for bare å nevne noen — må man forvente å finne i de to følgende bind. Det er derfor vanskelig å gi en rettferdig vurdering av boken før de neste bindene foreligger.

Behandlingen av de emner som er tatt med i dette bindet ser ut til å omfatte det man med rimelighet kan vente innenfor den rammen som står til rådighet. Fremstillingen har et passende vanskelig matematisk nivå, og det illustrasjonsmaterialet som er benyttet, er instruktivt og greitt. Men noen spesiell grunn til å fremheve denne boken fremfor allerede eksisterende bøker er det ikke lett å finne, hvis da ikke de neste to bindene skulle by på overraskelser.

Tore Amundsen.

Den solare vind

Eberhart Jensen

Partikkelstråling

Med solar vind forstår vi den kontinuerlige strøm av partikler som utgår fra solen og som alltid er tilstede uavhengig av om solaktiviteten er høy eller lav. De langt tettere og mere energetiske partikkel-skurer som opptrer i forbindelse med de dramatiske utbrudd på solen skal vi ikke omtale i detalj her.

Astronomene har diskutert en partikkelutstrømning fra solen og har prøvd å angi kvantitative data for massetapet så langt tilbake som omkring 1915. Disse første beregninger bygget på analogier med partikkeltapet, av astronomer kalt «fordampning», fra planetenes atmosfærer. Dette var et spørsmål som dengang ble ivrig diskutert og som tidlig ga svar på hvorfor enkelte av planetsystemets medlemmer som vår måne og Merkur ikke har atmosfære. Tankegangen bak beregningene av fordampningen fra en planetatmosfære er meget enkel. Hvis R og g betegner henholdsvis radius og tyngdeakselleraasjon ved planetens overflate vil den parabolske hastighet eller unnvikelseshastigheten være gitt ved

$$V_e = \sqrt{2gR}.$$

En partikkel med denne utgangshastighet som beveger seg i radiell retning uten støt vil ha akkurat tilstrekkelig kinetisk energi til å komme klar av planetens tyngdefelt, idet den ender opp i det uendelig fjerne med hastighet lik null. Hvis en antar at hastighetene for partiklene i atmosfæren følger en Maxwell-fordeling vil endel ha hastigheter som overstiger V_e. Disse vil kunne unnslippe hvis hastighetsvektorene ligger innenfor et begrenset romvinkelområde omkring radius vektor og hvis tettheten i lagene over er tilstrekkelig lav. For å ta hensyn til støt i en planetatmosfære hvor nøytrale atomer og molekyler er i overvekt, kan en regne med støttverrsnitt som er uavhengige av hastigheten mellom partiklene. En kan med andre ord regne som om partiklene var faste kuler. Dette fører til at bare et relativt tynt ytre lag av atmosfæren, kalt exosfæren, bidrar til fordampningen. Anvendt på solens atmosfære er imidlertid dette enkle bilde ikke uten videre brukbart. I solens korona, hvor temperaturen er omtrent en million grader og hvor tettheten er 10^{-10} g/cm^3 er jonisasjonsgraden tilsvarende høy. Her må en bruke mere kompliserte modeller med Coulomb-krefter mellom partiklene.

Ved beregning av fordampningen fra en jonisert atmosfære dukker det også opp en annen vanskelighet som lenge var en felle for de som arbeidet med disse problemer. Siden den midlere termiske hastighet er omvendt proporsjonal med kvadratroten av partikkelmassen vil en langt større del av elektronene ha hastigheter som overskrider unnvikelseshastigheten enn de tyngre bestanddeler av gassen. Solen vil derfor som følge av fordampningen bli positivt ladet. Det ble imidlertid vist av Pannekoek og Rosseland i 1926 at bare en meget liten ladnings-separasjon er tilstrekkelig til å kompensere for denne tendens. Det elektrostatiske felt som oppstår medfører at f. eks. en hydrogen-atmosfære mister like mange protoner som elektroner pr. tidsenhet ved fordampning. Teorien viser at alt vi har å gjøre i dette tilfelle er å modifisere uttrykket for unnvikelseshastigheten til

$$V_e^1 = \sqrt{gR}.$$

Dette viser at de massebærende partikler, protonene, slipper lettere ut siden det elektrostatiske felt som oppstår ved ladnings-separasjonen er rettet utover. Eller med andre ord, de lett bevegelige elektronene har en tendens til å trekke protonene med seg utover. Dette viktige resultat, som fører til en betydelig økning I antallet av partikler som unnslipper, ble først anvendt på solkoronaen omkring 1950. På denne tid ble masseutveksling mellom stjerner og det interstellare rom diskutert med stor interesse i forbindelse med de nye teorier for stjernenes dannelse og utvikling. En del hel arbeider over solens massetap så også dagens

Dr. Eberhart Jensen er professor ved Institutt for teoretisk astrofysikk ved Universitetet i Oslo.

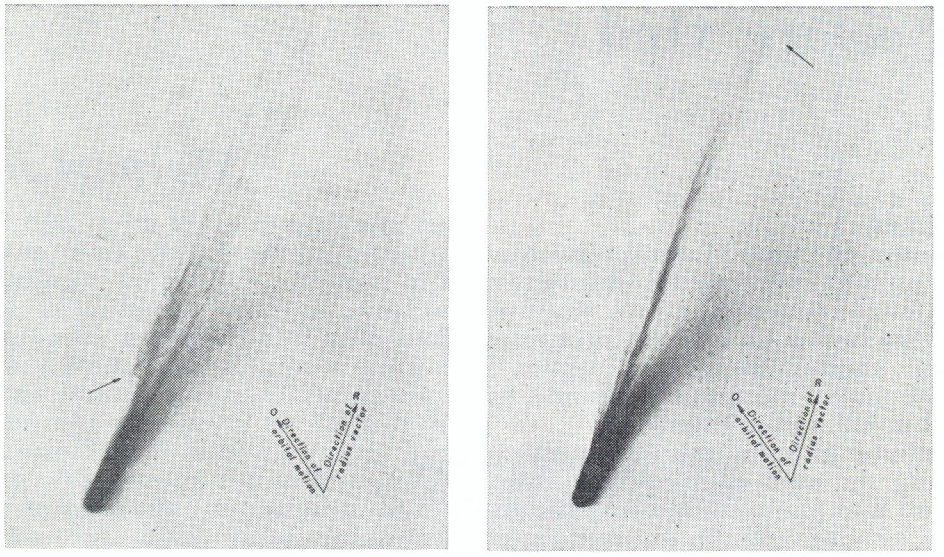


Fig. 1. Komet Mrkos (1957d) fotografert ved Mount Wilson observatoriet 23. og 25. august. Legg merke til forflytningen av detaljen som er merket med pilen.

lys. Mens det elektrostatiske felt ble tatt med i disse regninger, ble det regnet med et konstant støt-tverrsnitt, idet en forutsatte at partiklene beveget seg med relativ hastighet lik den midlere termiske hastighet. På denne måte kunne en opprettholde den betydelige forenkling som exosfæremodellen innebærer. Det ble funnet massetap av størrelsesorden 10^{34}–10^{35} protoner og elektroner pr. sekund, eller 10^{17}–10^{18} g pr. år. Dette svarer til en fluks på jordens avstand lik $3 \cdot 10^6$–$3 \cdot 10^7$ partikler pr. cm^2 og pr. sekund.

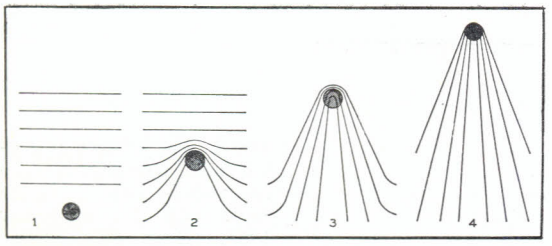
Disse verdier ligger som vi skal se godt under det en finner ved direkte målinger fra satellitter og sonder.

Kometene som «vindmålere» i det interplanetariske rom.

Selv om det var vel kjent at solen sendte ut partikler også uten aktivitet, hadde en for den rolige sol bare de foreløpige teoretiske verdier å holde seg til. Først i 1951, gjennom Biermann's arbeider, ble det klart at en i det minste til visse tider hadde meget følsomme naturlige vindindikatorer i det interplanetariske rom, — nemlig komethalene. I nesten alle tilfeller peker komethalene bort fra solen. Forøvrig kan komethalene være meget forskjellig av form, noen er lange og rette, andre er sterkt krommet og brede som en vifte. De haler som egner seg best for å undersøke den solare vind er lange og rette og består vesentlig av joniserte gasser (Type I i astronomisk terminologi). I slike haler opptrer det ofte strukturer i form av lange smale utløpere eller som mindre områder som er lysere enn omgivelsene, knuter. Ofte viser slike strukturer raske forandringer med tiden (Fig. 1). Det hender for eksempel at en knute beveger seg utover i komethalen med aksellererende hastighet, og at en utløper forandrer kromning og sveiper over et stort område på kort tid. For å forklare slike fenomener ble det tidlig pekt på at det måtte eksistere en kraft som virker i retning bort fra solen og som viser store variasjoner med tiden. Halenes kromning og de målte aksellerasjoner ble brukt til å bedømme størrelsen av denne frastøtende kraft. For haler av type I fant man fra 20 opp til noen hundre ganger tyngdekraften, og i enkelte tilfeller helt opp til noen tusen.

Nå var den klassiske forklaring på komethalenes orientering at strålingstrykket fra solen drev de fordampede partikler ut fra kometens hode i retning vekk fra solen. Men kraftens størrelse og de hurtige tidsvariasjoner gjorde denne forklaring vanskelig å akseptere. Spørsmålet om hvordan komethalene ble dannet var derfor lenge et av de mange uløste problemer i kometenes fysikk.

I sitt arbeide fra 1951 framsatte Biermann den hypotese at komethalenes orientering skyldtes at det fordampede stoffet fra kometens hode ble revet med i en partikkel-



The lines indicate the magnetic field in a cloud of charged particles from the sun. H. Alfven made drawings like these (adapted from "Handbuch der Physik") to show stages in the encounter of a comet head (shaded circle) with such a cloud, warping and dragging the lines of force. Alfven believes changes in comet tails are primarily magnetic in nature.

Fig. 2. Skjematisk bilde av hvordan et magnetfelt med retning loddrett på hastigheten i den solare vind vil deformeres av et komethode. (Etter Alfvén).

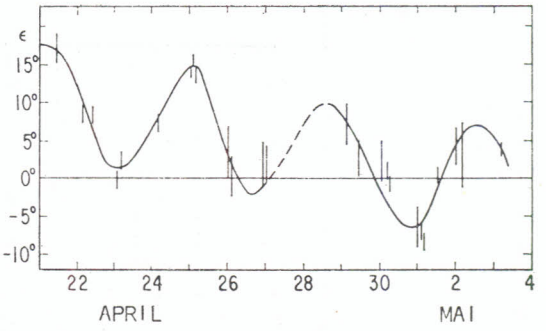


Fig. 3. Vinkelen mellom radius vektor og halens retning for komet Burnham (1960II) som funksjon av tiden. (Etter Malaise).

strøm fra solen, som måtte variere meget i styrke, men alltid være tilstede. Siden komethalene viste samme oppførsel uavhengig av heliografisk bredde måtte partikkel-strømmen være mer eller mindre isotrop.

De første overslag som Biermann gjorde viste at hans mekanisme fordret meget høye verdier på partikkel-fluksen, nemlig 10^{11}–10^{13} partikler pr. cm^2 og s. på jordens avstand. Med hastigheter på 1000 km/s for partiklene ga dette tettheter i strømmen på 10^3–10^5 pr. cm^3. Dette syntes altfor høyt, etter det som var kjent fra geofysiske data, og det ble antydet at de støt-tverrsnitt som ble brukt kanskje var for lave. Imidlertid viste senere beregninger at det motsatte var tilfelle. Biermann's opprinnelige hypotese måtte derfor modifiseres, og Alfvén viste i 1957 at dette kunne skje ved å anta at plasmaet fra solen førte et magnetfelt med seg. Overføringen av bevegelsesmengde fra plasma til komethale vil da bli en langt mere effektiv prosess, slik at både hastighet og tetthet kan reduseres til mere rimelige verdier. Kvantitativt er det vanskelig å forfølge denne kollisjonsprosess, men en tenker seg at feltlinjene stoppes av den joniserte sky som omgir kometen og at de presses langs sidene av komethodet og ut i tilnærmet radiell retning fra solen (se Fig. 2). De trådliknende utløpere finner sin naturlige forklaring på denne måte, idet den karakteristiske dimensjon loddrett på feltlinjene vil bli av størrelsesorden som jonenes gyroradius. At plasmastrømmen som utgjør den solare vind er magnetisk er blitt fullt ut bekreftet av de direkte målinger. Retningen for en komethale i forhold til radius vektor til solen er bestemt av hastigheten av den solare vind og av kometens banehastighet helt i analogi med lysets abberasjon. Disse vektorer er tegnet inn på figur 1. Som det fremgår av figur 3 kan en komethales retning variere mellom vide grenser fordi både hastigheten og retningen av den solare vind skifter (sammenlign Fig. 5).

Direkte målinger fra satellitter og sonder.

De første kunstige satellitter hadde relativt lave baner og kom knapt nok utenfor magnetosfæren. Derfor var det månesondene Lunik II og Lunik III fra 1959 som ga de første data om den uforstyrrede solare vind. Av senere målinger er det i første rekke de som ble oppnådd med planetsondene Mariner II, Mariner IV, Venus II og Venus III som har interesse fordi det her dreier seg om kontinuerlige måleserier med samme apparatur over lange tidsrom. Resultater fra seriene IMP, Pioner, Explorer, Vela og Zond vil også bli brukt i det følgende. Det foreligger i det hele tatt en stor mengde data som vi skal prøve å gi en oversikt over uten å gå for meget i detaljer eller gjøre forsøk på å behandle de forskjellige sonder i kronologisk rekkefølge.

a. Partikler.

Vi skal først se på hvilke verdier for partikkel-fluks, hastigheter, og tettheter som er målt direkte i den solare vind. Jonefluksen ligger mellom $3 \cdot 10^7$ og $3 \cdot 10^9$ pr. cm^2 og s. Selv de største verdier som er målt er altså vesentlig mindre enn Biermann's første overslag.

Middelhastigheten varierer også mellom vide grenser, fra 200 til 850 km/s. Tettheten oppviser svingninger over to størrelsesordner fra 1 til 120 pr. cm^3. Som eksempel på hvordan målingene fordeler seg i en måleserie viser figur 4 resultater fra IMP-1. Den midlere fluks er her lik $3{,}5 \cdot 10^8$, middelverdien for hastigheten var 360 km/s og for tettheten

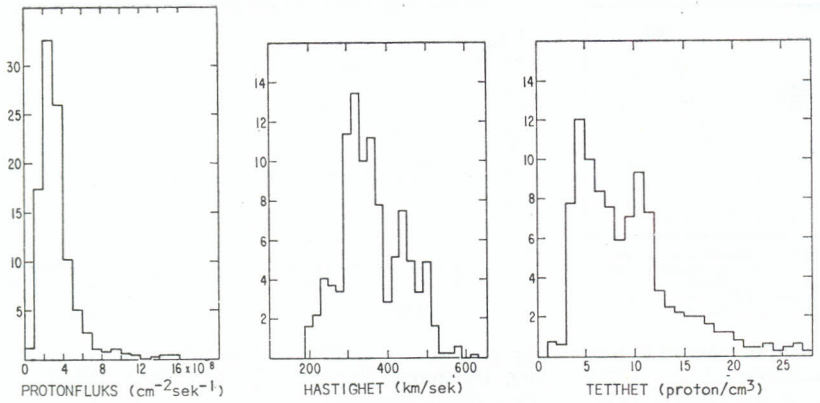


Fig. 4. Fordelingen av proton-fluks, hastighet og tetthet målt fra IMP-1 som ble skutt opp 27. november 1963. (Etter Pai, Bridge, Lyon og Egidi).

10 pr. cm². Til sammenlikning kan nevnes at Venus-sonden fra 1962, Mariner II, ga større verdier på hastighetene idet 90 % av alle målte verdier lå mellom 360 og 700 km/s med 505 km/s. som middelverdi. I alle de nevnte parametre måles det ofte meget raske fluktuasjoner, og heller ikke retningen for den solare vind er konstant. Dette ser vi et godt eksempel på i figur 5. Vi skal se nærmere på slike fluktuasjoner under diskusjonen av finstrukturen i det interplanetariske medium.

Når hastighetene ikke varierer for raskt med tiden er det som regel mulig å tilpasse en Maxwell-fordeling til det observerte hastighetsspektrum. De temperaturer som fremkommer på denne måte ligger omkring $1{,}5 \cdot 10^5$ °K for jonene, men variasjonene er betydelige. Den laveste temperatur som ble bestemt fra Mariner II data var $3 \cdot 10^4$ °K og den høyeste $6 \cdot 10^4$ °K, mens Explorer X ga temperaturer helt opp til $8 \cdot 10^5$ °K. Disse temperaturer bør betraktes med en viss skepsis, både fordi hastighetsfordelingen er forskjellig i de forskjellige retninger, og fordi en Maxwell-fordeling ofte bare dårlig lar seg tilpasse til de målte hastigheter. Et eksempel på en anisotrop hastighetsfordeling er vist på figur 6. Som vi ser er temperaturen høyest langs magnetfeltet. Dette er en alminnelig regel når det er anisotropi tilstede (Fig. 7), og er en bekreftelse på at magnetfeltet kontrollerer diffusjonen i det interplanetariske plasma. Flere av de beste måleserier som foreligger viser at det er en korrelasjon mellom temperatur og middelhastighet i strømmen. Når middelhastigheten er høy, er også temperaturen høy. Hvorvidt det også eksisterer en sammenheng med temperaturen i det område av solatmosfæren som sender ut partiklene er det ennå ikke mulig å avgjøre.

Med Pioneer VI og VII fra 1965 og 1966 ble det også målt elektrontemperaturer. Det viser seg at disse ligger systematisk høyere enn jonetemperaturene, og forskjellen kan i enkelte tilfelle beløpe seg til mer enn en faktor to. Dette bekrefter beregninger som viser at på grunn av elektrongassens høye termiske ledningsevne vil elektrontemperaturen ligge

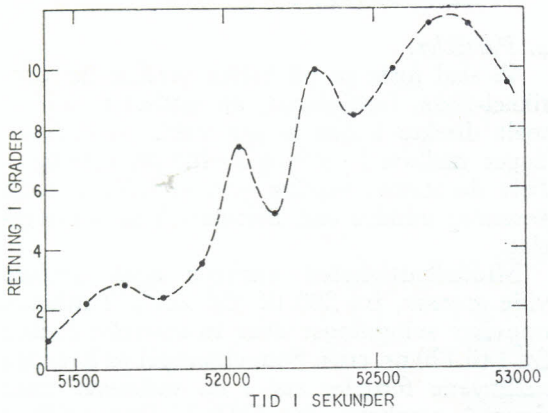


Fig. 5. Forandringer i retningen for den solare vind observert fra Vela-2, 5. mai 1965. (Etter Strong, Asbridge, Bame og Hundhausen).

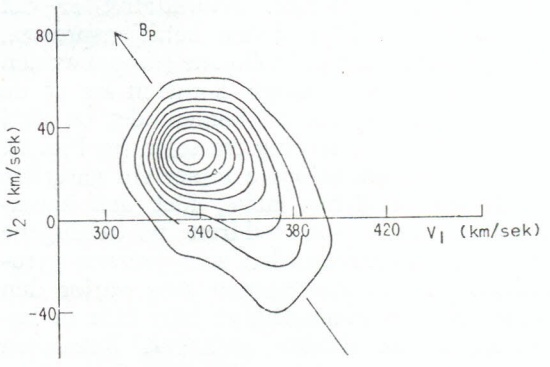


Fig. 6. Hastighetsfordeling av protoner målt fra Vela-3, 5. august 1965. Trekanten angir middelhastigheten, pilen er retningen for magnetfeltet målt fra IMP-3. (Etter Hundhausen, Bame og Ness).

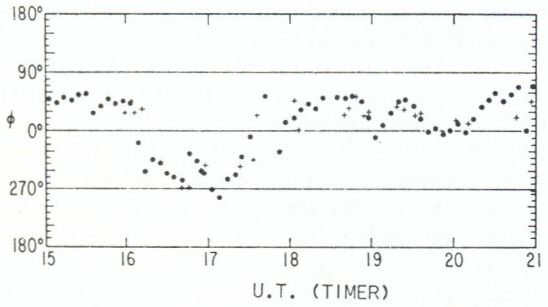


Fig. 7. Retningen av maksimal proton-temperatur (kryss) målt fra Vela-3 og magnetfeltretningen (prikker) målt fra IMP-1, 4. august 1965. (Etter Hundhausen, Bame og Ness).

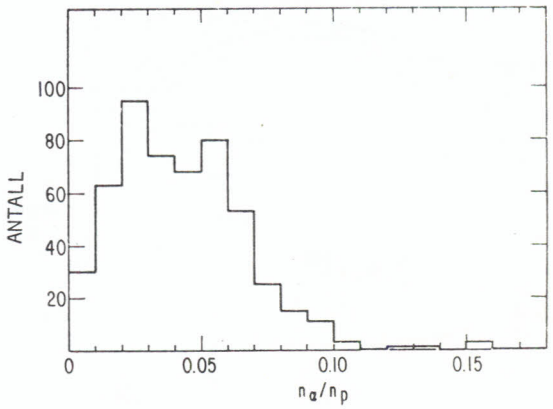


Fig. 8. Fordelingen av forholdet mellom antall α-partikler og protoner målt fra Vela-3. (Etter Strong, Asbridge, Bame og Hundhausen).

et sted mellom koronaens temperatur og jonetemperaturen.

Mange interessante problemer knytter seg til spørsmålet om den kjemiske sammensetning av den solare vind. Helium i form av α-partikler er blitt observert med en rekke sonder, og fem, seks og syv ganger jonisert oksygen er påvist med Vela-3. Data fra denne satellitt viste også at He^3 er tilstede i små mengder. Fra Mariner II-data ble middelverdien av forholdet mellom antall α-partikler og antall protoner bestemt til 0.046 med en meget betydelig spredning. Samme verdi ble funnet fra Vela-3. Figur 8 gir et godt inntrykk av spredningen. Den kosmiske hyppighet av helium er ikke kjent med særlig stor nøyaktighet. Eldre verdier ligger omkring 0.15, mens de fleste nyere gir 0.10 eller noe lavere. Den målte heliumhyppighet i den solare vind er altså lavere enn den kosmiske hyppighet skulle tilsi. De foreløpige data over He/O forholdet synes å vise at dette ligger under den kosmiske verdi med en faktor på omtrent 1,6. Den akselerasjonsmekanisme som er virksom i solens ytre atmosfære skulle etter dette å dømme være utpreget selektiv.

b. *Magnetfelter.*

Vi har før nevnt at det ikke er mulig å forklare komethalenes oppførsel uten å forutsette at et magnetfelt er tilstede i den solare vind. Dette har fullt ut blitt bekreftet av målinger. Alle måleserier gir imidlertid relativt lave feltstyrker, bare noen få γ ($1\gamma = 10^{-5}$ gauss). Måleusikkerheten ligger som regel omkring 0.2γ. Sammenliknet med den kinetiske energitetthet i den solare vind er den magnetiske energitetthet en til to størrelsesordner lavere, men omtrent av samme størrelsesorden som den termiske energitetthet. Nå er den elektriske ledningsevne i dette plasma meget høy slik at det er en god tilnærmelse å regne som om magnetfeltet er «frosset fast» i materien. Men siden den magnetiske energitetthet er mindre enn den kinetiske vil magnetfeltet bli ført med strømmen og dirigert av denne. Situasjonen er derfor den omvendte av den vi finner hos visse typer protuberanser hvor magnetfeltet dominerer og feltlinjene derfor bestemmer bevegelsesretningen. Allikevel er magnetfeltet av stor betydning for mange prosesser i den solare vind, først og fremst for varmeledning og diffusjon. Dette fremgår meget tydelig hvis vi sammenlikner et protons gyro-radius i et felt på 1γ med den midlere fri veglengde partiklene ville ha uten magnetfelt. For et proton med hastighet 100 km/s fører selv dette svake magnetfelt til en gyro-radius som bare er en promille av den midlere fri veglengde. Retningen av feltlinjene er som de øvrige parametre i den solare vind langt fra konstant. Midlet over større områder og over tidsrom av størrelsesorden døgn viser imidlertid feltlinjene et storstilet spiral-mønster. På jordens plass har feltet en retning som avviker ca. 45 ° fra retningen til solen. Wilcox og Ness fant fra IMP-1data at den magnetiske polaritet i dette spiralmønster var den samme gjennom store sektorer. I de tre solrotasjoner fra 27. november 1963 som observasjonene dekket holdt sektor-oppdelingen seg noenlunde konstant. Innenfor et 27-døgns omløp var polariteten positiv (vekk fra solen) i 2/7 av tiden, deretter negativ 2/7, positiv i 2/7 og tilslutt negativ i 1/7 slik som vist på figur 9. Overgangen mellom sonene med motsatt polaritet var skarp og det definitive polaritetsskifte tok bare ca. 5 minutter. Dette svarer til at overgangen

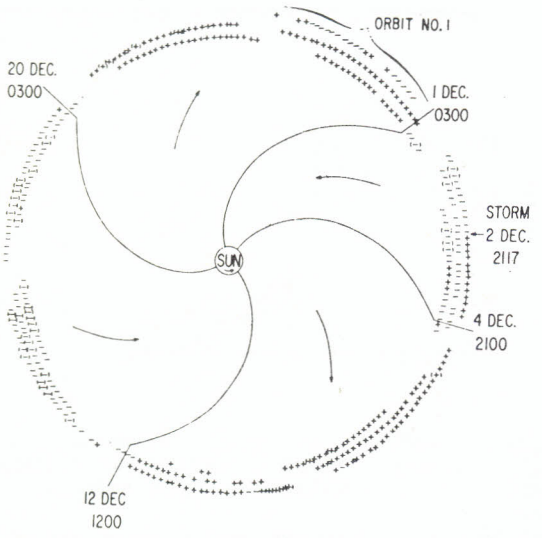


Fig. 9. Sektor-strukturen i magnetfeltet observert fra IMP-1. Plus- og minus-tegnene angir de observerte polariteter, mens den indre del av figuren gir et skjematisk bilde av feltlinjeforløpet. (Etter Wilcox og Ness).

skjedde over en avstand på 150 000 km. Spiralmønstret følger altså med i solens rotasjon (se fig. 10), og som vi senere skal se går kraftlinjene ut fra områder på solen med tilsvarende polaritet. At magnetfelter på solen som blir dratt med i den solare vind ville ha et slikt forløp ble vist teoretisk av Parker allerede i 1958. Til tross for at den solare vind avviker lite i retning fra radius vektor fra solen, følger feltlinjene med i solrotasjonen og passerer derfor jorden fra øst med en hastighet på ca. 440 km/s, som tilsvarer corotasjon på jordens avstand. Siden hastigheten i den solare vind er omtrent like stor vil vinkelen som feltlinjene danner med retningen til solen bli tilnærmet 45 °. En enkel analogi gir et godt bilde av forholdet mellom magnetfelt og solar vind. Når en grammofonplate roterer svarer rillene til de magnetiske kraftlinjer, mens stiften som beveger seg radielt utover representerer den solare vind. Bare på et punkt halter sammenlikningen, ved grammofonplaten er det rillene som styrer stiften, mens det er den solare vind som styrer de interplanetariske feltlinjer fra solen.

Hvis vi ser på hvordan de øvrige størrelser som måles varierer innenfor en sektor finner vi karakteristiske trekk som med visse modifikasjoner gjelder alle sektorer. Som vist skjematisk på figur 11 er både magnetfelt og hastighet størst et par døgn etter at sektorgrensen passerer. Partikkeltettheten derimot har et minimum midt i sektoren, derfor har partikkelfluksen et utpreget maksimum ved den ledende sektor-grense. Magnetiske data fra Mariner II viste også en 27-døgns rekurrens, men polariteten skiftet her bare to ganger pr. solrotasjon. Data fra Mariner IV gir et mindre klart bilde. Polariteten skiftet en rekke ganger uten at det kunne påvises noen tendens til periodisitet. Dette kan skyldes at Mariner IV-observasjonene ble utført nær minimum i solaktivitet i 1964, altså på en tid med svake magnetiske områder på solen. Det skal derfor bli interessant å se hva som

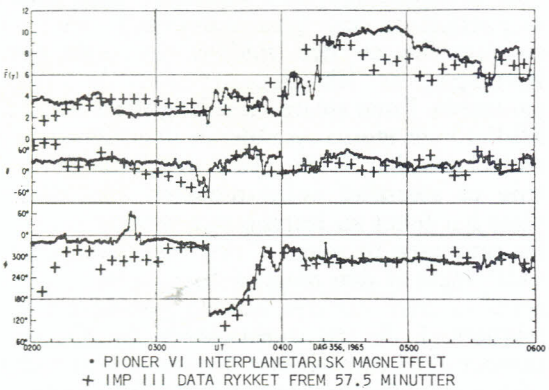


Fig. 10. Målinger av magnetfeltets styrke og retning fra to satellitter Pioneer-6 og IMP-3. Satellittenene hadde en avstand på $1.3 \cdot 10^6$ km og observasjonene er forskjøvet 57.5 minutter i forhold til hverandre for å gi best overensstemmelse. Dette svarer til en hastighet i asimutal retningen på ca. 400 km/s og er et sterkt argument for at magnetfeltet følger med i solrotasjonen. (Etter Ness).

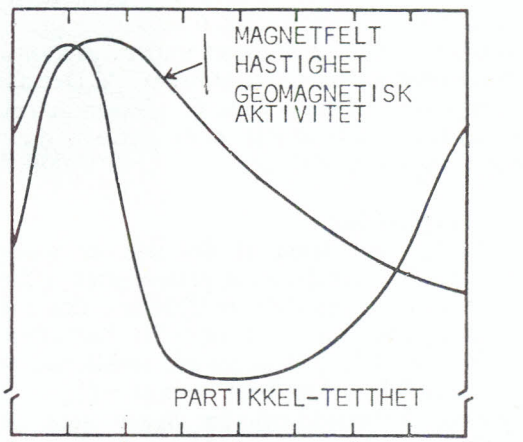


Fig. 11. Variasjon av magnetfelt, vindhastighet, partikkeltetthet og geomagnetisk aktivitet innenfor en sektor vist skjematisk. (Etter Wilcox, Schatten og Ness).

Fra Fysikkens Verden

30. årgang
1968

NORSK FYSISK SELSKAP
TRONDHEIM 1968

Fra Fysikkens Verden

Redaktør:
Professor, dr. Haakon Olsen
Norges Lærerhøgskole, Trondheim

Redaksjonskomite:
Rektor Finn Berntsen, Trondheim
Universitetslektor Wilhelm Løchstøer, Blindern
Dr. philos. Tormod Riste, Kjeller
Professor Steingrim Skavlem, Bergen
Dr. techn. Helge Øverås, Genéve

Teknisk medarbeider:
Lab.ing. Halvard Torgersen, N.T.H., Trondheim

Norsk Fysisk Selskap

Formann:
Professor, dr. Njål Hole

Styre:
Direktør O. Chr. Bøckman †
Professor, dr. Nicolai Norman
Professor, dr. Harald Trefall
Dr. philos. Tormod Riste

Selskapets sekretær:
Torø Saugestad,
Fysisk institutt, N.T.H.
7034 — Trondheim

Tidsskriftets sekretær:
Randi Bostad,
Fysisk institutt, N.L.H.T.
7000 — Trondheim

FORFATTERREGISTER

Amundsen, Tore: (bokanm.) K. H. Hellwege: Einführung in die Festkörperphysik I 70
Dybvik, Karstein: Optisk filtrering 43
— (bokanm.) L. Mertz: Transformations in Optics 40
— (bokanm.) Handbuch der Physik, Bd. XXV/2a 63
Gjævenes, Kjell: (bokamn.) S. S. Stevens et al.: Sound and Hearing 19
Gjøtterud, K.: (bokanm.) Niels Bohr: Atomfysikk og menneskelig erkjennelse 17
Hauge, Eivind Hiis: Vinterskolen på Spåtind 24
Hemmer, P. Chr.: (bokanm.) H. Bondi: Relativitet og sunn fornuft 38
— (bokanm.) R. Becker: Theory of Heat 63
Henriksen, Thormod: Molekylær biofysikk 1
Hisdal, Bjarne: Om måling av farger 25
Hole, Njål: (bokanm.) J. Kvasnica: Structure of the Atomic Nucleus 21
— (bokanm.) H. v. Ubish & K. Ekberg: Kärnteknik 21
— (bokanm.) Kosmos 22
Jensen, Eberhart: Den solare vind..... 71
Johnsen, Ben: (bokanm.) J. Reed & J. Aarnes: Matematikk i vår tid 62
Kanestrøm, Ingolf: Isobarisk spinn og analogtilstander i atomkjernen II 11
Knutsen, Knut J.: G. E. Hale og hans berømte teleskoper 34
— Robert Andrews Millikan 1868–1953 60
— (bokanm.) H.-G. Zimmer: Geometrische Optik 18
— (bokanm.) P. Rogers & G. A. Stephens: Worked Exampes in Modern Physics, 1–2 19
— (bokanm.) N. Jensen: Optical and Photographical Reconnaissance Systems 80
— (bokanm.) Øgrim, Ormestad, Lunde: Romstoff-tid. Fysikk for gymnaset 87
Lothe, Jens: (bokanm.) L. Sodomka: Structure and Properties of Solids 63
Løkberg, Ole J.: Holografi 81
Mork, Kjell: (bokanm.) J. Mandelker: Relativity and the New Energy Mechanics 19
— (bokanm.) J. Kvasnica: Physical Fields 21
— (bokanm.) F. L. Friedman & L. Sartori: The Classical Atom 22
— (bokanm.) R. Courant & D. Hilbert: Methoden der Mathematischen Physik, I 64
Nilsen, T.: Sommerskolen på Beitostølen 88
Nydal, Reidar: Aldersbestemmelse av jorden og meteorittene ved hjelp av isotoper 50
Olsen, Haakon: Fysikk og kjemi i gymnaste 41
— (bokanm.) A. Sommerfeld & H. Bethe: Elektronentheorie der Metalle 22
— Gunnar Källen 65
— Har moderne fysikk en fremtid i Norge? 66
Olsen, Svein Otto: (bokanm.) K. Pàtek: Lasers 21
— (bokanm.) L. Allen & D. G. C. Jones: Principles of Gas Lasers 53
Olsen, Tore: (bokanm.) T. S. Hutchinson & D. C. Baird: The Physics of Engineering Solids .. 32
Persen, Leif N.: (bokanm.) E. B. McLeod, Jr.: Introduction to Fluid Dynamics 20
Riste, Tormod: (bokanm.) W. F. Brown, Jr.: Magnetoelastic Interactions 62
Sigmond, Reidar S.: (bokanm.) B. Grycz: Fourth State of Matter 38
Stegavik, Kaare: (bokanm.) G. Christlein: Physikalische Experimente im Bild 20
Svare, Ivar: (bokanm.) D. H. Parkinson & B. E. Mulhall: The Generation of High Magnetic Fields 39
— (bokanm.) M. G. Zabetakis: Safety with Cryogenic Fluids 39
— (bokanm.) D. J. E. Ingram: Spectroscopy at Radio and Microwave Frequencies 39
Torgersen, Halvard: Radio-varsling av geofysiske fenomener..... 23
— Standard-frekvenser og tidssignaler pr. radio 36
— (bokanm.) J. Lanneraner & M. Stafl: Eddy Currents 40
Trætteberg, Jens: (bokanm.) L. Reimer: Elektronenmikroskopische Untersuchungs- und Präparationsmethoden 20
Tøtdal, Bård: Mikroanalysatoren 67
Valberg, Arne: Fargepersepsjon, lineær fargemetrikk og perseptiv fargesystematikk 54
Waldenstrøm, Sigm.: (bokanm.) K. W. Ford: Die Welt der Elementarteilchen 39
Wergeland, Harald: (bokanm.) P. La Cour & J. Appel: Historisk Fysikk, 1 & 2 22
— (bokanm.) M. Bunge: Studies in the Foundations, Methodology and Philosophy of Science 64
— (bokanm.) M. Bunge: Scientific Research, 1 & 2 64
— (bokanm.) M. Bunge: Foundations of Physics 64
Øverås, Helge: Datamaskinar i CERN 16
Aars, J.: (bokanm.) Otto Øgrim: Størrelser og enheter i fysikken 87

INNHOLD

Hefte 1.

Molekylær biofysikk, *Thormod Henriksen* 1

Isobarisk spinn og analogtilstander i atomkjernen II, *Ingolf Kanestrøm* 11

Datamaskinar i CERN, *Helge Øverås* 16

Bøker 17

Niels Bohr: Atomfysikk og menneskelig erkjennelse.

H.-G. Zimmer: Geometrische Optik.

P. Rogers and G. A. Stephens: Worked Examples in Modern Physics. Vol. 1 & 2.

S. S. Stevens, et al.: Sound and Hearing.

Jacob Mandelker: Relativity and the New Energy Mechanics.

L. Reimer: Elektronenmikroskopische Untersuchungsund Präparationsmethoden.

Günter Christlein: Physikalische Experimente im Bild.

E. B. McLeod, Jr.: Introduction to Fluid Dynamics.

J. Kvasnica: Physical Fields.

J. Kvasnica: Structure of the Atomic Nucleus.

H. von Ubish och K. Ekberg: Kärnteknik.

Karel Pàtek: Lasers.

r. L. Friedman og Leo Sartori: The Classical Atom.

Poul La Cour og Jacob Appel: Historisk Fysikk 1 og 2.

A. Sommerfeld og H. Bethe: Elektronentheorie der Metalle.

Svenska Fysikersamfundet: Kosmos.

Radio-varsling av geofysiske fenomener, *Halvard Torgersen* 23

Vinterskolen på Spåtind, *Eivind Hiis Hauge* 24

Hefte 2.

Om måling av farver, *Bjarne Hisdal* 25

G. E. Hale (1868–1938) og hans berømte teleskoper, *K. J. Knutsen* 34

Standard-frekvenser og tidssignaler pr. radio, *Halvard Torgersen* 36

Bøker 32, 38

T. S. Hutchinson and D. C. Baird: The Physics of Engineering Solids.

B. Grycz: Fourth State of Matter.

Hermann Bondi: Relativitet og sunn fornuft.

Kenneth W. Ford: Die Welt der Elementarteilchen.

D. H. Parkinson and B. E. Mulhall: The Generation of High Magnetic Fields.

M. G. Zabetakis: Safety with Cryogenic Fluids.

D. J. E. Ingram: Spectroscopy at Radio and Microwave Frequencies.

Lawrence Mertz: Transformations in Optics.

J. Lammeraner and M. Stafl: Eddy Currents.

Hefte 3.

Fysikk og kjemi i gymnaset, *Haakon Olsen* 41

Optisk filtrering, *Karstein Dybvik* 43

Aldersbestemmelse av jorden og meteorittene ved hjelp av isotoper, *Reidar Nydal* 50

Fargepersepsjon, lineær fargemetrikk og perseptiv fargesystematikk, *Arne Valberg* 54

Robert Andrews Millikan 1868–1953, *K. J. Knutsen* 60

Fysikermøtet 1968 61

Bøker 53, 62

L. Allen and D. G. C. Jones: Principles of Gas Lasers.

Jon Reed–Johan Aarnes: Matematikk i vår tid.

W. F. Brown, Jr.: Magnetoelastic Interactions.

Handbuch der Physik, Bd. XXV/2a

L. Sodomka: Structure and Properties of Solids.

Richard Becher: Theory of Heat (2. utg.)

Mario Bunge (ed.): Studies in the Foundations, Methodology and Philosophy of Science.

Mario Bunge: Scientific Research, I and II.

Mario Bunge: Foundations of Physics.

R. Courant, D. Hilbert: Methoden der Mathematischen Physik, I.

Hefte 4.

Gunnar Källen, *Haakon Olsen* 65

Har moderne fysikk en fremtid i Norge? *Haakon Olsen* 66

Mikroanalysatoren, *Bård Tøtdal* 67

Den solare vind, *Eberhart Jensen* 71

Holografi, *Ole. J. Løkberg* 81

Sommerskolen på Beitostølen, *T. Nilsen* 88

Bøker 70, 80, 87

K. H. Hellwege: Einführung in die Festkörperphysik I.

Niels Jensen: Optical and Photographic Reconnaisance Systems.

Otto Øgrim: Størrelser og enheter i fysikken.

Øgrim, Ormestad, Lunde: Rom–stoff–tid. Fysikk for gymnaset.

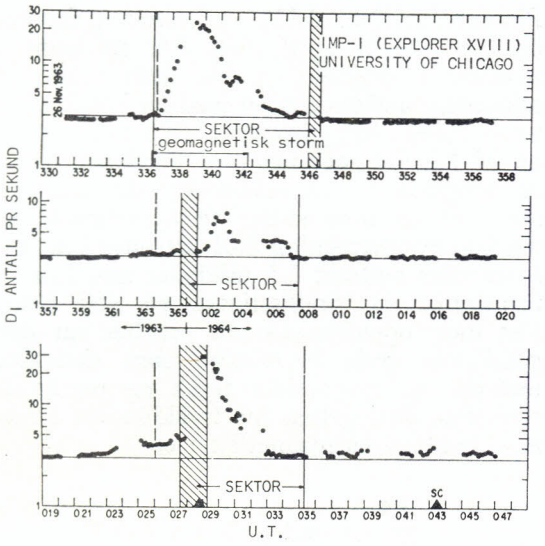


Fig. 12. Tellinger som viser en proton-strøm innenfor en sektor i tre passasjer. Det skraverte område er usikkerheten i bestemmelsen av sektorgrensen når satellitten, IMP-3, er nær sitt perige. (Etter Wilcox og Ness).

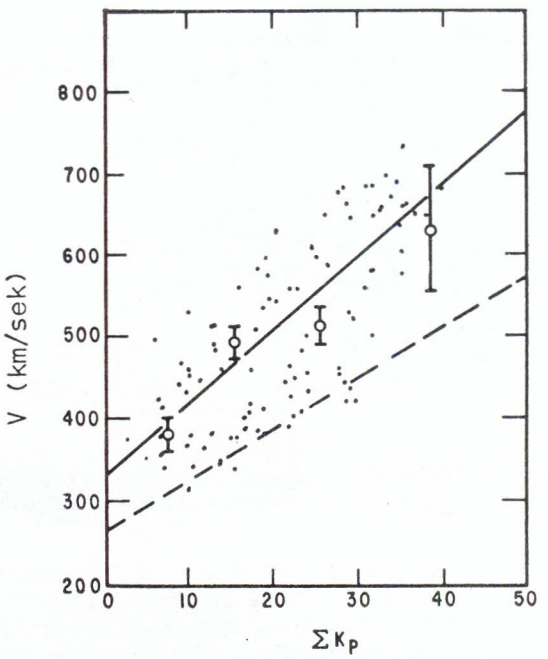


Fig. 13. Korrelasjon mellom vindhastighet og den geomagnetiske aktivitetsindeks K_p. Heltrukket linje er fra Mariner II data, stiplet linje fra IMP-1, sirkler med feilgrenser er fra kometdata. (Etter Pai, Bridge, Lyon og Egidi).)

vil skje med de interplanetariske magnetfelter når solaktiviteten igjen har maksimum sent i 1968 eller i 1969.

Sektoren på figur 9 mellom 4. og 12. desember med positiv polaritet var forbundet med geomagnetisk aktivitet som kunne påvises i hele 20 på hverandre følgende sol-rotasjoner. Innenfor sektoren ble det i forbindelse med denne aktivitet målt en strøm av raske protoner med energier på noen MeV. På figur 12 er vist hvordan partikkel-tallet varierte i løpet av 3 passasjer. Slike rekurrente partikkelstrømmer med hastigheter som er meget større enn normalt i den solare vind vil forstyrre spiralmønstret i magnetfeltet idet kraftlinjene rettes ut. På denne måte hender det at en sektorgrense passerer jorden 1–2 døgn tidligere enn hvis en regner med vanlig vindhastighet. Det er hastigheten og ikke fluksen i slike protonstrømmer som er best korrelert med de geomagnetiske forstyrrelser de fremkaller. Denne korrelasjon er vist på figur 13, som bygger på data fra Mariner II, IMP–1 og komethale-data.

Det har vært spekulert meget på hvilke områder i solatmosfæren som sender ut disse partiklene, for de kan opptre selvom ingen utpregede aktivitetsområder er synlige på solen. Bartels har innført betegnelsen M-områder for slike hypotetiske partikkel-kilder. Wilcox og Ness har forsøkt å identifisere M-områdene ved å bruke sektor-strukturen. En projeksjon av den observerte sektor-struktur tilbake til solen avgrenser et område i heliografisk lengde. Et eksempel er vist på figur 14.

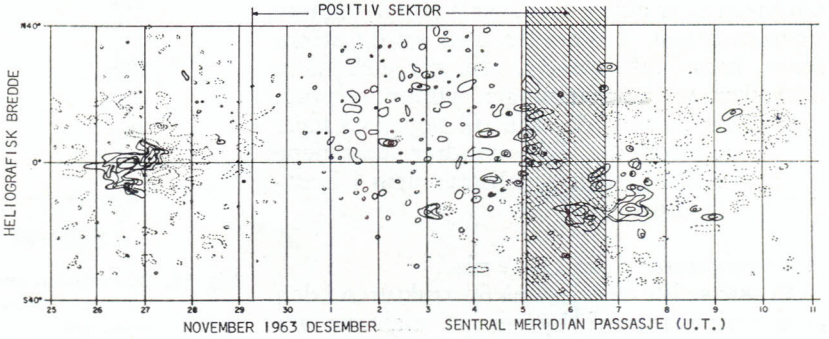


Fig. 14. Synoptisk kart over magnetfelter på solen målt med magnetografen på Mount Wilson observatoriet. Sektoren med positiv polaritet som inneholdt en rekurrent proton-strøm svarer til det inntegnede lengde-interval. (Etter Wilcox og Ness).

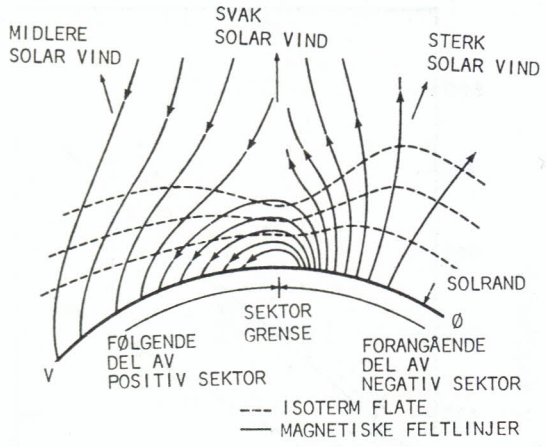


Fig. 15. Skjematisk forløp av de magnetiske kraftlinjer i koronaen over et område hvor polariteten skifter. (Etter Billings og Roberts).

På dette kart over solen er inntegnet isogausslinjer for 4, 8, 16, 24 og 50 gauss. For større feltstyrker er magnetografen som er brukt mettet. Derfor vil ikke solflekker stikke seg ut på et slikt kart selv om feltstyrken der er noen tusen gauss. Områdene med de sterkeste positive felter (heltrukne kurver) ligger til høyre på figuren, svarende til den etterfølgende del av sektoren. Som vi ser er magnetfeltene i den ledende del langt svakere. Nå lå partikkelstrømmen i den ledende del av sektoren, men derfra å slutte at M-området ligger i den ledende del av lengde-intervallet på solen synes forhastet. Nettopp deformasjonen av magnetfeltet ved den raskere partikkelstrømmen gjør en entydig tilordning vanskelig. Flere eksempler og helst observasjoner fra flere sonder samtidig er nødvendig før M-områdene kan identifiseres med noen grad av sikkerhet.

Det synes klart at det er magnetfeltene i solatmosfæren som styrer utsendelsen av partikler. For i motsetning til det interplanetariske rom hvor magnetfeltene er for svake til å ha noen særlig betydning for strømmens dynamikk, vil magnetfeltene i koronaen over aktive områder kunne dominere utstrømningen. I områder med særlig sterke felter, hvor kraftlinjene f. eks. går mellom to solflekker vil utstrømningen kunne stoppes. Det er bare i områder som til høyre på figur 15 at magnetfeltet ikke hindrer partiklene fra å unnslippe, men kanaliserer dem i kraftlinjenes retning.

c. *Finstrukturen i den solare vind.*

Vi skal se litt nærmere på finstrukturen i den solare vind idet vi bygger på målinger fra Pioneer-6. Disse dekker tidsrommet fra desember 1965 til april 1966. Alle tre komponentene i magnetfeltet ble målt med 1,5 sekunders mellomrom og med en nøyaktighet på $\pm$ 0,24γ. Energispektret ble samtidig målt på 14 kanaler sammen med partikkel-tetthet og temperatur. En målerekke som strekker seg over en time svarer til å undersøke et område av utstrekning 0,01 astronomiske enheter eller omtrent 1,5 millioner km, hvis vi forutsetter en vindhastighet på 400 km/s. Det mest oppsiktsvekkende resultat var den påfallende gode korrelasjon som eksisterte mellom det magnetiske trykk og partikkeltettheten. Betingelsen for trykklikevekt i retning loddrett på magnetfeltet er

$$\frac{B^2}{8\pi} + nk(T\perp + T\perp') = P$$

hvor B er magnetisk feltstyrke, n partikkeltetthet, $T\perp$ og $T\perp'$ henholdsvis proton- og elektron-temperatur loddrett på feltet. Fra denne likning kan forholdet mellom elektrontemperatur og jone-temperatur bestemmes når koeffisientene i regressjonslinjen på figur 16 er gitt. Det viser seg at elektron-temperaturen er omtrent fire ganger høyere enn den kinetiske temperatur for jonene. Dette resultat

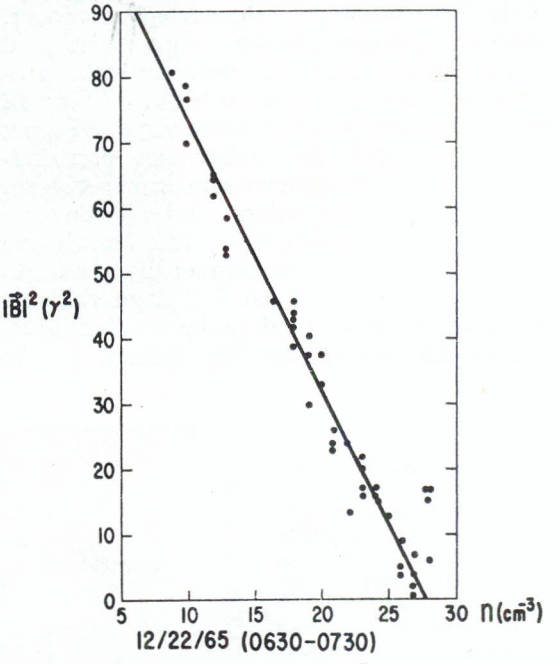


Fig. 16. Korrelasjon mellom magnetisk energi-tetthet og partikkel-tetthet fra Pioneer-6. (Etter Burlaga).

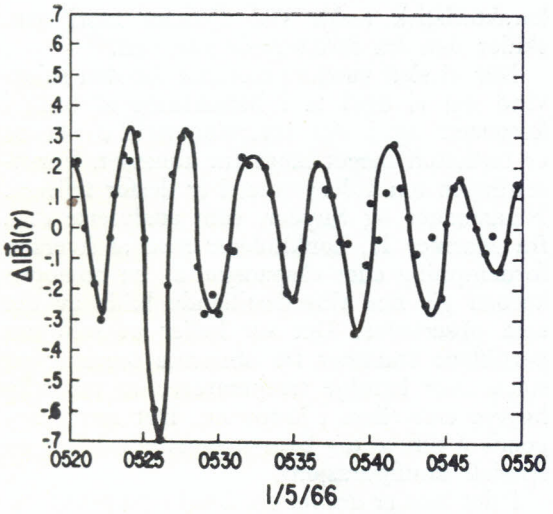


Fig. 17. Periodisk forandring i magnetisk feltstyrke etter passasje av en diskontinuitet i hastigheten av den solare vind observert fra Pioneer-6 (Etter Burlaga).

er i overensstemmelse med de foreløpige direkte målinger av elektron-temperaturen med Vela-3 som før er nevnt.

Ofte er forandringene med tiden så raske at de har karakter av diskontinuiteter. Av og til er det bare retningen for feltet som skifter, idet magnetiske kraftrør som krysser hverandre driver forbi med vinden. Tilfeller med 180° forandring i retningen for feltet har spesiell interesse. I slike områder er gjerne både tetthet og temperatur høyere enn i omgivelsene. Vi synes her å være vitne til at den magnetiske energi dissiperes, samtidig med at det oppstår en instabilitet som fører til at materie fra omgivelsene med sine innefrosne felter presses inn i området. Dette er en prosess som har vært meget diskutert i forbindelse med teorien for «flares» på solen. Det er meget som tyder på at observasjoner i det interplanetariske rom vil gi verdifull innsikt i slike prosesser som vanskelig lar seg simulere i et laboratorium. Diskontinuiteter observeres også undertiden i hastigheten for den solare vind og da hender det at det oppstår en periodisk forstyrrelse i magnetfeltet slik som figur 17 viser et eksempel på.

Teori.

Hvis den klassiske teori for fordampning generaliseres til å gjelde for Coulomb-krefter mellom partiklene modifiseres de data som ble nevnt i innledningen. Støt-tverrsnittet vil da være proporsjonalt med v^{-4}, hvor v er den relative hastighet. Partikler som har tilstrekkelig stor hastighet vil derfor kunne unnslippe fra hele koronaen. På denne måte vil det volum som bidrar med partikler bli vesentlig større, og hastighetsfordelingen bli forskjellig fra det tilfelle at støt-tverrsnittet er uavhengig av hastigheten. Både partikkelfluksen og den midlere hastighet kommer da innenfor det observerte intervall. Den dominerende parameter er koronaens temperatur. Med 10^6 grader finner vi en partikkel-fluks på $2{,}6 \cdot 10^6$ pr. cm^2 og sek. i jordens avstand, en middelhastighet på 200 km i sek. og en tetthet på 1,2 pr. cm^3. Økes temperaturen til 1,5 millioner grader får vi henholdsvis, $7{,}7 \cdot 10^7$ pr. cm^2 pr. sek., 290 km pr. sek. og 2,7 pr. cm^3. Verdier av denne størrelsesorden har vært observert i den solare vind, men de ligger lavere enn de målte gjennomsnittsverdier. Den mest effektive måte å øke både hastighet og fluks på er å øke temperaturen i koronaen. Men observasjoner viser at temperaturer høyere enn 1,5 millioner grader bare kan aksepteres i lokale områder av koronaen.

I motsetning til det klassiske bilde av fordampning, hvor den enkelte partikkel spiller hovedrollen, er Parkers teori basert på at den interplanetariske gass kan betraktes som et kontinuerlig medium hvor de hydrodynamiske likninger kan anvendes. Med randbetingelser gitt i solens korona og i det interstellare rom viser Parker hvordan det er mulig å finne en løsning av de hydrodynamiske likninger som gir en supersonisk strøm gjennom store deler av det interplanetariske rom. Vi skal ikke her gjengi detaljer i den matematiske løsning, men henvise til figur 18, som viser hvordan hastigheten varierer med avstanden fra solen.

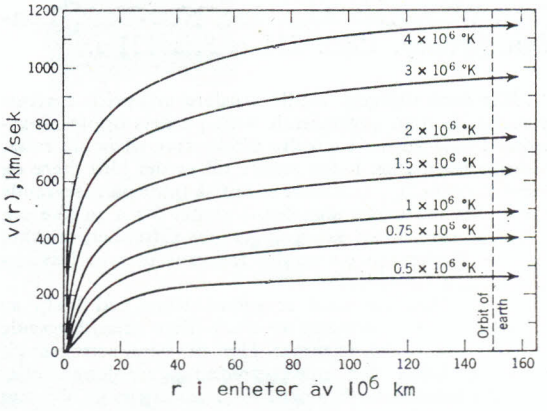


Fig. 18. Hastigheten som en funksjon av avstanden for en ekspanderende korona etter Parkers teori.

Denne spesielle løsning fremkommer imidlertid etter justering av en rekke parametre som ikke alle kan bestemmes like godt, men som gir mulighet for atskillig spillerom. Særlig gjelder dette fastsettelsen av den avstand fra soloverflaten hvor løsningen tenkes å begynne. Hvilke verdier en tillegger de fysikalske parametre ved denne rand har avgjørende betydning for strømningens karakter. Nettopp her kommer mange usikre momenter inn, bl. a. fordi en kvantitativ teori for koronaens oppvarming mangler. Bruken av de hydrodynamiske likninger forutsetter at den midlere fri veglengde i gassen er vesentlig mindre enn de karakteristiske dimensjoner som f. eks. skalahøyden i tettheten. I den solare vind er dette en tvilsom forutsetning allerede på avstander mindre enn en astronomisk enhet fra solen. Imidlertid vil et innefrosset magnetfelt som ikke er for sterkt kunne spille en rolle her, men et slikt felt er ikke tatt med eksplisitt i likningene.

Hittil har Parker's løsning vært tilpasset målinger mellom Venus- og Mars-banen. Observasjoner lenger ute, mellom 10 og 20 astronomiske enheter vil sette teorien på en betydelig hardere prøve, og vise om den asymptotiske økning i hastigheten med avstanden virkelig finner sted. For dette er et karakteristisk trekk ved Parkers teori som skiller den fra fordampningsteorien.

Når vi skal vurdere teoriene for den solare vind må vi også ta i betraktning at både i koronaen og i det interplanetariske plasma er tettheten meget langt fra konstant. Forutsetningen om kulesymmetri er derfor tvilsom. Neugebauer og Snyder, som analyserte data fra Mariner II, konkluderer med at hverken fordampning eller ekspansjon av en homogen korona gir noe tilfredsstillende bilde av det som observeres. Det ser heller ut som om partiklene stammer fra abnorme områder på solen hvor kanskje temperaturen er vesentlig høyere enn ellers i koronaen. Det er nærliggende å tilføye «og hvor magnetfeltene har en spesiell konfigurasjon».

I det hele er det lettere å peke på manglene ved de eksisterende teorier enn å bøte på dem. Imidlertid er ethvert resultat som kan føre til en dypere innsikt i årsakene til den solare vind av meget stor betydning såvel for forståelsen av de forhold som hersker i det interplanetariske rom som for solaktiviteten. For også når det gjelder forklaringen på de mange former for aktivitet som foregår i solens atmosfære ligger teoriene langt etter de ofte detaljerte observasjonsresultater som foreligger.

Bøker

Jensen, Niels: Optical and Photographic Reconnaissance Systems.
John Wiley and Sons, Inc, New-York, London, Sydney. 1968. 211 p Pris 131 s.

Når man tidligere skulle vurdere et optisk systems yteevne, la man overveiende vekt på dets oppløsningsevne. Dette kunne i enkelte tilfelle føre til nokså missvisende resultater. I den senere tid er det blitt mere og mere alminnelig å analysere et optisk bilde på tilsvarende måte som elektriske signaler. I stedet for å snakke om frekvens som antall svingninger per tidsenhet, snakker man nå heller om en romlig frekvens uttrykt i svingninger per lengdeenhet.

I den klassiske teori er gjengivelsen ved hjelp av et optisk system bestemt av forskjellige grunnleggende enheter som f. eks. et punkt. Den funksjon som gjengir punktet, kalles for punktspredningsfunksjonen eller punktfortegningsfunksjonen. Skal man gjengi objekter som svarer til en sinusfunksjon og har en eller annen romlig frekvens, kan dette gjøres ved en såkalt optisk gjengivelsesfunksjon (optical transfer function). Denne angir både amplityde og faseforskyvning som en funksjon av den romlige frekvens. Når man bare tar hensyn til amplityden, kalles funksjonen modulasjon-gjengivelses-funksjonen (modulation ftranser function som forkortet betegnes med MTF).

Hovedhensikten med foreliggende bok er å drøfte de fundamentale faktorer som har innvirkning på billeddannelsen i et rekognoseringssystem. Den omhandler derfor elementær optikk, atmosfærisk optikk, radiometriske beregninger, bevegelig objekt, følsomhet for film etc. I de tilfellene det er mulig, benyttes MTF-analyse, og MTF-analysens fordeler og mangler drøftes.

Tidligere har en stor del av dette stoffet kun vært å finne som tidsskriftartikler, og av den grunn har det ofte vært tungvint å finne det emnet behandlet som man måtte være interessert i. For den som skal vurdere verdien av bilder tatt ved vitenskapelige forsøk, for dem som har med billedkvalitet i TV å gjøre, for dem som skal analysere luftfotos osv., er denne boken av meget stor verdi. I våre dager med U-2-fly og spionsatelitter svevende over våre hoder, hører det vel forresten også med til almendannelsen å vite litt om fotorekognosering. Stoffet i boken behandles på en enkel og oversiktlig måte. Den beskjedne matematiske behandling av stoffet behøver ingen å bli skremt av. Man vil få med seg det vesentlige uten å bry seg om matematikken.

K. J. Knutsen.

Holografi

Ole Johan Løkberg

Fotograferingens prinsipp har ikke forandret seg vesentlig i de over hundre år som har gått siden den ble tatt i bruk. Ved hjelp av linser (eller et lite hull) blir en tredimensjonal scene avbildet og registrert på en todimensjonal flate. Opplysninger om scenens dimensjon i dybden blir det overlatt til observatøren å fremskaffe enten ved hjelp av sin egen «romfølelse» eller ved bruk av stereoskopiske effekter. Dette skyldes at vi ved vanlig fotografering ikke kan registrere veilengden lyset har tilbakelagt. Filmemulsjonen er en detektor som bare er følsom overfor lysets intensitet i middel og derfor ikke kan gjengi dets fase.

I 1948 foreslo engelskmannen D. Gabor [1, 2] at filmen skulle registrere objektlysets fase ved å la objektbølgen interferere med en annen kjent bølge (referansebølgen). Objektbølgens fase angis dermed ved interferensstripenes avstand og orientering, mens dens amplitude blir gitt ved interferensstripenes modulasjon. Gabor kalte denne registreringsmetoden holografi (av gresk holos: det hele), da den gir fullstendige opplysninger om objektbølgen når referansebølgen er kjent. Betingelsen for at metoden kan brukes er at objekt- og referansebølge kan interferere, det vil si at de må være koherente. Datidens lyskilder hadde en meget liten koherens og metoden ble snart klassifisert som en av optikkens mange interessante, men unyttige kuriositeter. Laserforskningen utviklet seg imidlertid hurtig fra 1960 og utover og førte til lyskilder med meget stor koherens og intensitet. Merkelig nok ble det ikke Gabor som først kom til å innse laserens betydning for holografien. Det ble isteden E. Leith og J. Upatniek ved Michigan universitetet som fikk æren av å starte den moderne holografiforskningen, mens de egentlig arbeidet med nye prinsipper for radarregistrering. Ved å ta i bruk en elegant forbedring av Gabors opptaksmetode, muliggjort av laseren, tok de i 1963 de første hologram av

Siv.ing. O. J. Løkberg er stipendiat ved Institutt for almen fysikk ved N.T.H.

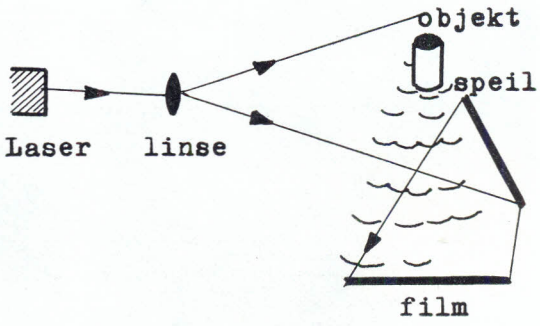
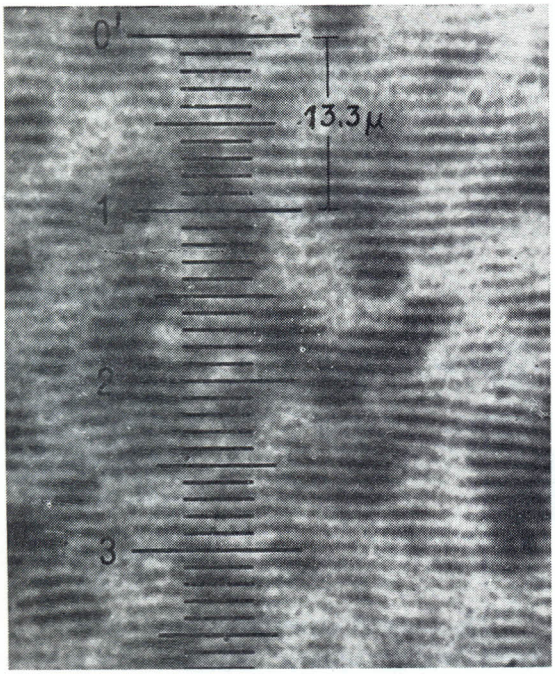


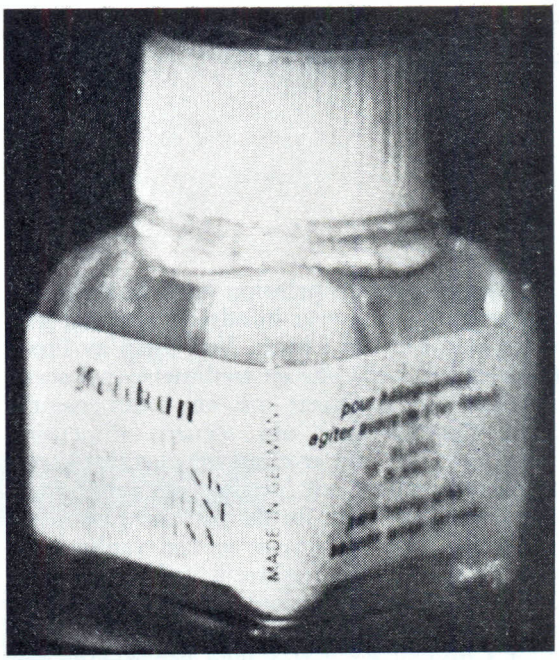
Fig. 1. Enkelt oppsett for holografopptak.

større tredimensjonale objekter. Siden den tid har interessen for holografiforskning økt sterkt, og liksom innen laserforskningen er nye anvendelser og behov nærmest blitt presset frem.

Kort beskrivelse av holografiens virkemåte

Fig. 1 viser et enkelt oppsett for hologramopptak av et tredimensjonalt objekt. Lyset fra en laser spres ved hjelp av en linse. En del av lyset treffer objektet og reflekteres, mens resten reflekteres ved hjelp av et speil (referansebølgen). Disse to bølgene forutsettes nå å være koherente slik at filmplaten kan registrere interferensen mellom dem. Fremkaller vi den eksponerte filmplaten og ser på den, har den ingen likhet med objektet slik vårt øyelinse-hjernesystem oppfatter det. Vi ser bare en jevnt grå flate brutt av eventuelle diffraksjonsmønstre som skyldes uregelmessigheter i linser og speil. Betrakter vi filmplaten under mikroskopet med tilstrekkelig stor forstørrelse, vil nok informasjonen, det vil si interferensstripene, bli synlig, men deres utseende gir oss ingen direkte informasjon om objektets utseende. (Fig. 2a). Sender vi nå en tilstrekkelig koherent og monokromatisk lysbølge (helst identisk lik referansebølgen) inn på filmplaten (hologrammet), så vil objektbølgen bli vekket av sin «Tornerosesøvn» og fortsette ut av hologrammet uten yttre tegn på deformasjoner etter oppholdet i emulsjonen. Denne rekonstruerte objektbølgen er så identisk lik den som traff film-





a b

c

Fig. 2.
a) Detalj av hologramplaten. b) Det virkelige objekt. c) Det rekonstruerte objekt. (Det mørke partiet på flasken skyldes tusj som har beveget seg under eksponeringen og derfor ikke er blitt registrert).

platen under opptaket at selv ikke den skarpeste observatør kan avgjøre om det er det virkelige eller rekonstruerte objekt som står der uten ved å kikke bak hologramplaten.

Fig. 2b viser et fotografi av det virkelige objekt, mens fig. 2c viser det rekonstruerte (dette objektet er for øvrig det som har gitt interferensstripene på fig. 2a). Beklageligvis er ikke et kamera i stand til å formidle det synsinntrykk som en hologramrekonstruksjon gir.

Registreringen

For bedre å forstå det fysikalske grunnlag for holografien, skal vi diskutere hva som skjer på den fotografiske plate under opptak og rekonstruksjon.

Referansebølgen som vi lar være plan, treffer filmplaten under vinkelen θ_r (se fig. 3). Denne referansebølgen skriver vi:

$$1) \qquad A_1 = E_1 \cdot \exp i[\varphi_1]$$

hvor $\varphi_1 = \alpha x$ med $\alpha = 2\pi \sin \theta_r/\lambda$, der λ er lysets bølgelengde.

Den del av objektbølgen som er polarisert i samme plan som referansebølgen skriver vi:

$$2) \quad A_2 = E_2(x, y) \cdot \exp i[\varphi(x, y)] .$$

Filmplaten registrerer intensiteten I av interferensen mellom A_1 og A_2:

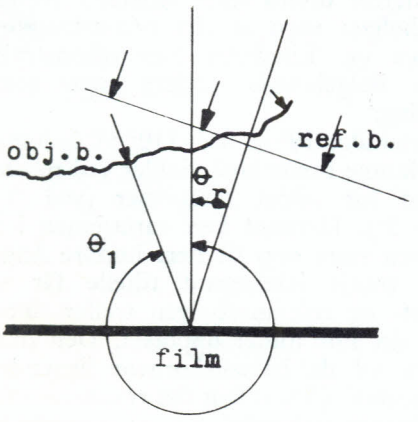


Fig. 3. Innfallsvinkel θ_r for ref.bølgen og for en objektstråle θ_1.

$$3)\quad I(x,y) = |A_1 + A_2|^2 = E_1^2 + E_2^2(x,y) + 2E_1E_2(x,y)\cdot\cos[\alpha x - \varphi(x,y)].$$

Svertingen av filmplaten vil være proporsjonal med lysintensiteten I. Variasjonen i svertingen angis ved amplitudetransmisjonen T som for en eksponert og fremkalt filmplate defineres ved: [5]

$$4)\quad T = T_0 - k\cdot I(x,y).$$

Her er T_0 og k konstanter som avhenger av eksponeringstiden, filmegenskaper og fremkallingseffekter. Som vi ser av 3) og 4) kan hologrammet sammenlignes med et komplisert cosinusmodulert transmisjonsgitter.

Rekonstruksjonen

En plan bølge $A_0 = E_0 \exp i[\varphi_1]$ sendes så inn mot den fremkalte filmplate — hologrammet — under samme vinkel som referansebølger dannet under opptaket. Etter å ha blitt diffraktert av hologrammets gitterstruktur, kommer A_0 ut som bølgen $A(x,y)$:

$$5)\quad A(x,y) = T\cdot A_0 = \{T_0E_0 - k\,E_0E_1^2 - k\,E_0E_2^2(x,y)\}\cdot\exp i[\varphi_1] - \{k\,E_0E_1E_2(x,y)\cdot\exp i[2\alpha x - \varphi(x,y)]\} - \{k\,E_0E_1E_2(x,y)\cdot\exp i[\varphi(x,y)]\}$$

Vi kan skrive det tredje leddet i ligning 5) som $BE_2(x,y)\cdot\exp i[\varphi(x,y)]$ hvor B er en konstant. Ved sammenligning med 2) ser vi at dette representerer en bølge som på en konstant nær er identisk lik den objektbølgen som passerte gjennom filmplaten under opptaket. Denne bølgen gir et virtuelt bilde av objektet slik at objektet synes å stå bak filmplaten nøyaktig som under opptaket.

Det første leddet i ligning 5) representerer en bølge som går i A_0-retningen, og tilsvarer nullte orden i vanlig gitterteori. Da E_2 er en funksjon av x, y og ikke er konstant, vil nullte orden her ikke være en plan bølge, men ha en viss spredning på grunn av diffraksjon.

Det andre leddet i ligning 5) skriver vi $BE_2(x,y)\cdot\exp i[2\alpha x - \varphi(x,y)]$. Dette gir en bølge som går symmetrisk om nullte orden i forhold til den lysbølgen som ga det virtuelle bildet (se fig. 4). Vi ser også at fasen har motsatt fortegn. Denne bølgen har derfor en konvergerende bølgefront og vil gi et reelt bilde foran hologrammet med motsatt dybdeforhold til det virkelige objekt (pseudoskopisk bilde). Dette reelle bildet vil imidlertid ofte rekonstrueres ufullstendig hvis vi i hele tatt får det fokusert. Det kan vises at for å få det korrekte reelle bilde, må rekonstruksjonsbølgen sendes inn på hologrammet fra motsatt side [6]. Det reelle bildet oppstår på grunn av at filmen er en detektor som ikke skiller

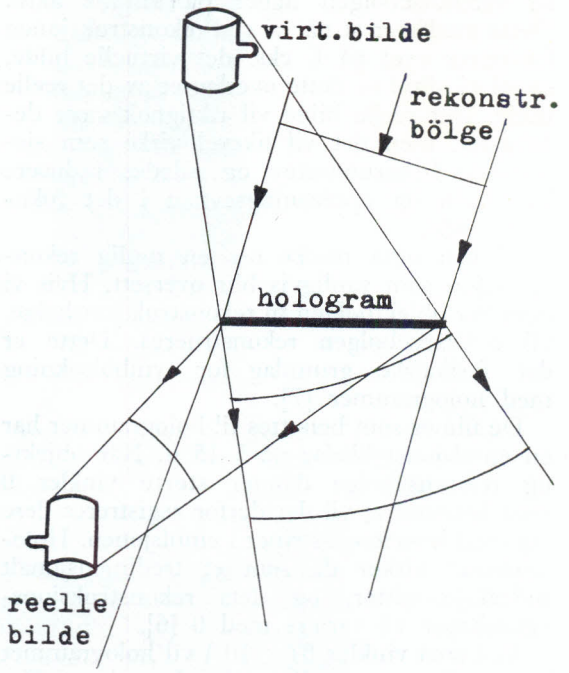


Fig. 4. Rekonstruksjon av bildene ved holografi.

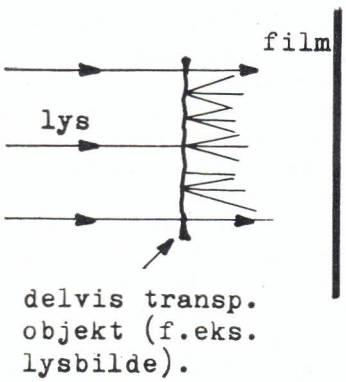


Fig. 5. Opptak av Gabor-hologram.

mellom negative og positive fasevinkler. Det vil derfor alltid være tilstede ved rekonstruksjonen og en må sørge for at det ikke forstyrrer det virtuelle bilde. Dette oppnår en ved å ha tilstrekkelig stor vinkel mellom objekt- og referansebølge.

Gabor måtte begrense sine opptak til den metoden som fig. 5 viser. Filmen registrerer her interferensen mellom det lys som blir spredd av det delvis transparente objekt (objektbølgen) og det som går rett igjennom (referansebølgen). Dette gir tilstrekkelig liten veglengdeforskjell mellom objekt- og referansebølge til at lyskilder med liten koherens kan brukes. Ulempen er imidlertid at objekt- og referansebølgen ligger på samme akse. Dette medfører at når vi ved rekonstruksjonen fokuserer øyet på f. eks. det virtuelle bilde, så vil vi alltid se dette overlagret av det reelle bilde. Det reelle bilde vil riktignok være defokusert, men det vil likevel virke som sjenerende bakgrunnsstøy og således redusere kvaliteten og oppløsningsevnen i det fokuserte bilde.

Vi kan også merke oss en mulig rekonstruksjon som vanligvis blir oversett. Hvis vi benytter objektbølgen til rekonstruksjonsbølge, vil referansebølgen rekonstrueres. Dette er det fysikalske grunnlag for symbolsøkning med hologrammer [7].

De filmer som benyttes til hologrammer har en emulsjonstykkelse på 5–15 μ. Når objekt- og referansebølge danner større vinkler θ med hverandre, vil det derfor registreres flere lag med interferensstriper i emulsjonen. Hologrammet virker da som et tredimensjonalt diffraksjonsgitter, og dets rekonstruksjonsegenskaper vil variere med θ [6].

Ved små vinkler θ ($< 10°$) vil hologrammet ha en tilnærmet todimensjonal struktur. Det kan derfor dreies store vinkler i rekonstruksjonsbølgen uten at det rekonstruerte bilde slokkes ut. Likeledes kan rekonstruksjonslysets bølgelengde variere mye uten utslokking.

I området $10° < \theta < 110°$ vil hologrammet bare kunne dreies små vinkler ved rekonstruksjonen før bildet forsvinner (ved $\theta = 90°$ ca. 4–5°). Derimot kan variasjonen i bølgelengden være opp til flere hundre Ångstrøm.

Et tredje interessant tilfelle får vi når objekt- og referansebølgen treffer filmen fra hver sin side under opptaket. Den fremkalte filmen vil da ha sølvkornene liggende i reflekterende sjikt, slik at det rekonstruerte bilde må dannes ved refleksjon av rekonstruksjonsbølgen (refleksjonshologram). Hvis vi bruker hvitt lys vil hologrammet virke som et interferensfilter med båndbredde under 100 Å, slik at vi får rekonstruert et tilnærmet monokromatisk bilde. Dreier vi hologrammet vil ikke bildet slokkes ut, men skifte farge. Det er meget interessant at denne hologramtypen bygger på praktisk talt samme prinsipp som Lippmanns fargefotografering fra 1891 [8].

Ved rekonstruksjon går det meste av lyset rett igjennom som nullte orden og en del absorberes i filmen. Teoretisk kan ca. 6 % av rekonstruksjonsbølgen brukes til å danne det virtuelle bilde. I praksis vil en være fornøyd med å oppnå 1–2 %, slik at holografien ikke kan betegnes som noen effektiv fotoprosess i så måte.

Hvis vi bleker bort sølvkornene i den fremkalte hologramplate, vil vi få en helt blank plate. Imidlertid har vi fremdeles en variasjon i gelatinens tykkelse og brytningsindeks som er proporsjonal med eksponeringen. Dermed vil rekonstruksjonsbølgens fase moduleres av hologrammet og dette vil også gi et rekonstruert bilde. Slike fasehologram kan teoretisk gi ca. 33 % utnyttelse av rekonstruksjonslyset, men de medfører også økt lysspredning i emulsjonen slik at bildekvaliteten blir redusert.

Ved refleksjonshologram kan teoretisk 100 % av lyset brukes til rekonstruksjonen. Med de emulsjoner vi i dag har til rådighet vil imidlertid også her mye av lyset enten gå gjennom filmplaten eller absorberes.

Hologramegenskaper

Den mest utnyttede PR-egenskap ved holografbildet er dets tredimensjonale natur. Det virker som vi ser på objektet gjennom

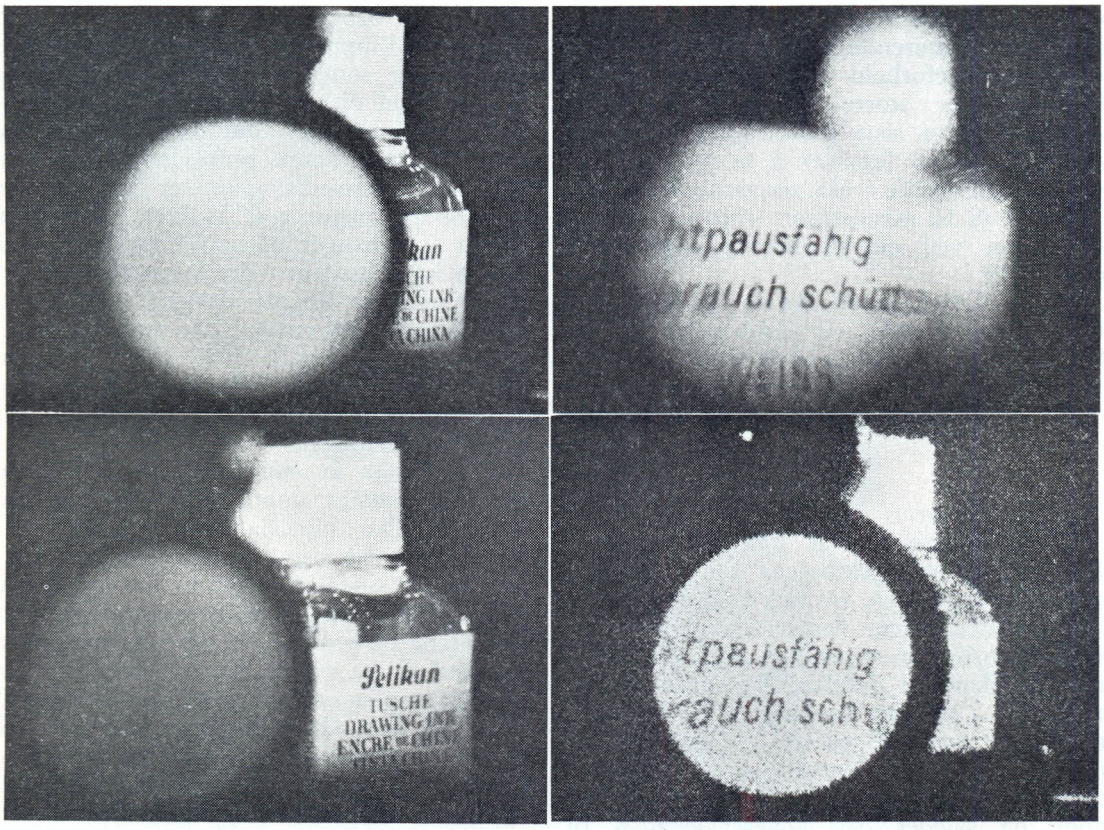


Fig. 6. a) Fokus på flasken. b) Fokus på bildet av flasken i linsen. c) Forandret synsvinkel. d) Liten blenderåpning (f:22) gir stor dybdeskarphet, men sjenerende kornstruktur.

et vindu, og vi kan derfor betrakte objektet fra de forskjellige vinkler som er mulig innenfor vinduets dimensjoner. Fotografiene på fig. 6a og fig. 6b viser hvordan vi kan fokusere på forskjellige steder i dybden, mens fig. 6c er tatt i fra en forskjellig vinkel. Hvis vi bruker et oppsett hvor filmen går rundt hele objektet, vil vi kunne betrakte objektet fra alle kanter under rekonstruksjonen.

Hver liten del av hologrammet inneholder opplysninger om objektet sett fra den delen. Vi kan derfor dele opp hologrammet, og hver del vil fremdeles gi et bilde av objektet. Men på samme måte som et konvensjonelt gitters oppløsningsevne vil synke ved reduksjon av størrelsen, vil også det rekonstruerte bilde degraderes. Ved bruk av laserlys under rekonstruksjonen vil bildet få et karakteristisk kornet utseende. Denne kornstrukturen øker når vi minsker hologramstørrelsen. Denne litt uheldige egenskap vil også gjøre seg gjeldende når vi fotograferer det virtuelle bilde og blender ned kameralinsen for å oppnå økt dybdeskarphet. Dette er vist på fig. 6d som er tatt med f:22, mens det på fig. 6a, b, og c ble benyttet f:2.8. (Forsøk på å fotografere det virtuelle bilde med «pinhole» kamera er derfor dømt til å mislykkes). Dette er et problem som ikke er spesifikt for fotografering av hologrambildet. Det gjør seg alltid gjeldende ved fotografering av diffust reflekterende objekter i koherent belysning, og skyldes at det reflekterte lyset interfererer med seg selv.

Lyset fra et punkt på objektet blir registrert over hele filmplaten, mens det ved vanlig fotografering blir fokusert til et punkt igjen. Hologrammet vil derfor kunne gjengi mye større variasjoner i objektets lysstyrke enn det er mulig for et negativ å gjøre. Dette forutsetter imidlertid at referansebølgen er mye sterkere enn objektbølgen slik at maks. og min. intensiteter i interferensmønsteret kan registreres uten forvrengning. I praksis vil vi som regel bruke objekt-referansebølgeforhold fra 1:1 til ca. 1:5 i det dette gir lyssterkere rekonstruksjoner (maks. lysutbytte ved 1:1). Vi skulle da vente å få høyere ordens bilder og forvrengte lysforhold i objektet under

rekonstruksjonen. Ingen av delene er imidlertid direkte sjenerende, selv ikke med objekt-referanse-bølgeforhold $> 1:1$. Dette gjelder dog bare for større diffust reflekterende objekter hvor en slags middlende effekt synes å virke. Hvis vi forsøker å ta hologram av et meget lite objekt, f. eks. tilnærmet en punktkilde, vil vi få rekonstruert objekter opp til 5–6 orden ved objekt-referansebølgeforhold under 1:10.

Hologrammet, enten det er fremkalt som negativ eller positiv, vil alltid gi et positivt (lyst) bilde. Det lyset som danner det rekonstruerte bildet vil ha en faseforskjell på π i de to tilfellene, men dette vil ikke detekteres av øyet.

Opptaksbetingelser

Forutsetningen for at holografiprinsippet skal virke er at objektbølgen kan interferere med referansebølgen. Opptak av tredimensjonale objekter krever derfor at lyskilden har en koherenslengde minst like stor som objektets utstrekning i dybden. De fleste He-Ne lasere har i dag en brukbar koherenslengde for holografiopptak på 20–30 cm. Ved å plassere en Fabry-Perot resonnator inne i kaviteten kan vi oppnå å få ut bare en aksial mode og således øke koherenslengden til kilometre. Dette vil naturligvis også medføre en reduksjon i laserlysets intensitet på typisk 50–60 %. Selv de største He-Ne lasere på 100–150 mW blir imidlertid for svake hvis en har større objekter med lav refleksjonsevne. Argonlaseren som kan gi ut flere watt synes å være dagens optimale lyskilde for opptak av statiske objekter. Til gjengjeld er prisen ennå lite gunstig for holografer med trange forskningsbudsjett.

For opptak av objekter i hurtig bevegelse er den pulsete rubinlaser ennå enerådende. Lyspulsene er kraftige nok til å belyse store scener og samtidig er pulstiden tilstrekkelig kort (10^{-9}–10^{-7} sek.). Hittil har man imidlertid vært plaget av liten koherenslengde (1–2 cm), men forbedrete utgaver av rubinlaserne kan nå gi koherenslengder som bare er begrenset av pulsens varighet.

Filmen som brukes til å registrere interferensstripene bør kunne løses opp over 2500 linjer pr. mm. Dessuten må den være tilstrekkelig følsom ved de aktuelle bølgelengder. Kravet til oppløsningsevnen kommer i rette perspektiv når vi husker at en amatørfilm som løser opp over 100 linjer pr. mm. er meget god. Hologramfilmene er naturlig nok meget langsomme da sølvkornene må være små (Lippmann-emulsjon). Ser vi på en eksponering som en informasjonregistrering, er imidlertid disse filmer meget effektive.

Registreringen av interferensstripene kan også skje med andre lysfølsomme stoffer og prosesser. Xerox-hologrammer har vist seg å være av meget god kvalitet, og Kalvar-filmen som bygger på bobledannelse i emulsjonen kan benyttes i det infrarøde området. Størst interesse knytter det seg imidlertid til opptak ved fotokromisk glass, som skal ha en oppløsningsevne over 3000 linjer pr. mm. Disse stoffer trenger ikke vanlig fremkalling da lyset (pluss eventuell oppvarming) frembringer svertingen.

Ved opptak av større statiske objekter er eksponeringstider opptil flere minutter ikke uvanlige. Det blir da et hovedproblem å sikre at interferensmønstret står fullstendig i ro i denne tiden. Årsaker til bevegelser kan være luftstrømninger, forskyvninger av komponentene på grunn av temperaturvariasjoner og rystelser fra gulvet. Her i landet hvor air-conditioning og effektiv ventilasjon er mangelvare i de fleste laboratorier er som regel de to første momenter av mindre betydning. Derimot vil rystelser forringe eller ødelegge opptakene hvis ikke oppsettet er effektivt isolert fra omgivelsene. Isoleringen kan skje effektivt og enkelt ved å ha oppsettet på et meget tungt bord som hviler på fire delvis fylte bilslanger.

Fourierholografien danner et viktig unntak fra de strenge film- og stabilitetskrav som er blitt formulert her [9]. I et Fourier-oppsett er referansen en punktkilde som ligger nært og i samme plan som objektet, samtidig som det er relativ stor avstand mellom objekt og film. Dette fører til meget grove interferensstriper med tilnærmet konstant avstand over filmplanet. Vanlig film kan derfor benyttes. Det er faktisk mulig å holde filmkassetten i hånden under eksponeringen på samme vis som ved vanlig fotografering.

[1] *D. Gabor:* «Microscopy by Reconstructed Wavefronts». Proc. Roy. Soc. *A 197*, 454 (1949).

[2] *D. Gabor:* «Microscopy by Reconstructed Wavefronts II». Proc. Roy. Soc. B 64, 499 (1951).

[3] *E. N. Leith* og *J. Upatniek:* «Reconstructed Wavefronts with Continous-Tone Objects». J. Opt. Soc. Am. *53*, 1377 (1963).

[4] *E. N. Leith* og *J. Upatniek:* «Wavefronts Reconstructed with Diffused Illumination and Three-Dimensional Objects». J. Opt. Soc. Am. *54*, 1295 (1964).

[5] *A. Kozma:* «Photographic Recording of Spatially Modulated Coherent Light». J. Opt. Soc. Am. *56*, 428 (1966).
[6] *E. N. Leith, A. Kozma, J. Upatniek, N. Massey* og *J. Marks:* «Holographic Data Storage in Three-Dimensional Media». Appl. Opt. *5*, 1303 (1966).
[7] *K. Dybvik:* Optisk filtrering. Fra Fysikkens Verden, Nr. 3 (1948).
[8] *G. Lippman:* C. R. Acad. Sci., Paris, *112*, 274 (1891).
[9] *G. W. Stroke, D. Brumm* og *A. Funkhouser:* «Three-Dimensional Holography with «Lensless» Fourier-Transform Holograms and Coarse P-N Polaroid Film». J. Opt. Soc. Am. *55*, 1327 (1965).

Bøker

Otto Øgrim: Størrelser og enheter i fysikken. Universitetsforlaget. (Oslo/Bergen/Tromsø) Munksgaard, Copenhagen. AB Läromedelforlaget, Stockholm.

En tidligere utgave av denne bok hadde tittelen «Størrelser, enheter og symboler i fysikken». Den utkom i 1962. I min anmeldelse av den (Fra Fysikkens Verden 1963, hefte 4) uttalte jeg håpet om at den måtte bli litt av en vekker når det gjelder tempoet i innføringgen av det internasjonale enhetssystem (SI) i vår skoleundervisning. For å oppnå en slik overgang til det fremtidige enhetssystem både i undervisning og i teknikk og industri har blant andre også Norges Standardiseringsforbund arbeidet.

Idag brukes SI i gymnasundervisningen og systemet vil forhåpentlig etterhvert bli enerådende ved universiteter, høyskoler og tekniske skoler. I stor utstrekning forlater man idag bruken av foreldede enheter. Personlig mener jeg at SI-enheter burde innføres selv i den mest elementære undervisning i folkeskolen (F. eks. bruken av kraftenheten newton istedenfor kilopond), fordi det er pedagogisk uheldig å lære barna noe som på et høyere trinn må forandres. I industrien og i det praktiske liv er det naturligvis ennå meget langt igjen før SI blir innført konsekvent.

En bok som denne av Øgrim er til stor hjelp for alle som arbeider med fysikk, kjemi eller tekniske fag og ikke minst for dem som skal undervise (eller motta undervisning) i disse disipliner. At boka nå kommer i ny utgave viser det behovet der er for den. Riktignok kan Norges Standardiseringsforbunds norske standarder fås kjøpt, men i Øgrims bok er de samme ting (naturligvis begrenset til det vesentlige) samlet i ett hefte av et hendig format.

I den nye utgaven har forfatteren kunnet ta hensyn til de forandringer og fremskritt som har funnet sted i internasjonal standardisering siden forrige utgave av boka (F. eks. nye definisjoner av meter og av sekund). Man finner foran i boka en del småavsnitt til orientering. Bl. a. hva som forstås ved størrelseslikninger (Av betydning for undervisning i høyere skoler), lister over grunnenhetene, andre internasjonale enheter, det greske alfabet, noen (ikke så få) fysiske konstanter og over dekadiske prefikser. Meget av dette var også med i den tidligere utgave, men i den nye er det mere fullstendig og a jour ført. Avsnittet «Matematisk-fysiske begreper og symboler» er utvidet, og der er tatt med mengdelæresymboler, som jo idag også nyttes i skoleundervisning. Meget nyttig er «Symbolregister for enheter og prefikser« og «Symbolregister for størrelser» sist i boka, begge alfabetisk ordnet.

Den sentrale del av boka gir størrelsene og deres enheter ordnet etter fagområdene: Mekanikk, varme, periodiske fenomener, lyd, stråling, molekylfysikk og elektrisitet. Her er da først og fremst SI, men også alminnelig benyttede andre enheter, de eldre såvelsom engelske og amerikanske. Som kjent har man i elektrisitetslæren på grunn av den historiske utvikling å gjøre med flere forskjellige målsystemer. Uten å gå for nøye inn på de tidligere anvendte systemer har forfatteren brukt tre sider på å redegjøre for sammenhengen mellom SI og det elektrostatiske og det elektromagnetiske CGS-system. Ytterligere to sider er brukt til et par beregningseksempler for å vise hvordan resultatene i listene under elektrisitet er regnet ut. Forfatteren har utvilsomt rett i at dette stoff vil være praktisk nyttig for svært mange. For dem som er nødt til å arbeide med både SI og CGS-systemet gir jo de nevnte betraktninger anvisning på grei omregning fra likninger i det ene system til likninger i det annet.

Jeg har ikke gått så nøye gjennom boka at jeg kan peke på trykkfeil. På side 8 finner man setningen: «Dette gjelder stort sett også det britiske målsystemet og det amerikanske» (At de bygger på grunnenhetene fra listen side 9). Meningen er at *tilsvarende* grunnenheter er definert i relasjon til metersystemets grunnenheter. Figuren på side 17 ser ut som en hånd med 8 fingre, fordi 3 av fingrene samtidig er tegnet for to forskjellige retninger. Det blir en smaksak om man vil kalle dette en skjønnhetsfeil.

Boka anbefales hermed på det beste, først og fremst til bruk for alle som underviser i de emner det gjelder, men også studerende vil kunne ha stor nytte av den. Nyttig vil den også være til bruk for ansatte ved tekniske bedrifter som vil eller bør gå over til å bruke SI-enheter.

J. Aars.

Nye lærebøker i fysikk for gymnaset.

Øgrim, Ormestad, Lunde: Rom — stoff — tid, Fysikk for gymnaset. J. W. Cappelens forlag 1968.

Bind 1. Mekanikk. 183 s. Pris ikke oppgitt.
Bind 2. Temperatur- og varmebegrepet, bølger og lys. 146 s. Pris ikke oppgitt.
Løsninger til oppgavene i Bind 1, 2 og 3. 76 s. Pris ikke oppgitt.

Lektor Lunde, dosent Ormestad og universitetslektor Øgrim har skrevet nye lærebøker i fysikk for gymnaset, som de med en fellestittel har kalt Rom — stoff — tid. Bind 1 og 2 samt et hefte med løsninger til oppgavene i bind 1, 2 og 3 foreligger nå ferdig trykket. Bind 3 som skal omfatte elektromagnetisme, noe relativitetsteori samt atom- og kjernefysikk skal visstnok foreligge ferdig trykket i løpet av høsten 1968.

La det være sagt med en gang. Dette er meget gode lærebøker. Både stoffvalg og disponering virker vel gjennomtenkt, og språket er nesten uten unntakelser enkelt og lettfattelig uten at det er gått på bekostning av det eksakte. Forfatterne har stort sett ikke tatt med

mere teknisk soff enn det som er rimelig for å illustrere og utdype den grunnleggende fysikk. I noen tilfeller er det også gitt forklaringer på tekniske innretninger som en må vente gymnasiastene har stor interesse for. Dette siste vil kanskje ikke alle fysikere være enig i, men gymnaset skal jo som bekjent i første rekke være en almendannende skole, og sett på den bakgrunn tror jeg for fatterne har valgt rett. Fotografier og figurer er det mange av, og de er nesten uten unntakelse førsteklasses. Regneoppgavene er i den utstrekning jeg har hatt anledning til å ta stikkprøver bemerkelsesverdig gode sett på bakgrunn av at dette er en førsteutgave. Jeg konstaterer med glede at man i oppgavene benytter både bokstaver og tall. Måttee dt også bli vanlig i artiumsoppgaver!

Jeg skulle tro at bøkene absolutt burde falle i gymnasiastenes smak. Så vidt jeg har hørt støttes også denne oppfatningen av lærere som har brukt en korrekturutgave av Rom — stoff — tid i ni klasser. Det forlyder også at eksamensresultatene til artium har vært meget tilfredsstillende. En behøver vel derfor neppe å være noen spåmann, for å spå disse bøkene en rask utbredelse i våre gymnaser.

Jeg har likevel en del innvendinger, og jeg skal nevne noen få av disse.

I 1. bind benyttes flere steder kilopond for kraft. Begrepet kiloponds bidrag til fysikken på gymnaset kan neppe være annet enn forvirring. Elevene har stort sett mere enn nok med S.I.-systemet. På s. 28 snakkes det om et atom i normaltilstanden uten at det er gitt noen forklaring på hva som menes med normaltilstanden. På s. 117 står det i forbindelse med Coriolis-kraft: «Prosjektilet treffer noe til høyre for det man sikter på». Et prosjektil er et uheldig eksempel da det jo som bekjent er høyrerillene som gir det største bidrag til denne effekt. (Et venstrerillet gevær vil gi avbøyning til venstre). Kapittelet om Mekanikk i væsker og gasser er lite spennende, og inneholder et par formuleringer som man i beste fall kan kalle missvisende. Det spørs om man ikke hadde stått seg på å ta dette kapittelet inn etter lydlæren, slik at en kunne få spritet opp stoffet litt med machkjegle, lydmursmell etc.

I det eksemplaret av bind 2 som jeg mottok til anmeldelse, var rekkefølgen av de siste sidene byttet om. Varmelæren virker noe gammelmodig på meg. Det skulle være relativt enkelt å benytte seg mere av molekylbegrepet her. For det første er det neppe noe begrep i fysikken som er mere nyttig og derfor tilsvarende viktig å få innarbeidet. For det andre har jeg inntrykk av at nesten alle elever liker å få forklart fenomener ut fra forestillingen om molekyler. I akustikken finner en på s. 80 en tabell over lydintensiteter. Her er det kun for løvebrøl at avstanden til lydkilden er oppgitt. Det er selvfølgelig interessant i og for seg, men i Norge hadde det vel vært mere nyttig å få oppgitt avstanden til pressluftboret eller radioen. I den geometriske optikken bør en bruke hensiktsmessige fortegnsregler, slik at en unngår lange forklaringer på hvordan en formel skal brukes. En streber jo ellers i fysikken etter mest mulig generelle formler. På s. 107 snakkes det om kikkertens «lysstyrke». Lysstyrke heldigvis i gåseøyne, men for å unngå sammenblanding bør en nok bruke uttrykket fokalforholdet eller brennviddeforholdet.

Heftet med løsninger til oppgavene mangler forord. Mange vil kanskje tro at løsningene er å oppfatte som mønsterløsninger. Men det er vel neppe tilfellet. Til det er de vel for kortfattete ? Men etter det jeg hører skal forfatterne være i ferd med å skrive en veileder til bruk for lærere, og da blir vel kanskje disse problemer tatt opp der. Som så ofte før kan det også her bli misforståelser p. g. a. at man har brukt samme tegn for tallet 1 og bokstaven l. Jeg konstaterer med tilfredshet at oppgavene er løst slik at man får et bokstavsvar før man setter inn tallene. Måtte også dette snart bli et krav til artium!

Knut Jostein Knutsen.

SOMMERSKOLEN, Beitostølen 1968

Kvantekjemikerne i Uppsala med professor Per-Olov Løwdin i spissen arrangerte i sommer for ellevte år på rad «Summer Institute in Quantum Chemistry, Solid-State Physics and Quantum Biology». De to første ukene var i Uppsala og de tre siste på Beitostølen.

Det var samlet 130 deltagere fra 30 nasjoner, for som det stod i innbydelsen «to get a better unterstanding of modern mathematical and computational methods in order to obtain a deeper insight into the conceptual structure of the quantum theory of matter and its applications to chemical an physical problems».

Følgende forelesninger ble holdt:

1. Per-Olov Løwdin fra Uppsala behandlet etter en historisk innledning spindegenerasjon, tidsavhengig og tidsuavhengig perturbasjonsteori med operatorulikheter og beregning av øvre og nedre skranker for egenverdier, og til sist 6 timers orientering om kvantebiologi.
2. Jean-Louis Calais fra Uppsala tok for seg lineær algebra, Hartree-Fock og elastiske egenskaper til alkali-metallene.
3. Oswaldo Goscinski Buenos-Aires diskutert variasjonsprinsippet og Raleigh-Ritz samt tetthetsmatriser.
4. Yngve Øhrn fra Florida gjennomgikk gruppeteori og Greenfunksjonsteknikk.
5. Ruben Pauncz fra Haifa behandlet dreieimpuls for flerpartikkelsystem ved projeksjonsoperator teknikk samt konjugerte system ved Hückel og andre approksimasjoner.
6. Frank Harris fra Utah lærte bort knep for bruk på regnemaskinen.

Det var i alt 200 forelesningstimer fordelt med 8 timer pr. dag. I tillegg ble seminarer og gruppediskusjoner viet mer spesielle emner.

For å kunne holde dampen oppe i alle fem ukene trengte en avkobling. I lunsjpausene ble det hver dag spilt fotball mellom lærere og elever. I helgene ble sydeuropeere i skreddersydd dress og spasersko jaget over Besseggen, opp på Galdhøpiggen eller kjørt i turbuss til Geiranger.

Trygve S. Nilsen

STEDET FOR ELEKTRONISKE INSTRUMENTER OG KOMPONENTER TIL INDUSTRI OG FORSKNING

M & CO

MORGENSTIERNE & CO A/S

INGENIØRFIRMA

WESSELS GT. 6, OSLO. TELEFON 20 16 35

Norsk Fysisk Selskap

Formann: Professor dr. Njål Hole

Styre: Direktør O. Chr. Böckman †
Professor dr. Nicolai Norman
Professor dr. Harald Trefall
Dr. philos Tormod Riste

Selskapets sekretær: Torø Saugestad,
Fysisk Institutt, N. T. H.,
7034 — Trondheim

Postgirokonto: 88388 **Bankgirokonto:** 8601 - 236880

Fra Fysikkens Verden

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

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

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

Teknisk medarbeider og Annonser: Lab.ing. H. Torgersen, N. T. H.

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

Sekretær: Randi Bostad, N. L. H. T.
Ekspedisjonens adresse: Fra Fysikkens Verden,
Fysisk Institutt, N. L. H. T.,
7000 — Trondheim.

Postgirokonto: 10472 **Bankgirokonto:** 8601-236545

GYMNASIASTER OG STUDENTER!

Dere kan få

Fra Fysikkens Verden

til redusert pris: kr. 10,— pr. år.

Abonnement kan tegnes enten ved postverket

eller ved direkte henvendelse, se adressen ovenfor.

Aktietrykkeriet i Trondhjem