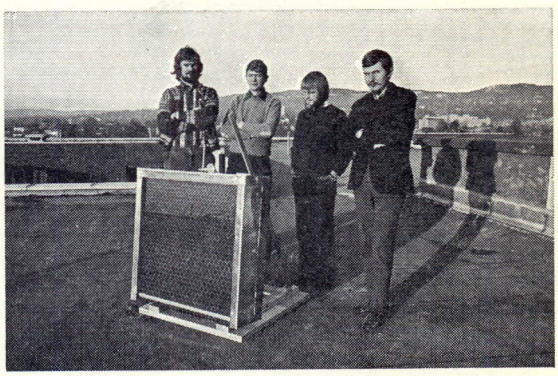
# Fra Fysikkens Verden

UTGITT AV NORSK FYSISK SELSKAP

INNHOLD


| | |
|---|---|
| Fysikermøte, årsmøte NFS 1976 | 1 |
| IUPAB, General Assembly 1975 | 1 |
| F 161 — «Fysikk anvendt på energi-problematikk» | 2 |
| Fison og fusjon | 4 |
| $^3He/^4He$ fortynings-metoden | 9 |
| Orientering om væskekrystaller, 2 | 21 |
| Bøker | 16 |
| Register 1975 | |

*Flatplate solkollektor. Prosjektoppgave i F 161.*
*(se artikkelen, side 2)*

Nr. 1 - 1976
38. årgang

# Be om vår nye data-katalog

**DATAMASKINER**
**DATATERMINALER - DATASKJERMER**
**PERIFERT DATAUTSTYR M.M.**

**R-data a.s**

GLADENGVEIEN 3 A, OSLO
POSTBOKS: 6069 - ETTERSTAD, OSLO 6
TELEFON: (02) 67 45 90

# Fra Fysikkens Verden

Utgiver: NORSK FYSISK SELSKAP

Nr. 1 - 1976

Redaktør: HAAKON OLSEN

38. årgang

Redaksjonssekretær: HALVARD TORGERSEN

## Fysikermøtet og årsmøtet, Norsk Fysisk Selskap 1976

Fysikermøtet blir i år arrangert av Institutt for matematiske realfag ved Universitetet i Tromsø i tida 28. juni–1. juli.

Programmet vil inneholde 6–7 plenumsforedrag, og korte rapporter.

Den finske lavtemperaturfysikeren Lounasmaa og franskmannen DeGennes er invitert. King fra England vil snakke om hvordan endringer på sola påvirker været, og Hesstvedt fra Oslo om ozonlaget. Stette (Trondheim) vil gi et foredrag om å navigere etter radiostjerner, og Helmer Dahl vil ta for seg norsk forskningspolitikk som innledning til en debatt hvor bl. a. byråsjef Kjellberg vil delta. Dessuten håper vi på mange 15-minutters foredrag av møtedeltakerne. Resymé på engelsk må følge påmeldingen.

I anledning at NFS er 25 år, vil det bli holdt en hyggelig jubileumsmiddag på Fjellheisen Restaurant.

Vi har reservert hotellrom på Prestvannet Sommerhotell. Innkvartering på dobbeltrom koster kr. 60,– inkludert frokost. Deltakere som ønsker annen innkvartering bes gi beskjed snarest.

Påmeldingsfristen settes til 1. mai, og registreringsavgiften settes til kr. 100,–. Avgiften vil bare bli innkrevd av de som får den dekket av sin institusjon.

Forespørsler om møtet besvares av O. Bratteng, Nordlysobservatoriet, Tromsø, tlf. (083) 86060.

---

**Påmeldingsskjema finnes midt i dette heftet.**

## International union of pure and applied biophysics

*Referat fra IUPAB's 6th General Assembly 1975*

Som kjent er Norge medlem av IUPAB gjennom Det Norske Videnskaps-Akademi. Ifølge statuttene har IUPAB som oppgave å fremme internasjonalt samarbeid og kommunikasjon innen alle grenser av biofysikk. De står blant annet som utgiver av Quarterly Reviews of Biophysics og organiserer internasjonale kongresser hvert 3dje år. Ellers støtter de en rekke mer spesialiserte kongresser og møter.

IUPAB er en samling av nasjonale organisasjoner, gjerne det enkelte lands «National Academy» eller «National Research Council». Hver nasjonal komité skal utpeke en representant som skal møte og avgi stemme i «the General Assembly». Det er dette organ som leder arbeidet i IUPAB, mens den utøvende virksomhet ligger hos «the Council» og spesiellt hos generalsekretæren. Det er idag ca. 40 nasjoner som er knyttet til IUPAB.

The 6th General Assembly ble holdt 6. august 1975 i København i forbindelse med biofysikkongressen. Undertegnede møtte som norsk delegat. Av de saker som førte til størst diskusjon kan nevnes medlemskontingenten. Den har for Norge som tilhører den såkalte «category 3» vært $ 400 pr. år. Den vil for de neste 3 år gå opp til $ 550. De argumenter som ble brukt for denne økning er følgende.

a) Inflasjon. Siden de øst-europeiske land benektet at det var noen inflasjon i deres hjemland kunne de ikke bruke dette som argument når de kom hjem.
b) Underskudd på biofysikkongressen. Kongressen i Moskva i 1972 samlet omkring 3000 deltagere. Siden København vanskelig kunne gi hotelplass til mer enn ca. 2400 søkte man fra starten av å begrense det hele

til ca. 2000 deltagere. Et ledd i disse bestrebelser var en forhåndsregistrering med innbetaling av ca. ⅙ av avgiften omkring et år i forveien. Dessuten ble registreringsavgiften satt til hele kr. 400 (danske) som kanskje er det høyeste som noengang er innkrevd. Dette sammen med de store priser København kan by på fikk en uventet og dramatisk virkning idet deltagerantallet bare kom opp i ca. 1200, Selve kongressen med inviterte foredragsholdere etc., var basert på ca. 2000 og det ble derfor et meget stort underskudd. Det ble antydet at man nær hadde avlyst hele kongressen . . . men iherdige anstrengelser bragte underskuddet ned i ca $ 32.000. Dette ble så dekket av IUPAB's fond som var på ca. $ 70.000. Som rimelig er må dette betraktes som en engangsoperasjon.

Øket medlemskontingent ble så vedtatt mot de øst-europeiske stemmer.

*Valg.*

| | | |
|---|---|---|
| Ny president: | Britton Chance | U.S.A. |
| Visepresidenter: | S. Ebashi | Japan |
| | P. G. Kostyuk | U.S.S.R. |
| Council 1975–1978 | | |
| | A.R. Gopal Ayengar | India |
| | O. Maaløe | Danmark |
| | M. Sela | Israel |
| | J. Tigyi | Ungarn |
| | M. Errera | Belgia |
| | S. V. Fomin | U.S.S.R. |
| | M. Montal | Mexico |
| | F. M. Richards | U.S.A. |
| | J. Coursaget | Frankrike |
| | D. C. Phillips | England |
| | H. T. Witt | Vest-Tyskland |
| | K. Wuthrich | Sveits |

Neste kongress vil bli holdt i Kyoto, Japan i 1978.

På møtet ble det godkjent 5 såkalte Commissions som skal være ansvarlige for spesielle deler av biofysikken.

1. Subcellular and Molecular Biophysics.
2. Radiation and Environmental Biophysics.
3. Cell and Membrane Biophysics.
4. Quantitative Neurobiology.
5. Education and Development in Biophysics.

Det er nedsatt en komité på 3 som spesielt skal ta seg av lærebokproblemet i biofysikk. Det ble også vedtatt en rekke mindre endringer i statuttene.

Den avgående president F. Lynen, Vest-Tyskland blir nå honorary vice-president og som tidligere er R.D. Keynes, England, generalsekretær.

*Thormod Henriksen*

## F 161 – «Fysikk anvendt på energiproblematikk»

*Opplegg og erfaringer fra et nytt laveregrads kurs på Blindern*

*Av Hugo Parr*

Fysikken har seilt i motvind i noen år – antallet fysikkstudenter ved universitetene minsker eller stagnerer – den store entusiasmes tid fra begynnelsen av 60-årene er forbi. Dette har ført til selvransakelse. Mange fysikere mener at faglige grenser i kurstilbudet i fysikk bør løses opp, slik at studentene ved siden av den grunnleggende teori også lærer noe som er åpenbart relevant og/eller anvendbart. Ved Fysisk institutt på Blindern har kurstilbudet de siste tiår vært preget av ønsket om en solid teoretisk skolering, med stor vekt på den «hellige treenighet»: klassisk mekanikk, statistisk mekanikk, kvantemekanikk. Andre viktige, og ofte mer anvendbare emner, som termodynamikk, varmeoverføring ved ledning, konveksjon og stråling, optikk, og aero- og hydrodynamikk er kommet i bakgrunnen. Tanker om å snu litt på denne flisa – og interesse for energiproblemene blant lærere og studenter ved Fysisk institutt – førte til det nye 3-vekttalls kurs «Fysikk anvendt på energiproblematikk», som ble gitt som en prøveordning høsten 1975. Lignende, uavhengige kurs er blitt gitt både ved NTH og NLH i Trondheim, og vil bli presentert i senere artikler i Fra Fysikkens Verden.

*«Onkel tegner og forteller» – kan det unngås?*

Dersom et kurs om energiproblematikken skal ha noen hensikt, må det gjøre mer enn bare å skrape på overflaten: Det må gi innsikt og kunnskaper på et høyere nivå enn det som kan fås fra TV, radio og aviser. Men desto dypere man graver under overflaten, desto mer tid brukes på den grunnleggende fysikk, og desto større krav stilles til forkunnskapene. Altså trengs en avveining.

Vi valgte å kreve relativt små forkunnskaper: 10 vekttall i fysikk, tilsvarende kursene FA 1 og FA 2, som er beregnet på realister med andre studieretninger enn fysikk, og som tilsvarer en arbeidsmengde på ½ år full tid. Dermed kunne vi vente at studentene *kjenner til* emner som svart stråling, entropi og termodynamiske potensialer, men slett ikke at de *behersker* dem. Vi satset på å tilføre liberale doser med fysikk underveis, og heller innskrenke antall emner, slik at hvert emne kunne behandles nokså grundig.

*Overlapping til andre fagfelter*
er uunngåelig, og var et problem i planleggingen av kurset. I framtiden bør studentene på Blindern ha et variert, tverrfaglig tilbud av spesialkurs som dekker natur/miljøfeltet, såsom systemdynamikk, energiproblemer, forurensninger, generell økologi, emner i fysikk, kjemi, biologi, geofag og samfunnsfag. Et slikt tilbud finnes ikke idag, bortsett fra ett enkelt kurs: Miljøfagseminaret, som er en stor, generell og meget vidtfavnende innføring i hele dette spektrum av emner. I mellomtiden må instituttene dekke behovet for slike kurs som best de kan, inntil det kommer tverrfaglige undervisningsopplegg. Vi ønsket at vårt kurs skulle gå ut fra fysikken og undervises av fysikere, selv om noen emner fra andre fagfelter må tas med. Dette har ulemper: man ser problemene med fysikerens spesielle skylapper. Men også fordeler: kurset blir mer enhetlig og fasttømret, og rent administrativt er det meget lettere å lage et nytt kurs på institutt-nivå. Rent praktisk ble forelesningene delt mellom Øivin Holter, Finn Ingebrigtsen og Hugo Parr, som var ansvarlig leder for kurset. I ett enkelt emne, strålingens biologiske virkninger, gikk vi utenom Fysisk institutt og inviterte professor Per Oftedal som foreleser.

*Emnevalget*
Vi fant raskt at vi ikke kunne dekke hele det aktuelle problemrådet. I stedet konsentrerte vi oss om syv hovedemner, ut fra hensynet om å anvende god fysikk på emner som har vært framme i energidebatten de siste årene. Jeg skal på stikkordform gi litt av innholdet i våre forelesninger.

*A. Energiressurser* (1 uke)
Overslag over de ulike ressursers omfang. Varighet under ulike forutsetninger om forbruket. Forskjellige typer vekstkurver: eksplosiv, eksponensiell, Gaussisk, konstant.

*B. Termodynamikk i energisammenheng* (2 uker)
1. og 2. lov, repetisjon av termodynamiske potensialer og begrepet entropi. Kjemiske reaksjoner: bruk av tabeller, virkningsgrader. Arbeid vs. termisk energi. Varmekraft-maskiner, Carnotsyklen og Stirlingsyklen. Ideelle og praktiske virkningsgrader. Kjølemaskiner og varmepumper. Brenselceller. Analyse av energiomvandling ut fra 1. og 2. lov. Litt om varmeoverføring.

*C. Solenergi* (2 uker)
Solarkonstanten, strålingens fordeling tid og sted. Direkte og diffus stråling. Vinkler. Spektralfordeling, svart stråling. Flatplatekollektorer. Drivhuseffekten. Selektive overflater. Husoppvarming og varmtvann. Fokusering. Solceller. Perspektiver.

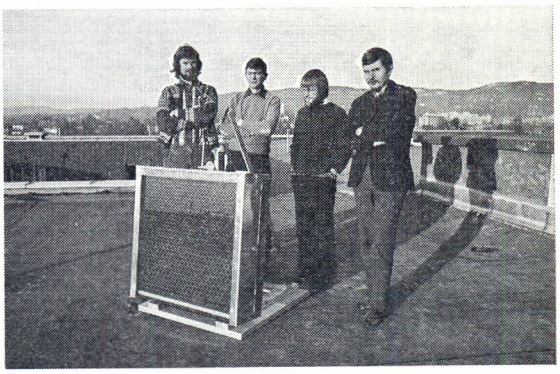
*D. Radioaktivitet og stråling* (2 uker)
Ulike typer stråling. Halveringstid, absorpsjon, rekkevidde. Aktivitet og dose. Biologiske virkninger. Treffteori, målteori. Virkninger på pattedyr: akutte skader, genetiske skader, sene skader. Dose-effekt sammenhenger. Synergisme.

*E. Fisjon og kjernekraftverk* (4 uker)
Nukleoner. Bindingsenergi og halvempirisk masseformel. Radioaktivitet, kjeder. Kjernereaksjoner. Q-verdi. Virkningstverrsnitt. Fisjon: barriere, fisjonsprodukter, nøytroner. Reaktortyper. Nøytronregnskap, nøytron levetid. Promte og forsinket kritisk. Reaktorkontroll. Konvertering og breeding. Plutonium, avlsreaktorer. Lettvansreaktorer. Reaktorsikkerhet, utslipp. Brenselskretsløpet fra malm til energi og avfall.

*F. Fusjon* (2 uker)
Virkningstverrsnitt, tunneleffekt, hastighetsfordeling. Energibalanse, Lawson-kriteriet. Innesperringsproblemet. Laserfusjon. Magnetisk innesperring, åpne og lukkede systemer. Plasmaustabiliteter.

*G. Energiforbruk – noen miljøproblemer* (1 uke)
Kjernekraftens problemer – avfall, sikkerhet og spaltbart materiale. Energiforbruk og klima: termisk forurensning, kulldioksyd.

Som man ser, har vi gapt ganske høyt – kanskje litt for høyt. Under en kritikkrunde etter kursets slutt, mente studentene at vi hadde forelest for mye teori og ligninger innen emnene termodynamikk, fisjon og fusjon. Vi er enige



For tre av studentene besto prosjektoppgaven i F 161 i byggingen av en flatplate solkollektor med en «bikubestruktur» av glass. Denne sees her ferdig på taket av Fysikkbygningen. På en klar dag i slutten av januar ble det målt 73 °C i kollektoren, mens det var et par kuldegrader i luften.

*(Forts. side 16)*

# Fisjon og fusjon —

## noen problemer i et kjernekraftsamfunn

*Øivin Holter**

1. *Innledning.*

Verdens energiforsyning vil fram til år 2000 i alt vesentlig være basert på ressurser som – med unntak for kull – med stor sannsynlighet vil ta slutt i løpet av et halvt hundre år. På denne bakgrunn er det et spørsmål om det overhodet kan framskaffes energiressurser som både er akseptable og som har det tilstrekkelige omfang for en eventuell global industrialiseringsprosess.

Hvis man f. eks. tar dagens europeiske nivå som et mål for et pr. capita energiforbruk, vil dette med en økende verdensbefolkning innebære et framtidig totalforbruk som muligens kan bli omkring ti-femten ganger forbruket i dag. Hvis ikke behovet for energi kan stabiliseres på et vesentlig lavere nivå, må eventuelle nye energiressurser være av et ganske annet omfang enn de ressurser som i dag er tilgjengelige. Bare følgende fire potensielle energiressurser synes å utpeke seg som aktuelle: Solenergi fra ørkenområder, geotermisk energi fra varme fjell, fusjonsenergi fra deuterium, fisjonsenergi fra uran – 238 og thorium – 232. Hver av disse ressurser representerer et potensielt energiinnhold minst hundre ganger energiinnholdet i de fossile ressurser (1). Imidlertid bidrar ingen av disse ressurser på det nåværende tidspunkt til verdens energiforsyning, og det er fortsatt høyst usikkert om en eller flere av dem overhodet lar seg utnytte i et tilstrekkelig stort omfang. I denne artikkelen skal vi med utgangspunkt i mulige behov for energi i framtiden ta for oss noen av de problemer som særlig utpeker seg ved en eventuell omfattende utnyttelse av kjerneenergien.

2. *Behovet for energi i framtiden.*

Ved en vurdering av energiressursenes omfang og eventuelle levetid må de sees i forhold til eventuelle framtidige energibehov. Hvis en kontrollert utjevning og stabilisering av det globale energiforbruk forutsettes, er det hensiktsmessig å angi det totale energibehovet som produktet av verdens befolkning og et pr. capita energibehov.

Som eksempler skal vi i det følgende ta for oss de tre alternative forbruk av termisk energi som er gitt i tabell 1. Et gitt totalforbruk gir

Tabell 1. Alternative framtidige energiforbruk.

| Alternativ | Total ($10^{12}$W) | Forhold til 1970 | Pr. capita ($10^{3}$W) |
|---|---|---|---|
| 1970 | 6.4 | 1 | 1.8 |
| A | 30 | 4.7 | 2[1)] |
| B | 100 | 15 | 6.7[1)] |
| C | 300 | 47 | 20[1)] |

[1)] Med verdensbefolkning 15 milliarder.

med forskjellige befolkningsanslag flere mulige pr. capita forbruk. Dette er illustrert i fig. 1 hvor pr. capita forbruket av energi er framstilt som funksjon av verdens befolkning for de tre alternative energiforbruk.

Hvis vi antar at en befolkningskatastrofe ikke inntreffer, og at verdens befolkning ved en eller annen kontrollert mekanisme stabiliseres på et nivå mellom 10 og 15 milliarder, vil alternativ A i tabell 1 omtrent svare til verdens gjennomsnittlige pr. capita forbruk i dag. For en industrialisert verden er dette antagelig urealistisk. Alternativ B vil svare til noe over det europeiske nivå i dag. Det burde med en mer rasjonell utnyttelse av energien være et mulig alternativ. Alternativ C representerer et forbruk som antagelig ligger på grensen av det som er akseptabelt for at en stigning i jordas middeltemperatur ikke skal introdusere klimatiske forandringer (2).

3. *Kjerneenergi.*

Kjerneenergi kan frigjøres ved fisjon av tunge atomkjerner og ved fusjon av lette atomkjerner. Prinsippet for energiproduksjon ved fisjon ble demonstrert for omkring tretti år siden. Prinsippet for energiproduksjon ved fusjon

I denne artikkelen er enheten Watt (W) brukt som enhet for effekt, år som tidsenhet og Wattår (Wår) som energienhet. Energien refererer hele tiden til den termiske energi (og ikke den elektriske som eventuelt kan produseres fra ressursen).

* Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

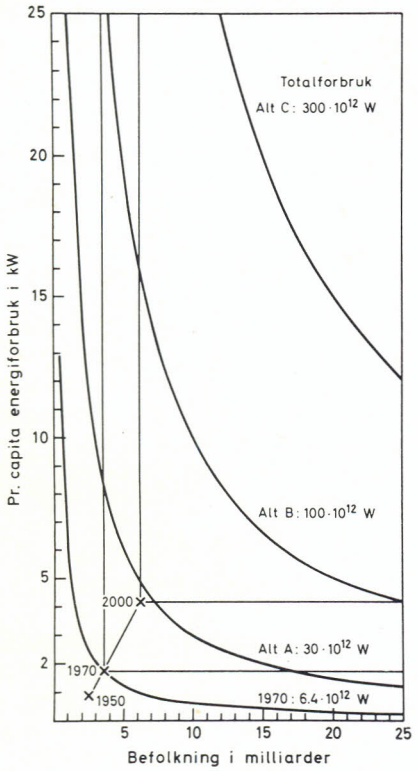



Fig. 1. Sammenheng mellom pr. capita energiforbruk og befolkning for gitte totalforbruk av energi. Inntegnet er pr. capitaforbruket og befolkningen for årene 1950, 1970 og IAEA's prognose for år 2000. De vertikale og horisontale linjer gjennom h.h.v. 1970 og 2000 deler diagrammet i to deler; delen som tilsvarer 1 kvadrant representerer den del som fra 1970, eventuelt år 2000 er tilgjengelig under forutsetning av at pr. capita forbruket og befolkningen ikke reduseres fra et oppnådd nivå.

av lette atomkjerner – under kontrollerte betingelser – er ennå ikke demonstrert.

3.1. *Fisjonsenergi.*

De atomkjerner som er aktuelle for energiproduksjon ved fisjon er uran-233, uran-235 og plutonium-239. Av disse finnes bare uran-235 i naturen. Den utgjør 0.7 % av naturlig uran som forøvrig består av uran-238.

Det foreligger to vesentlig forskjellige metoder for utnyttelsen av fisjonsenergien. I såkalte termiske reaktorer utnyttes bare uran-235. Det er reaktorer av denne kategori (lettvannsreaktorer og tungtvannsreaktorer) som nå introduseres i stort omfang. I en såkalt breeder-reaktor (formeringsreaktor) vil et overskudd av brensel i form av plutonium-239 og uran-233 produseres ved nøytronbestråling av henholdsvis uran-238 og thorium-232. Denne reaktortype kan muliggjøre en utnyttelse på ca. 70 % av både naturlig uran og thorium. Konstruksjonsproblemene ved denne reaktortype er imidlertid store, og hittil er bare noen få eksperimentreaktorer bygget.

Et overslag over mengden av uran og thorium for forskjellige utvinningskostnader er angitt i tabell 2. Det tilsvarende energiinnhold er angitt for termiske reaktorer ved to alternative utnyttelsesgrader av naturlig uran, og for breederreaktorer med 70 % utnyttelse av naturlig uran og thorium.

3.2. *Fusjonsenergi.*

De atomkjerner som særlig er aktuelle for frigjøring av fusjonsenergi er hydrogenisotopene deuterium (D) og tritium (T). Kontrollert produksjon av fusjonsenergi er mulig i et D–T

Tabell 2. Estimat for verdens mulige ressurser av uran og thorium etter pris og termisk energiinnhold.

| Pris | Mengde[1] | | Utnyttelsesgrad | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $/lb | $U_3O_8$ [2] ($10^6$ tonn) | $ThO_2$ [2] ($10^6$ tonn) | 0.7 % [3] ($10^{14}$ W år) | 1.5 % [4] ($10^{14}$ W år) | 70 % [5] ($10^{14}$ W år) |
| 5–10 | 14 | 14 | 2.2 | 4.6 | $4.3 \cdot 10^2$ |
| 10–30 | 17 | 19 | 2.6 | 5.6 | $5.5 \cdot 10^2$ |
| 30–50 | $1.4 \cdot 10^2$ | $1.9 \cdot 10^2$ | 21 | 46 | $5.0 \cdot 10^3$ |
| 50–100 | $3.8 \cdot 10^2$ | $3.8 \cdot 10^2$ | 58 | $1.2 \cdot 10^2$ | $1.4 \cdot 10^4$ |

[1] Beregnet fra U.S.A's anslåtte ressurser (3) multiplisert med 17 som er forholdet mellom verdens og U.S.A.'s landareal. [2] Spesifikt energiinnhold for Th-232 (U-233), U-235 og U-238 (Pu-239): $2.5 \cdot 10^9$ Wår pr. tonn. [3] Termiske reaktorer med U-235. [4] Termiske reaktorer med U-235 og Pu-239. [5] Breedere med U-238 og Th-232.

plasma med temperaturer på ca. 100 millioner grader. Hovedproblemet innen fusjonsforskningen er å bringe plasmaet opp til disse høye temperaturer og isolere det fra materielle omgivelser. Selv om det i løpet av de neste fem til ti år lykkes å fastslå at energiproduksjon ved kontrollert fusjon i prinsippet er mulig, vil denne energikilde neppe kunne få vesentlig betydning for verdens energiforsyning i de neste femti år.

De første eventuelle fusjonsreaktorer vil være basert på D–T reaksjoner fordi disse har den laveste antennelsestemperatur. Tritium finnes imidlertid bare i ubetydelige mengder på jorden. En D–T reaktor vil imidlertid kunne konstrueres som en breeder hvor tritiumet produseres i en litium kappe som omgir reaktorens brennkammer. For denne reaktortype representerer litium den primære energiressurs.

Forekomstene av litium er lite undersøkt. Den litium isotop som er mest aktuell i fusjonssammenheng er litium-6, som utgjør 7.4 % av naturlig litium. Et estimat for verdens litium ressurser antyder et energiinnhold omkring $2 \cdot 10^{16}$ W år; dvs. omkring det tredobbelte av de fossile ressurser (4).

Hvis fusjonsreaktorer basert på D–T reaksjoner blir realisert, er det overveiende sannsynlig at også reaktorer basert på D–D reaksjoner kan utvikles. Den primære energiressurs blir da deuterium fra havet. Det potensielle energiinnhold er her ca. 260 W år pr. liter vann.

## 4. *Kjerneenergi og sikkerhet.*

Noen av de problemer som et framtidig energiforbruk – som kanskje vil være omkring femten ganger 1970 forbruket – medfører, kan man i dag bare ane omrisset av. Vi skal her ta for oss noen av de problemene som utpeker seg som særlig viktig ved en eventuell framtidig utnyttelse av kjerneenergien i stort omfang.

Hvis verdens framtidige energiforsyning i det vesentlige baseres på kjernekraft, vil det – for å dekke de tre alternative forbruk i tabell 1 – være nødvendig med henholdsvis 10 000, 30 000 og 100 000 kjernekraftverk av størrelse 3000 MW. Betenkelighetene overfor kjernekraftverk som framtidig energikilde skyldes i hovedsak to forhold: For det første det forhold at de store mengder radioaktivt materiale som inngår i reaktorens brenselssyklus – og som skal håndteres i reaktoren, under transport, i gjenvinningsanlegg og som avfall – ikke må komme i kontakt med biosfæren. For det andre representerer selve reaktorbrenslet råmaterialet for framstilling av kjernefysiske våpen.

Hvis den prinsipielle mulighet for kontrollert fusjon blir demonstrert omkring 1980, vil fusjonsreaktoren i utvikling ligge ca. 20 år etter den natriumkjølte breeder (LMFBR-liquid metal fast breeder reactor), som er den breedertype som i første rekke er under utvikling. Med denne tidsforskjell i teknologisk utvikling vil en direkte sammenligning mellom de to reaktorsystemer nødvendigvis bli foreløpig og ufullstendig. De sammenligninger man likevel kan foreta må baseres på beregninger for referansemodeller for eventuelle framtidige reaktorer. Slike modellreaktorer vil aldri bli bygget, idet de primært er laget for å identifisere problematikken ved den framtidige reaktorutviklingen.

### 4.1. *Kjernefysiske sprengladninger.*

Med hensyn til muligheten for framstilling av kjernefysiske sprengladninger er det en vesentlig forskjell på de to former for kjernekraft. En sprengladning basert på fisjon kan framstilles av uran og plutonium. En sprengladning basert på tritium (Hydrogenbombe) kan ikke framstilles uten en tennladning i form av en fisjonsbombe. Muligheten for å lage en såkalt ren hydrogen sprengladning er imidlertid tilstede. En eventuell fusjonsreaktor vil også kunne benyttes til produksjon av fissilt materiale. Spesielt vil en utvikling av en såkalt hybrid reaktor, en fusjon – fisjonsreaktor medføre breedernes ulemper med hensyn til f. eks. radioaktivt avfall og fisjonsmateriale.

For å framstille en sprengladning basert på fisjon er det de fissile isotoper plutonium-239, uran-235 og eventuelt uran-233 som er aktuelle. Hvis en kritisk masse hurtig kan samles i en kompakt konfigurasjon, vil store energimengder kunne frigjøres ved en eksplosiv kjedereaksjon. De aktuelle kritiske masser er angitt i tabell 3.

Den største hindring for potensielle våpenprodusenter har hittil vært problemet med å skaffe fissilt materiale. I hovedsak er det to mulige framgangsmåter hvis man vil produsere det selv; man kan enten anrike naturlig uran til omkring 90 % uran-235, eller man kan produsere plutonium-239 (ev. uran-233) i en fisjonsreaktor. Urananrikning har hittil krevet meget kostbare diffusjonsanlegg som foreløpig bare har vært bygget i land som har produsert egne atomvåpen. Anrikningsproblemet er imidlertid i ferd med å bli vesentlig redusert ved nye og vesentlig enk-

Tabell 3. Kritisk masse for de viktigste fissile materialer.

| Metall | Kritisk masse | | Egenvekt (kg/m³) | Radius[3] | |
|---|---|---|---|---|---|
| | U.r[1] (kg) | M.r[2] (kg) | | U.r[1] (cm) | M.r[2] (cm) |
| Uran-233 | 16.5 | 5.7 | $18.4 \cdot 10^3$ | 6.0 | 4.2 |
| Uran-235 | 52.3 | 17.8 | $18.7 \cdot 10^3$ | 8.7 | 6.1 |
| Plutonium-239 | 17.0 | 6.1 | $15.6 \cdot 10^3$ | 6.4 | 4.5 |

[1]) U.r – uten nøytronreflektor. [2]) M.r – med nøytronreflektor. [3]) Radius av kule med kritisk masse.

lere metoder som nå åpenbart er under utvikling (sentrifuge- og laseranrikning).

Den enkleste metode for produksjon av fissilt materiale består i kjemisk separasjon av det plutonium som produseres i fisjonsreaktorer. Den plutoniummengde som produseres i en reaktor avhenger av reaktortype. For en termisk reaktor er plutonium produksjonen anslagsvis ca. 70–100 kg. pr. år pr. $10^9$ W. Den totale plutonium produksjon i en LMFBR-breeder vil være vesentlig større; ~ 600 kg pr. år pr. $10^9$ W (ca. 500 kg plutonium vil samtidig forbrukes). I framtidige breedere vil plutoniumet – selv om isotop sammensetningen ikke er idéell – være av en slik karakter at det kan benyttes til framstilling av kjernefysiske sprengladninger. I land med egne gjenvinningsanlegg vil våpenmateriale være umiddelbart tilgjengelig. En innføring av breedere vil forøvrig åpne muligheten for tyveri og underslag av bombemateriale av f. eks. illegale organisasjoner og terroristgrupper (5).

Selv om plutoniumet kan bokføres med en så høy nøyaktighet som 99,9 %, vil det være store kvanta mulig våpenmateriale som ikke kan identifiseres og lokaliseres (MUF – material unaccounted for). En årlig plutoniumsirkulasjon på omkring $6 \cdot 10^{-7}$ kg pr. W vil, med et mulig framtidig energiforbruk på $10^{14}$ W, representere en årlig sirkulasjon på 60 000 tonn plutonium. Bare noen prosent av det ikke-bokførte materiale er tilstrekkelig til å framstille et hundretall kjernefysiske sprengladninger pr. år.

### 4.2. *Radioaktivt avfall.*

Med en konstant produksjon av kjerneenergi vil mengden av forskjellige radioaktive avfallsprodukter etter ca. 3–4 halveringstider innstille seg på et tilnærmet konstant nivå. For å illustrere de totale mengder av noen av de viktigste radioaktive stoffer som eventuelt må håndteres i et framtidig kjernekraftsamfunn er de respek-

Tabell 4. Stasjonær mengde av radioaktivitet for forskjellige stoffer ved konstant energiproduksjon.

| Type avfall | Halveringstid (år) | MPC[1] (Ci/m³) | Produksjon[2] (Ci/W år) | Stasjonært nivå (Ci/W) |
|---|---|---|---|---|
| Krypton-85 | 10.6 | $3 \cdot 10^{-7}$(L) | $9.5 \cdot 10^{-5}$ | $1.4 \cdot 10^{-3}$ |
| Tritium | 12.3 | $2 \cdot 10^{-7}$(L) | $6.0 \cdot 10^{-6}$ | $1.0 \cdot 10^{-4}$ |
| Tritium | 12.3 | $3 \cdot 10^{-3}$(V) | $6.0 \cdot 10^{-6}$ | $1.0 \cdot 10^{-4}$ |
| Strontium-90 | 28 | $3 \cdot 10^{-7}$(V) | $6.7 \cdot 10^{-4}$ | $2.7 \cdot 10^{-2}$ |
| Cesium-137 | 30 | $2 \cdot 10^{-5}$(V) | $9.3 \cdot 10^{-4}$ | $4.0 \cdot 10^{-2}$ |
| Niob-93[4]) | 13.6 | $4 \cdot 10^{-4}$(V) | $8.8 \cdot 10^{-3}$ | $1.7 \cdot 10^{-1}$ |
| Niob-94[4]) | 20 000 | $3 \cdot 10^{-6}$(V) | $2.9 \cdot 10^{-6}$ | $8.4 \cdot 10^{-2}$ |

[1]) MPC – maximum permissible concentration (USA – standard for sivilbefolkningen). [2]) Årlig produksjon i Curie pr. termisk Watt (2,6); 1 Ci (Curie): disintegrasjonsraten i 1 g radium ($3.7 \cdot 10^{10}$ disintegrasjoner pr. sek). [3]) Stasjonært nivå er det nivå hvor produksjon balanseres av tap ved naturlige prosesser. [4]) I fusjonsreaktor med konstruksjonsmateriale av niob. Med vanadium som konstruksjonsmateriale vil den langtlevende radioaktivitet skyldes niobforurensninger i vanadium. Med en niobforurensningsgrad på $10^{-4}$ i vanadium blir det stasjonære nivå redusert med en faktor ~ $10^3$–$10^4$.

Tabell 5. Totalt risikopotensial i $m^3$ for radioaktivt avfall ved forskjellige konstante energiforbruk basert på kjernekraft.

| Type avfall | Risikopotensial ($m^3/W$) | Totalt risikopotensial i $m^3$ [1] | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | Alternative energiforbruk (tabell 1) | | | |
| | | 1970 | A | B | C |
| Krypton-85 (L) | $4.8 \cdot 10^3$ | $3.1 \cdot 10^{16}$ | $1.4 \cdot 10^{17}$ | $4.8 \cdot 10^{17}$ | $1.4 \cdot 10^{18}$ |
| Tritium (L) | $5.2 \cdot 10^2$ | $3.3 \cdot 10^{15}$ | $1.6 \cdot 10^{16}$ | $5.2 \cdot 10^{16}$ | $1.6 \cdot 10^{17}$ |
| – » – (V) | $3.4 \cdot 10^{-2}$ | $2.2 \cdot 10^{11}$ | $1.0 \cdot 10^{12}$ | $3.5 \cdot 10^{12}$ | $1.0 \cdot 10^{13}$ |
| Strontinum-90 (V) | $8.9 \cdot 10^4$ | $5.7 \cdot 10^{17}$ | $2.7 \cdot 10^{18}$ | $8.9 \cdot 10^{18}$ | $2.7 \cdot 10^{19}$ |
| Cesium-137 (V) | $2.0 \cdot 10^3$ | $1.3 \cdot 10^{16}$ | $6.0 \cdot 10^{16}$ | $2.0 \cdot 10^{17}$ | $6.0 \cdot 10^{17}$ |
| Niob-93[2] (V) | $4.2 \cdot 10^2$ | $2.7 \cdot 10^{15}$ | $1.3 \cdot 10^{16}$ | $4.2 \cdot 10^{16}$ | $1.3 \cdot 10^{17}$ |
| Niob-94[2] (V) | $2.8 \cdot 10^4$ | $1.8 \cdot 10^{17}$ | $8.4 \cdot 10^{17}$ | $2.8 \cdot 10^{18}$ | $8.4 \cdot 10^{18}$ |

[1] Total vannmengde på jorda: $1.4 \cdot 10^{18}$ $m^3$; sirkulerende vann (havets øvre 75 m): $2.7 \cdot 10^{16}$ $m^3$; luft under 10 km: $5 \cdot 10^{18}$ $m^3$. [2] Funksjonsreaktorer med niob. Med vanadium reduseres risikopotensialet med en faktor $10^3$–$10^4$.

tive stasjonære nivåer angitt i tabell 4. Basert på henholdsvis fisjons- og fusjonsreaktorer er det stasjonære risikopotensial uttrykt i $m^3$ luft (L) eller vann (V) angitt i tabell 5 for de alternative energiforbruk i tabell 1. Risikopotensialet er gitt ved den mengde luft (L) eller vann (V) som trengs for å redusere konsentrasjonen av et radioaktivt materiale til en maksimalt tillatt konsentrasjon (MPC-maximum permissible concentration). Som et sammenligningsgrunnlag for risikopotensialet kan man f. eks. benytte mengden av vann på jorda eller luft under 10 km. De radioaktive avfallsproblemer er sammenlignbare for fisjonsreaktorer og fusjonsreaktorer med niob som konstruksjonsmateriale. For begge disse alternativ er mengdene av radioaktivt avfall så store at eventuell fortynning i luft eller vann ikke representerer noen aktuell mulighet. For fusjonsreaktorer med f. eks. vanadium som veggmateriale vil imidlertid mengden av langlivet avfall reduseres med 3–4 størrelsesordner.

Det radioaktive avfall må isoleres fra biosfæren inntil det i løpet av tidsrom på 10–20 halveringsperioder på naturlig måte har tapt sin radioaktivitet. Det vil dreie seg om tidsrom på noen hundre år for tritium, krypton-85 og niob-93, omkring et halvt tusen år for strontium-90 og cesium-137 og hundre tusen år for f. eks. plutonium-239 og 240, americum-243 og niob-94. De løsninger som nå er aktuelle kan grovt deles i to hovedtyper. Den ene forutsetter at muligheten for overvåking og eventuell gjenvinning av avfallet beholdes. Derved bevares muligheten for i framtiden å korrigere for eventuelle feilvurderinger og uforutsette hendelser og for å ta i bruk eventuelle andre løsningsmetoder enn idag (f. eks. utskytning av avfallet i verdensrommet eller «brenning» av en del av avfallet i reaktorer). Denne løsningstype forutsetter imidlertid stabile samfunn med parmanente institusjoner som i overskuelig framtid kan vokte over avfallet. Ved den andre løsningstype tar man sikte på å isolere avfallet for all framtid ved utilgjengelig lagring i salt eller leireformasjoner eller i fjell. Fordelen ved denne type løsning er bl. a. at selv med et samfunnsmessig sammenbrudd vil avfallet ikke kunne komme i kontakt med biosfæren. Et problem med denne løsning er imidlertid at formasjoner som har vært geologisk stabile i fortiden ikke med sikkerhet kan forutsettes å forbli stabile i framtiden når de blir utsatt for avfallets varmeutvikling og radioaktivitet, og av eventuell ytre påvirkninger ved f. eks. menneskelig aktivitet og klimatiske forandringer.

Med hensyn til det radioaktive avfall er det en viktig prinsipiell forskjell på fisjons- og fusjonsreaktorer. I en fisjonsreaktor er radioaktivt avfall en uunngåelig konsekvens av energi produksjonen; det er atomkjerner som ved spaltning frigjør energi som også produserer de radioaktive atomkjerner. I en fusjonsreaktor produseres det radioaktive avfall i reaktorens veggmateriale på grunn av intens nøytronbestråling. For fusjonsreaktorens vedkommende har man derfor i prinsippet muligheten til å «løse» avfallsproblemet ved eventuelt å benytte konstruksjonsmateriale hvor det i liten utstrekning induseres radioaktivitet. Dette illustreres ved forholdet mellom niob og vanadium som konstruksjonsmateriale.

*(Fortsettes neste hefte)*

# $^3$He/$^4$He fortynningsmetoden

*H. G. Bratsberg og R. P. Søvik*

*Innledning.*

En rekke interessante fenomener lar seg bare observere ved svært lave temperaturer. En viktig oppgave innen lavtemperaturfysikken har derfor vært å frembringe lave temperaturer som kan opprettholdes så lenge at det er mulig å gjennomføre de aktuelle eksperimentene. Den kjølemetoden vi her skal beskrive har åpnet muligheter for en rekke eksperimenter i et ellers vanskelig tilgjengelig temperaturområde. Den har også med hell vært benyttet som forkjølingsmetode i kjernedemagnetiserings og kompresjonskjølingseksperimenter, kjølemetoder som har åpnet mulighetene for eksperimenter i temperaturområdet rundt 0.001 K.

Gjeldende «Norgesrekord i lav temperatur» holdes av en kryostat som nytter denne nye kjølemetoden.

Det første forslaget til en $^3$He/$^4$He fortynningskryostat ble satt fram av London, Clarke og Mendoza (1) i 1962. En kryostat er et apparat for å frembringe og opprettholde en lav temperatur. De første apparater av denne typen ble bygget av Neganov, Borisov og Liburg (2) sent i 1965 og Hall, Ford og Thompson (3) tidlig i 1966 uavhengig av hverandre.

Senere er fortynningskryostater konstruert ved en rekke lavtemperaturlaboratorier rundt om, og i de senere årene har de vært kommersielt tilgjengelige. Med fortynningskryostaten har man vært i stand til å komme ned i og å opprettholde over lengre tid, en så lav temperatur som 0.010 K.

Tidligere kunne slike temperaturer bare oppnås ved adiabatisk demagnetisering av et paramagnetisk salt, en metode som er uegnet til eksperimenter hvor store og kontinuerlige varmelekkasjer ikke kan unngås, idet systemet umiddelbart etter demagnetiseringen varmes opp av varmelekkasjene inn til saltet. Kjøleprosessen i fortynningskryostaten har – foruten å være kontinuerlig – nok en fordel i forhold til demagnetisering. I mange eksperimenter må prøven kunne utsettes for et magnetfelt, noe som medfører store komplikasjoner i et system som bruker demagnetiseringsprosessen. I en fortynningskryostat kan man uten videre utsette $^3$He/$^4$He blandingen for sterke magnetfelt uten at det virker inn på kjøleprosessen, hvilket muliggjør en rekke nye eksperimenter.

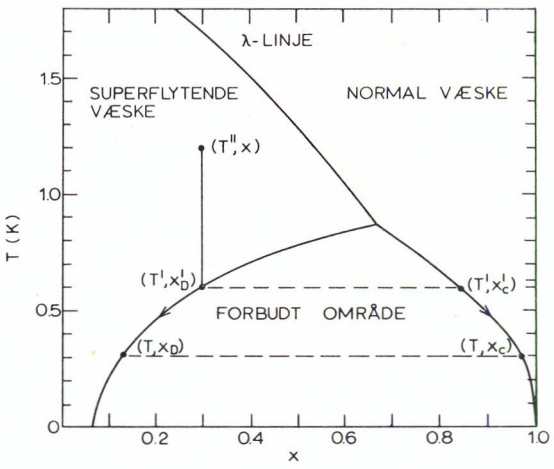
*$^3$He/$^4$He blandinger ved lave temperaturer.*

En fortynningskryostat opereres vanligvis under 0.1 K og vi skal derfor konsentrere oppmerksomheten om blandingens egenskaper ved disse temperaturene.

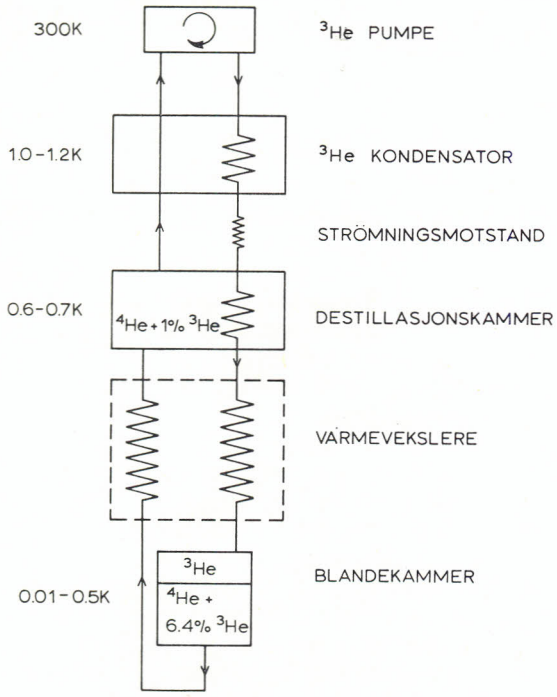
Eksperimenter har vist at $^3$He ikke er løselig i $^4$He ved alle konsentrasjoner og temperaturer. Av fasediagrammet for $^3$He/$^4$He blandinger (fig. 1) sees at under ca. 0.86 K er visse konsentrasjoner ikke tillatt, blandingen separerer i en $^3$He-rik del som p.g.a. tetthetsforskjellen flyter oppå en $^4$He-rik del. Først legger vi merke til at konsentrasjonen $x_D$ av $^3$He i den $^4$He-rike delen er endelig og så stor som ca. 6.4% ved T = 0. At det er mulig å løse $^3$He i $^4$He selv ved T = 0 ble oppdaget i 1965 av Edwards et al. (4) og denne oppdagelsen satte fart i utviklingen av fortynningskryostaten.

Vi legger også merke til at konsentrasjonen av $^3$He i den $^4$He-rike fasen varierer lite i det temperaturområdet vi er interessert i, fra $x_D$ = 0.064 ved T = 0 til $x_D$ = 0.070 ved T = 0.1 K. På den annen side er konsentrasjonen $x_C$ av $^3$He i den $^3$He-rike fasen meget nær 1 i det aktuelle temperaturområdet.

Edwards et al. (4) viste at målingene av spe-




Figur 1 Fasediagrammet til $^3$He/$^4$He blandinger. X er $^3$He konsentrasjonen X = $N_3/(N_3 + N_4)$. Fra referanse (6).




Figur 2 Skjematisk diagram av $^3$He/$^4$He fortynningskryostaten.

sifikk varme kunne beskrives ved å behandle $^3$He-atomene som en Fermi-Dirac gass med en effektiv masse m* på 2.5 ganger massen til et $^3$He atom. Anderson et al. (5) målte den spesifikke varmen til $^3$He/$^4$He blandinger ned til 0.010 K og fant at den samme modellen kunne beskrive resultatene dersom man lot m* variere med konsentrasjonen av $^3$He i blandingen. Variasjonen av m* med $^3$He-konsentrasjonen kan tas hensyn til ved å innføre svake vekselvirkninger mellom $^3$He-atomene. Alt i alt har det vist seg at en svakt vekselvirkende Fermi-Dirac gass gir en god beskrivelse av svake løsninger av $^3$He i $^4$He.

*Fortynningskryostaten.*

Figur 2 viser skjematisk hoveddelene i en fortynningskryostat. $^3$He gass kondenseres i en varmeveksler i et $^4$He-bad som pumpes ned til 1.0 – 1.2 K. $^3$He-væsken ledes så gjennom et sett varmevekslere og videre inn i blandekammeret hvor den flyter på toppen av den tyngre $^4$He-rike blandingen. $^3$He/$^4$He-blandingen i blandekammeret står i forbindelse med destillasjonskammeret via returlinjen i varmevekslerne.

Destillasjonskammeret har vanligvis en temperatur fra 0.6 til 0.8 K. Dampen over væsken består vesentlig av $^3$He som fjernes av pumpen og returneres til kondensatoren.

På grunn av at $^3$He fjernes fra destillasjonskammeret, vil $^3$He diffundere fra $^3$He/$^4$He-blandingen i blandekammeret gjennom varmevekslerne til destillasjonskammeret. Dermed oppstår det et underskudd på $^3$He i de $^4$He-rike fasene i blandekammeret og $^3$He må gå fra den øvre $^3$He-rike fasen for å opprettholde likevekten i den $^4$He-rike fasen. Når $^3$He atomer passerer gjennom fasegrensen vil det absorberes varme hvis temperaturen holdes konstant, eller sagt på en annen måte, varmen som overgangen krever tas fra væsken i blandekammeret og fra omgivelsene dersom blandekammeret ikke tilføres varme utenfra.

Vi skal her legge merke til forskjellen mellom fortynningsprosessen og vanlig fordamping. I en fordampingsprosess vil antall partikler som fordamper minke eksponentielt med temperaturen, slik at det antall partikler som kan fjernes av pumpen blir mindre og mindre når temperaturen senkes. I fortynningsprosessen vil det på grunn av den endelige løseligheten til $^3$He i $^4$He alltid være $^3$He-atomer i den $^4$He-rike fasen, følgelig vil antall $^3$He-atomer som sirkulerer være uavhengig av temperaturer selv ved de laveste temperaturer.

Det finnes flere måter å utnytte fortynningsprosessen på i tillegg til den kontinuerlig opererende fortynningskryostaten. I den såkalte «single-cycle» moden unnlater man å sende $^3$He-gassen tilbake i blandekammeret. Konsekvensen av dette er at den $^3$He-rike fasen minker etterhvert som fortynningsprosessen går og prosessen vil derfor stoppe opp når den $^3$He-rike fasen i blandekammeret tar slutt. Ved å bruke denne metoden kan man oppnå en lavere temperatur enn ved kontinuerlig drift, på grunn av at kjølekapasiteten som brukes til å kjøle den innkommende $^3$He-strøm frigjøres. I en «superlekkasje»-operert fortynningskryostat starter man med blandekammeret delvis fylt med $^3$He. En superlekkasje er en lekkasje hvor bare den superflytende $^4$He slipper gjennom, alle andre gasser og væsker blir stoppet. Den består vanligvis av et rør fylt med sammenpresset finfordelt pulver. Gjennom en slik superlekkasje sendes $^4$He inn i blandingskammeret hvor en $^4$He-rik fase vil oppstå på bekostning av $^3$He-innholdet i blandekammeret.

En «superlekkasje»-operert fortynningskryostat som kan holdes i kontinuerlig drift, er bygget i Leiden (14). I denne kryostaten er det den superflytende $^4$He som sirkuleres.

*(Forts. side 17)*

# Fra Fysikkens Verden

37. årgang

1975

NORSK FYSISK SELSKAP

TRONDHEIM 1975

## Fra Fysikkens Verden

Redaktør:

Professor, dr. Haakon Olsen,

Universitetet i Trondheim, –

Norges lærerhøgskole, Trondheim.

Redaksjonskomite:

Lektor K. Jostein Knutsen, Luftkrigsskolen, Trondheim

Universitetslektor Wilhelm Løchstøer, Universitetet i Oslo, Blindern

Forsker, cand. real. Olav Steinsvoll, Institutt for Atomenergi, Kjeller

Dosent Leif Owren, Ph.D., Universitetet i Bergen, Bergen

Fagsekretær Helge Klemsdal, Nordlysobservatoriet, 9000 Tromsø

Dr. techn. Helge Øverås, CERN, Genève

Redaksjonssekretær:

Lab.ing. Halvard Torgersen, Fysikkseksjonen, Norges Tekniske Høgskole, Universitetet i Trondheim, 7034-Trondheim

Sekretær:

Fru Gudrun Græsmann,

Ekspedisjonens adresse:

Fra Fysikkens Verden, Fysisk institutt,
Norges Lærerhøgskole, 7000-Trondheim



## Norsk Fysisk Selskap

Formann:

Dr.philos. Tormod Riste, Inst. for Atomenergi, Kjeller.

Styre:

Professor, dr. philos. Arnfinn Graue, Universitetet i Bergen.

Amanuensis Ove Bratteng, Universitetet i Tromsø.

Dosent, dr. philos. Thormod Henriksen, Universitetet i Oslo, Blindern,

Dosent Ivar Svare, Ph. D., Universitetet i Trondheim, NTH, Trondheim.

Sekretær: Fru Gerd Jarrett, Nøytronfysikkavdelingen, Inst. for Atomenergi, Boks 40, 2007–Kjeller.

# INNHOLD


*Hefte 1*

Jacob Bøckman Barth, minneord. *J. Aars* og *K. Gjøtterud* ..... 1
Norsk Fysisk Selskap's Fysikermøte med årsmøte 1975 ..... 2
Nytt styre i den faglige gruppe for akustikk .... 2
Rettelse av trykkfeil ..... 2
Hevertkraftverk, *S. J. Kobling* ..... 2
Årsmøtet i NFS, referat ..... 3
Kvanteteoretisk sommerinstitutt i Norges høyfjell. *Aadne Ore* ..... 6
Nytt styre i den faglige gruppe for optikk, atom- og molekylfysikk ..... 7
Kort referat fra skolefysikkseminaret på Sundvollen hotell 11.–13. sept. 1974 ..... 8
To nye tunge partikler er blitt oppdaget. *Olav Steinsvoll* ..... 9
Nye medlemmer tatt opp på styremøte 3/2–75 .. 9
Fysikk og biologiske membraner, 2. *Erik Odgaard* 10
Forbedring av forholdet mellom fysikk og samfunn 14
Energirike solare partikler i det interplanetare rom, 2. *Rolf Amundsen* ..... 15
NORDITA-konferansen om overflatefysikk. *Emil J. Samuelsen* ..... 22
Nordisk samarbetskommité för acceleratorfysik .. 24
EPS etablerer Hewlett-Packard pris i faststoff-fysikk. *O. St.* ..... 24
Bøker ..... 7, 9, 14
*A. Turk, J. Turk & J. T. Wittes:* Ecology, Pollution, Environment.
*V. P. Skripov:* Metastable Liguids.
*K. A. Keller, J. Lange, H. Münzel (H. Schopper, ed.):* Estimation of Unknown Excitation Functions and Thick Target Yields for p, d, $^3$He and $\alpha$ Reactions. Vol. 5, Part c.

*Hefte 2*

Hva består protonet av? Kvarkmodellen. *F. Ravndal* ..... 25
Nytt instrument til reaktoren på Kjeller. *A. F. Andresen* ..... 28
Solenergien og dens mulige anvendelse, 1. *B. J. Brinkworth, overs.: O. Steinsvoll* ..... 29
Nye medlemmer opptatt på styremøte 7/5–75 .. 33
To-dimensjonal fysikk. *Emil J. Samuelsen* ..... 34
Fysikk i skolen. *Otto Øgrim* ..... 38
Strålebiologi og stråleterapi. Aktuelle problemer *Rolf Widerøe* ..... 39

*Hefte 3*

Årsmelding fra Norsk Fysisk Selskap 1974/1975 49
Årsmøtet i Norsk Fysisk Selskap 1975. *Ref.: G. Jarrett* ..... 50
Fysikermøtet 1975. *O. St.* ..... 53
Norsk Fysikkråd. Årsmelding 1974/75. *Styret* .... 54
Norsk Fysikkråd. Referat fra årsmøtet 7/3–75. *Arnfinn Graue* ..... 55
Til lesere og venner av Fra Fysikkens Verden. *Olav Steinsvoll* ..... 57
Rettelse ..... 57
Normal drift av kjernekraftverk. *U. Tveten og Dag Thomassen* ..... 58
Faseovergang og kritiske fenomen. I. *Olav Steinsvoll* ..... 67
Magnetiske monopoler. *O. St.* ..... 70
Plasma og Gassutladningssymposiet 1976 ..... 71
American Physical Society vurderer reaktortrygg-leik. *Tormod Riste* ..... 71
Bøker ..... 71
Springer Tracts in Modern Physics. Vol 66.
*W. C. Schieve and J. S. Turner (eds.):* Lectures in Statistical Physics.
*J. L. Birman:* Theory of Crystal Space Groups an Infrared and Raman Lattice Process of Insulting Chrystals.
*H. Haken og M. Wagner:* Cooperative Phenomena.

*Hefte 4*

Forskning/teknologi spiralen, hvor lenge skal fysikere henge med? *O. St.* ..... 73
Implantert biologisk brennstoffcelle for kraftforsyning til pacemaker og annen bioelektronikk. *Svein Prydz* ..... 76
Medlemmer opptatt under Fysikermøtet 18.–20. juni 1975 ..... 78
Hva består protonet av? Protonmodellen. *F. Ravndal* ..... 79
Solenergien og dens mulige anvendelser. II. *B. J. Brinkworth, overs.: O. Steinsvoll* ..... 85
En orientering om væskekrystaller. *Ingar Singstad* 88
Jack Bjerknes 1897–1975. *K. J. Knutsen* ..... 95
Flere nye partikler. *O. St.* ..... 95
Møte i optikkseksjonen, NFS. *Terje Lund* ..... 95
Hewlett-Packard prisen blir utdelt av EPS. *O. St.* 96
Nytt tiltak fra EPS. *O. St.* ..... 96
Bøker ..... 87, 94, 96
*Roar Rose og Jan M. Døderlein:* Kjernekraft og annen energi.
*Kollerud – Mygland:* Fysikk
*M. Schultz og L. J. Lanzerotti:* Partcle Diffusion in the Radiation Belts. Physics and Chemistry in Space. Vol. 7.
*G. Falk og W. Ruppel:* Mechanik, Relativität, Gravitation.

## FORFATTERREGISTER


*Amundsen, R.:* (bokanm.) Ecology, Pollution, Environment. A Turk, J. Turk & J. T. Wittes 7
– Energirike solare partikler i det interplanetare rom. Del 2. ... 15
*Andresen, A. F.:* Nytt instrument til reaktoren på Kjeller ... 28
*Backe, Steinar:* (bokanm.) Estimation of Unknown Exitation Functions. K. A. Keller & al. ... 14
*Brinkworth, B. J.:* overs. O. Steinsvoll: Solenergien og dens mulige anvendelser. Del 1. ... 29
– Del 2. ... 85
*Gjøtterud, K.* og J. Aars: Jacob Bøckman Barth. Minneord ... 1
*Graue, Arnfinn:* (ref.) Norsk Fysikkråd, årsmøte 1975 ... 55
*Hauge, E. H.:* (bokanm.) Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 66 ... 71
*Hemmer, P. C.:* (bokanm.) Lectures on Statistical Physics. W. C. Schieve & J. S. Turner ... 72
*Jarrett, G.:* (ref.) Årsmøtet i N.F.S. 1975 ... 50
*Knutsen, K. J.:* (bokanm.) Fysikk. Kollerud – Mygland ... 94
– Jack Gjerknes 1897–1975 ... 95
– (bokanm.) PSSC – Fysikk. Del 3. ... 96
*Lothe, Jens:* (bokanm.) Metastable Liquids. V. P. Skripov ... 9
*Lund, Terje:* (ref.) Møte i Optikkseksjonen, NFS 95
*Odgaard, Erik:* Fysikk og biologiske membraner. Del 2. ... 10
*Ore, Aadne:* (ref.) Kvanteteoretisk sommerinstitutt i Norges høyfjell ... 6
*Prydz, Svein:* Implantert biologisk brennstoffcelle 76
*Ravdal, Finn:* Hva består protonet av? Kvarkmodellen ... 25
– Partonmodellen ... 79
*Riste, Tormod:* American Physical Society vurderer reaktortryggleik ... 71
*Samuelsen, Emil J.:* (ref.) Nordita-konferansen om overflatefysikk ... 22
– To-dimensjonal fysikk ... 34
*Singstad, Ingar:* En orientering om væskekrystaller 88
*Steinsvoll, Olav:* To nye tunge partikler oppdaget 8
– EPS etablerer Hewlett-Packard pris i faststoff-fysikk ... 24
– (overs.) B. J. Brinkworth: Solenergien og dens mulige anvendelser. Del 1. ... 29
– Del 2. ... 85
– Fysikermøtet 1975 ... 53
– Til lesere og venner av Fra Fysikkens Verden 57
– Faseoverganger og kritiske fenomener, I ... 67
– Magnetiske monopoler ... 70
– Forskning/teknologispiralen, hvor lenge skal fysikere henge med? ... 73
– Flere nye partikler ... 95
– Hewlett-Packardprisen blir utdelt av EPS .. 96
– Nytt tiltak fra EPS ... 96
*Søraas, Finn:* (bokanm.) Particle Diffusion in the Radiation Belts. M. Schultz & L. J. Lanzerotti 94
*Thomassen, Dag,* og U. Tveten: Normal drift av kjernekraftverk ... 58
*Tveten, U.:* og Dag Thomassen: Normal drift av kjernekraftverk ... 58
*Wergeland, Harald:* (bokanm.) Theory of Chrystal Space Groups ... J. L. Birman ... 72
– (bokanm.) Cooperative Phenomena. H. Haken & M. Wagner ... 72
– (bokanm.) Kjernekraft og annen energi. Roar Rose og Jan M. Døderlein ... 87
– (bokanm.) Mechanik, Relativität, Gravitation. Die Physik des Naturwissenschaftlers. ... 94
*Widerøe, Rolf:* Strålebiologi og stråleterapi. ... 39
*Øgrim, Otto:* ( ref.) Fysikk i skolen ... 38
*Aars, J.* og K. Gjøtterud: Jacob Bøchman Barth. Minneord ... 1

Klipp her!

# Påmelding til Fysikermøtet i Tromsø 28. juni — 1. juli 1976

Navn:

Adresse:

Arbeidssted:

Anmelder foredrag: Ja/Nei

Emne:

Antatt varighet ..... minutter

Overhead-prosjektør og 5 × 5 cm slide-fremviser disponeres

Resymé (på engelsk) må følge påmeldingen.

Innkvartering ønskes for ..... voksne og ..... barn for nettene

27–28/6 ..... 28–29/6 ..... 29–30/6 ..... 30/6–1/7 ..... 1–2/7 .....

på Prestvannet Sommerhotell ..... (kr. 60,– pr. natt på dobbeltrom,

inkludert frokost).

*Registreringsavgift kr. 100,–*

Jeg anmelder ..... personer til båttur 28/6 (pris kr. 20,–)
Barn gratis.

Jeg anmelder ..... personer til jubileumsmiddag 29/6 (pris kr. 60,–)

*Påmelding sendes senest 1. mai 1976 til*

Fysikermøtet 1976, Boks 953, 9001 Tromsø

Klipp her!

*(Forts. fra s. 3)*

med dem, og vil i framtida skalere disse emnene noe ned. De reviderte forelesningene blir forøvrig utgitt som kompendium høsten 1976. Vi har ikke funnet noen lærebok som passer for kurset, men studentene har hatt adgang til et lite håndbibliotek på ca. 30 utvalgte titler.

*Eksamen*

besto av en tre-ukers individuell prosjektoppgave, etterfulgt av en muntlig kontrollprøve. Studentene kunne velge mellom 7 ulike oppgaver, hver gitt bare som en overskrift. Dette for å oppmuntre selvstendig arbeid. På den muntlige eksamen ble det gitt spørsmål som gikk på innsikt og forståelse i det foreleste pensum, pluss prosjektoppgaven. En av prosjektoppgavene skilte seg ut, da den besto i byggingen av en solkollektor (se foto), de andre var teoretiske oppgaver. Av 14 kandidater fikk 13 karakteren bestått, mens 1 strøk.

*Erfaringene*

med kurset var stort sett gode. De studentene som meldte seg på, gjorde dette av interesse for emnet, ikke for å oppnå «lette» vekttall. Etter vår mening maktet vi å skrape et godt stykke under overflaten i de emnene vi tok opp, og anvende en god del fysikk. Dermed utelot vi riktignok en rekke viktige emner: f. eks. miljøulemper ved forbrenning av fossile brennstoffer eller kraft fra vann, vind og bølger. Dessuten har vi ved å ta utgangspunkt i fysikken, nok ikke lagt stor nok vekt på f. eks. biologiske aspekter. Likevel tror vi at et kurs som dette uten tvil kan forsvare en plass i Fysisk institutts faste kurstilbud, og vi håper at dette blir tilfelle.

# Bøker

*Fortsettelse av en bokanmeldelse*

*Kollerud – Mygland.* Fysikk.

Jeg har mottatt uventet mange henvendelser i forbindelse med en anmeldelse av en bok (F.F.V. hefte 4, 1975) til bruk i første klasse i den videregående skolen. I den anledning viser det seg å være nødvendig å pressisere et par ting. Anmeldelsen er ikke ment som noe angrep på forfatterne. Jeg kjenner dem ikke og vet heller ikke hvor de arbeider. Rent generelt mener jeg at hvem som helst må få lov til å skrive hva som helst. Og så må det bli opp til forlagene å avgjøre om de finner det faglig forsvarlig å trykke produktet. Skulle man bli nektet å skrive dersom man gjorde feil, ville det ikke bli skrevet meget i dette landet. Det jeg ønsket å sette fingeren på i anmeldelsen var de tvilsomme avgjørelser som ofte fattes i forlagene, og de tildels merkelige fagplanene vi har fått i den senere tid.

Det er selvsagt vanskelig å finne noen patentløsning på disse problemer. Men det viser seg at man ofte finner de samme personer som utarbeider fagplaner etc. igjen i forlag som konsulenter og lærebokforfattere. Dette uheldige forhold ble tatt opp i dagspressen for noen år siden for faget tysks vedkommende, uten at forholdene er blitt bedre. Denne dobbeltrollen gjør det selvsagt ekstra vanskelig å skjelne mellom rent faglige interesser og personlige interesser. Jeg tror derfor at meget ville være vunnet om folk tilsluttet Videreutdanningsrådet, Forsøksrådet for skoleverket etc. ikke fikk anledning til å ha med læremiddelproduksjon å gjøre rent generelt.

*K. J. Knutsen.*

*H. L. Harney, P. Braun-Munzinger og C. K. Gelbke (eds):* Classical and Quantum Mechanical Aspects of Heavy Ion Collisions. Lecture Notes in Physics. Vol. 33. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1975, 311 sider. Pris uinnbundet DM 28,–.

I året 1874 karakteriserte Kirchhoff den klassiske mekanikk som en fullstendig og samtidig den enklest mulige beskrivelse av partiklers bevegelse. I 1924, altså femti år senere, innførte de Broglie begrepet materiebølger. Efter vel femti nye år, dvs. i tidsrommet omkring 1975, er man meget opptatt av spørsmålet om kollisjoner som inkluderer akselererte, tunge ioner kan beskrives klassisk, eller om en fullstendig kvantemekanisk behandling ikke er til å unngå.

Den foreliggende bok er resultatet av et symposium som ble holdt ved Max-Plank-Institutt für Kernphysik i Heidelberg i oktober 1974.

Eksperimentelt har det innen tung-ion fysikken i de seneste år funnet sted en hurtig utvikling. Således foreligger idag mengder av presisjonsdata, eksempelvis i forbindelse med elastisk og uelastisk spredning av diverse typer tunge ioner, og for reaksjoner hvor overføring av ett eller flere nukleoner finner sted mellom kollisjonspartnerne (transfer reactions).

En fordel ved tung-ion reaksjoner er at disse ofte kan studeres ved halvklassiske metoder hvor projektilet tilordnes en veldefinert bane. Sammenlignet med en fullstendig kvantemekanisk behandling, representerer dette store beregningsmessige forenklinger. Dessuten opprettholdes en høy grad av fysisk anskuelighet. Den enkleste semi-klassiske approksimasjon er imidlertid ikke alltid god nok. Metoden er blitt raffinert slik at man formelt opererer med komplekse prosjektilbaner og dermed oppnår å beskrive kvantefenomener ved hjelp av klassisk definerte begreper. Overenstemmelsen med meget kompliserte, kvantemekaniske beregninger er forbausende god. Ved tyngre ioner og høyere energier synes de utvidede semi-klassiske metoder å være de mest lovende i øyeblikket. Nettopp under disse fysikalske betingelser vil de kolliderende kjerner virkelig trenge inn i hverandre og således skape en fysikalsk situasjon av høyeste interesse for forståelsen av mangenukleon-problemet.

Disse og en rekke andre aspekter belyses i boken. Flere av oversiktsforedragene er meget velskrevne og vil være verdifulle som referenser i tiden fremover. Boken anbefales særlig for spesialister, men også for andre som ønsker å orientere seg på dette særdeles aktuelle og lovende område innen kjernefysikken.

*Johannes M. Hansteen*

*Kjøleeffekten i fortynningsprosessen.*

I det følgende skal vi se litt mer i detalj på den kontinuerlige fortynningsprosessen. Ved å behandle blandekammeret som et åpent termodynamisk system, kan kjølekapasiteten $\dot{Q}$ i en stabil tilstand ved temperaturen T skrives som følgende entalpiforskjell:

$$\dot{Q}(T,T_i) = \dot{n}_3(H_3(x_D,T) - H_3^c(T_i))$$

hvor $\dot{n}_3$ er antall mol $^3$He som sirkuleres pr. sekund, det første av entalpileddene på høyre side er entalpien til $^3$He i den $^4$He-rike fasen, mens $H_3^c(T_i)$ er entalpien til den konsentrerte $^3$He som med temperaturen $T_i$ kommer inn i blandekammeret.

Når temperaturen er lavere enn ca. 0.04 K kan kjølekapasiteten skrives (6):

$$\dot{Q} = \dot{n}_3(95\ T^2 - 12\ T_i^2)\ \text{J/mol} \cdot \text{K}^2 \qquad (1)$$

Av ligning (1) ser vi at den innkommende $^3$He kan ha en betraktelig høyere temperatur enn blandekammeret og den utgående $^3$He, og fremdeles gi kjøling. Dette følger av at entalpien pr. mol $^3$He er betraktelig større i den $^4$He-rike fasen enn i den $^3$He-rike (6). Dersom imidlertid forholdet $T_i/T$ blir lik 2.8 går hele kjølekapasiteten i fortynningsprossessen til å kjøle ned den innkommende $^3$He til blandekammerets temperatur.

Det sier seg derfor selv at konstruksjonen av de nederste varmevekslerne må vies stor oppmerksomhet. En rekke forskjellige konstruksjoner har vært brukt, som vi skal se i et senere avsnitt. Dersom den siste varmeveksleren før blandekammeret virker ideelt, altså at $T_i = T$, viser ligning (1) at kjølekapasiteten blir proporsjonal med sirkulasjonshastigheten og $T^2$.

Som nevnt tidligere er $\dot{n}_3$ uavhengig av temperaturen og vi ser tydelig forskjellen mellom vanlig fordampning og fortynningsprosessen hvor altså kjølekapasiteten er proporsjonal med $T^2$. I en typisk fortynningskryostat med $\dot{n}_3 = 3 \cdot 10^{-5}$ mol/s og $T_i = 2.0$ finner vi $T = 0.015$ K selv om varmelekkasjen til blandekammeret er så stor som 0.3 $\mu$W. Dette viser at fortynningskryostaten kan fjerne relativt store varmemengder med moderate sirkulasjonshastigheter på $^3$He gassen og allikevel produsere lave temperaturer. En rekke forhold kan forårsake at en fortynningskryostat ikke virker så godt som teorien tilsier. Vi har tidligere nevnt hvor viktig varmevekslerne er, og vi skal i det følgende se litt på nok et forhold som virker inn på kjølekapasiteten.

Det vil alltid pumpes en del $^4$He fra destillasjonskammeret, vanligvis ligger $^4$He-innholdet på rundt 10 %. Dette virker inn på kjølekapasiteten på to måter. For det første har vi varmen som frigjøres når væsken på den $^3$He-rike siden deler seg i to deler og beveger seg langs faseseparasjonskurven. Dette vil belaste varmevekslerne sterkest der hvor konsentrasjonen av $^3$He i de to fasene er mest temperaturavhengig. Separasjonsvarmen er liten og uten betydning under 0.1 K. For det andre får vi mindre $^3$He som kan delta i fortynningsprosessen i blandekammeret fordi det allerede er dannet en $^4$He-rik fase oppe i varmevekslerne. Vi skal senere se på årsaken til høyt $^4$He innhold i den gassen som sirkuleres.

*Osmotisk trykk.*

Når $^3$He-innholdet i destillasjonskammeret senkes under likevektsverdien, det vil si konsentrasjonen dersom det ikke fjernes $^3$He fra destillasjonskammeret, vil det oppstå en forskjell i det osmotiske trykk mellom blandekammeret og destillasjonskammeret.

Det osmotiske trykk $\pi$ til $^3$He gis ved:

$$\pi \cdot V_4 = -(\mu_4 - \mu^0_4) \qquad (2)$$

hvor $V_4$ er partialvolumet pr. mol $^4$He i løsningen og leddet på høyre side er differansen i kjemisk potensial mellom $^4$He i løsningen og ren $^4$He. Dersom vi antar at destillasjonskammeret og blandekammeret er forbundet med en superlekkasje og at $^3$He/$^4$He blandingen er en ideal blanding, så kan trykkforskjellen mellom blandekammeret og destillasjonskammeret skrives:

$$p = R \cdot V^{-1}_4\ (T_B\ x_{DB} - T_D\ x_{DD}) \qquad (3)$$

hvor $T_B$ og $T_D$ er temperaturen i henholdsvis blandekammeret og destillasjonskammeret, og $x_{DB}$ og $x_{DD}$ er $^3$He konsentrasjonene. Det osmotiske trykket i en $^3$He/$^4$He blanding hvor $T = 0.020$ K og $x_D = 0.064$ er ca. 16 torr, hvilket også blir den maksimale verdien av trykkforskjellen mellom blandekammeret og destillasjonskammeret. Dersom blandekammerets temperatur og $^3$He konsentrasjon er som ovenfor og destillasjonskammeret har temperaturen $T_D = 0{,}7$ K, blir $x_{DD} = 0{,}008$. Partialtryk-

kene til $^3$He og $^4$He i destillasjonskammeret er da 0,064 torr og 0,0022 torr respektive, slik at gassen som pumpes fra destillasjonskammeret er nesten ren $^3$He til tross for den lave $^3$He konsentrasjonen i væsken i kammeret. Når $^3$He beveger seg fra blandekammeret til destillasjonskammeret må det utføres et arbeid mot strømningsmotstanden. Dersom denne blir for stor, vil $^3$He konsentrasjonen i destillasjonskammeret falle merkbart under likevektsverdien, med den konsekvens at partialtrykket til $^3$He i gassen i destillasjonskammeret faller og $^4$He innholdet i gassen som sirkuleres øker. Det synes derfor rimelig å tilstrebe en så lav strømningsmotstand som mulig mellom blandekammeret og destillasjonskammeret. Imidlertid øker tettheten i $^3$He/$^4$He blandingen ved lavere $^3$He konsentrasjon. Blandingen er derfor tynget oppe ved destillasjonskammeret. Blir strømningsmotstanden for liten, kan det oppstå konveksjonsstrømmer i væsken mellom blandekammeret og destillasjonskammeret.

Konveksjonsstrømmer vil på den ene siden forårsake at varmeledningen mellom de forskjellige deler i kryostaten øker. Dette er i og for seg alvorlig nok, men den alvorligste effekten skyldes at fordelingen av det osmotiske trykket kan forrykkes, og dermed kan $^3$He-strømmen forstyrres drastisk. I noen av de tidligste eksperimenter med fortynningskryostater oppdaget Hall et al. (3) at kryostaten startet tilfredsstillende, men når temperaturen nærmet seg 0.2 K skjedde det noe med kryostaten som forhindret at den ble kaldere. Wheatley et al. (7) har utført en analyse som viser at konveksjonsstrømmer kan være årsaken til fenomenet.

Det osmotiske trykk til $^3$He/$^4$He blandinger kan brukes som termometer. Ved temperaturer godt over Fermi-temperaturen $T_F$ ($T > 5T_F$) for blandingen, er det osmotiske trykket proporsjonalt med $^3$He konsentrasjonen og temperaturen, mens det ved temperaturer under Fermitemperaturen nærmer seg en konstant verdi. Det osmotiske trykket i mettede $^3$He/$^4$He blandinger ble først brukt som termometer av London et al. (8,9). Dette termometeret var brukbart ned til 0,030 K, ved lavere temperaturer ble følsomheten for liten ettersom det osmotiske trykket til en mettet $^3$He/$^4$He blanding her er svært nær grenseverdien ved $T = 0$. Rosenbaum et al. (10) har utviklet et termometer hvor det osmotiske trykket i en umettet $^3$He/$^4$He blanding med $^3$He konsentrasjoner fra 0.04 til 0.6 % måles med en kapasitiv metode. Fermi-temperaturen for en blanding som inneholder 0,04 % $^3$He, er 0.014 K.

*Praktiske konstruksjoner.*

En viktig del av fortynningskryostaten er varmevekslerne. Over 0,1 K er varmevekslingen mellom væsken og godset i varmeveksleren så god at en varmeveksler bestående av to konsentriske rør er tilstrekkelig. Den konsentrerte $^3$He ledes ned gjennom det indre av de to rørene mens $^3$He-atomene som diffunderer fra blandekammeret til destillasjonskammeret ledes gjennom det ytterste.

Rørvarmeveksleren tjener også en annen hensikt. Når $^3$He gassen er kondensert i $^3$He-kondensatoren (se figur 2) og kommer ut av kapillarrøret, har væsken en temperatur som vanligvis er ca. 1,0 til 1,2 K. Dersom strømningsmotstanden mellom kapillarrøret og blandekammeret er for liten, vil $^3$He væsken fordampe umiddelbart etter at den har forlatt kapillarrøret. Dette forårsaker en unødig belastning på destillasjonskammeret og rørvarmeveksleren lages da slik at strømningsmotstanden i den er tilstrekkelig stor til at trykket i $^3$He væsken holdes over metningstrykket idet den forlater kapillarrøret. Det er selvfølgelig viktig at trykket i $^3$He søylen mellom kapillarrøret og blandekammeret holdes over metningstrykket slik at det ikke dannes gassbobler i væsken. Bobledannelsen i væsken fører til at transporten av $^3$He til blandekammeret blir ujevn med derav følgende variasjoner i kjølekapasiteten.

Under 0,1 K blir varmevekslingen mellom væsken og metallet i varmeveksleren så dårlig at en rørvarmeveksler ikke gir et tilstrekkelig stort kontaktareal fordi varmemotstanden mellom væske og metall ved lave temperaturer, den såkalte Kapitza-motstanden, varierer proporsjonalt med $T^{-3}$. Den naturligste måten å angripe problemet på, er å øke kontaktarealet mellom gods og væske tilsvarende og varmevekslerne må derfor konstrueres i diskrete enheter.

Et annet forhold som bestemmer varmevekslerkonstruksjonen er den viskøse oppvarmingen av væskestrømmen. Friksjonen vil produsere varmemengden:

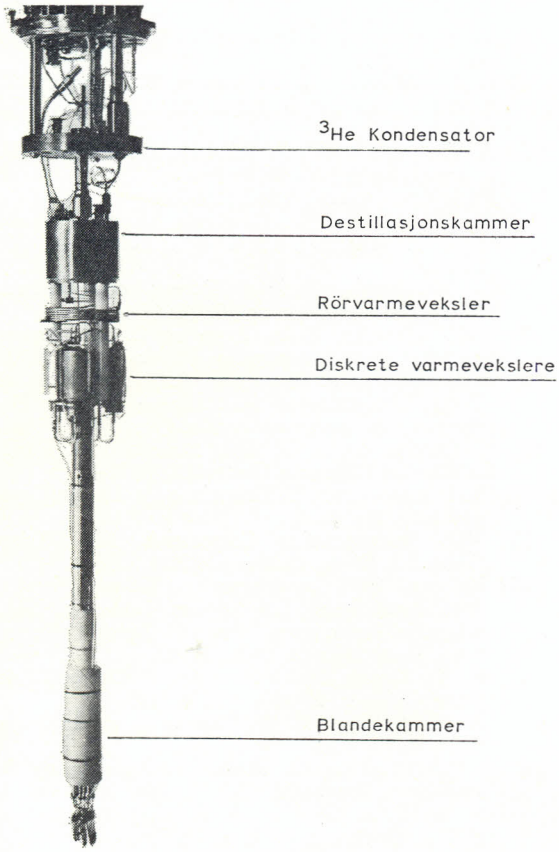
$$\dot{Q} = Z \cdot \eta \cdot (\dot{n}_3 v)^2 \qquad (4)$$

hvor Z er impedansen, $\eta$ er viskositeten til væsken, $\dot{n}_3$ er den molare sirkulasjonshastigheten til $^3$He, og v er volumet pr. mol $^3$He. Produktet $\dot{n}_3 v$ er ca. 12 ganger større i den svake løsningen enn i den konsentrerte $^3$He strømmen, følgelig er problemet med viskøs oppvarming alvorligst på den siden av varmeveksleren hvor den svake løsningen strømmer. Ved lave temperaturer vari-

erer viskositeten proporsjonalt med $T^{-2}$ og dersom den viskøse oppvarmingen skal variere som T, må impedansen Z i varmeveksleren varieres proporsjonalt med $T^3$. Dette illustrerer hvilke problemer varmevekslerkonstruksjonen byr på.

Varmevekslerne må konstrueres slik at det oppnås et gunstig forhold mellom kontaktarealet væske/gods og strømningsmotstanden, et problem som har vært løst på forskjellige måter. En metode består i å benytte svamper av sintret kopperpulver (oppvarming i reduserende eller inert atmosfære til ca. 700° C) i varmevekslerne.

Wheatley et al. (7) har brukt en konstruksjon med bølget kopperfolie, som rulles opp på en sylinder og plasseres inni varmevekslerhuset og sintres. Felles for disse to konstruksjonene er at de for å bedre varmekontakten mellom væskestrømmene opererer med en stor kontaktflate mellom væsken og godset i varmeveksleren.




Figur 3 Fortynningskryostaten ved Fysisk institutt, Universitetet i Oslo.

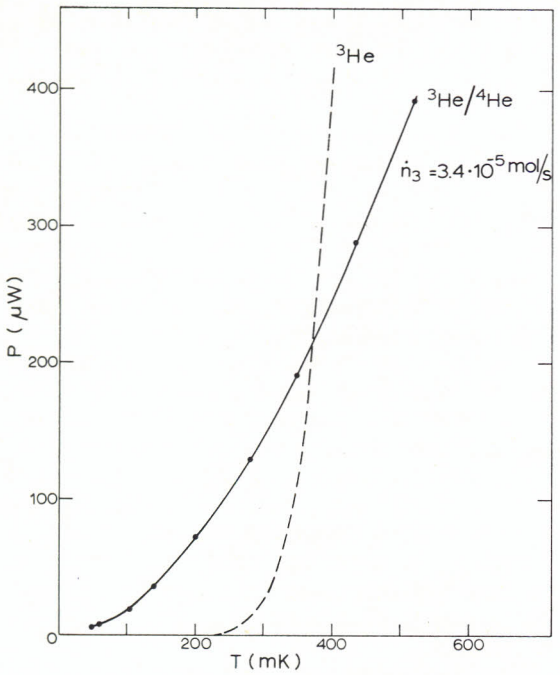
I den senere tid er det laget varmevekslere hvor man reduserer selve Kapizamotstanden (15). Det vil imidlertid føre for langt å komme inn på dette her.

I Norge er det en fortynningskryostat i drift. Den står i lavtemperaturlaboratoriet ved Fysisk institutt, Universitetet i Oslo. Lavtemperaturdelen av kryostaten er bygget av SHE Manufacturing Corporation (11). Dewarer, pumpesystem og gassrensesystem er konstruert og bygget ved instituttet. Figur 3 viser de vitale delene i denne kryostaten, hvor vi øverst ser $^3$He kondensatoren. Den består av et lite kammer som er forbundet til det ytre $^4$He bad med en strømningsmotstand. Denne er dimensjonert slik at en passende mengde $^4$He suges inn i kammeret hvor fordampningen finner sted. Konstruksjonen har den fordelen at den er i drift kontinuerlig, det er unødvendig å stoppe fortynningsprosessen for å etterfylle et større væskebad som ellers er det vanlige. $^3$He kondensatoren ligger inni kopperplaten som 1 K skjoldet (ikke vist på figur 3) er festet til.

Destillasjonskammeret er konstruert med henblikk på å forhindre at den superflytende $^4$He filmen trenger inn i pumperøret. Dersom filmen får trenge opp i pumperøret og fordampe der, vil resultatet bli et unødig høyt $^4$He innhold i den gassen som sirkuleres i kryostaten. I denne konstruksjonen, Wheatley et al. (7), ender pumperøret i et stykke koppernikkelrør hvorpå det er viklet et varmeelement. Varmen som under alle omstendigheter må tilføres destillasjonskammeret under normal drift, dissiperes i dette varmeelementet.

$^4$He filmen fordamper og mesteparten kondenseres på skillevegger som er montert inni kammeret og hindres derved å trenge videre inn i pumperøret. De diskrete varmevekslerne er av kopperfolietypen som ble beskrevet foran. De er «kakestykkeformet» og sitter plassert i en ring, en geometri som er meget plassbesparende. Kryostaten har tre diskrete varmevekslere og en rørvarmeveksler. Rørvarmeveksleren er kveilet opp i en ring og sees på figur 3 like under destillasjonskammeret.

Blandekammeret nederst er laget av plaststoffet Epibond 100A (12). Dets indre diameter er 20 mm og høyden inni er 70 mm, slik at ganske store prøveoppsetninger kan plasseres i kontakt med væsken. Avstanden mellom blandekammeret og de diskrete varmevekslerne er så stor at en superledende magnet med indre diameter 50 mm og maksimalt sentralfelt 65 kG får plass mellom bunnen av dewaren og vakuumkappens utvidelse ved varmevekslerne. Magnetens sen-




Figur 4 Kjølekapasiteten til fortynningskryostaten ved Fysisk institutt. Sirkulasjonshastigheten til $^3$He er 3.4 · 10$^{-5}$ mol/sek.

trum kan i tillegg beveges 25 mm over og under blandekammerets sentrum, slik at magnetens sentralfelt kan nyttes over størstedelen av blandekammerets utstrekning. Blandekammeret er laget av et ikkeledende materiale for å unngå hvirvelstrømsoppvarming når magnetfeltet forandres.

Prøvene monteres på en propp som skrus fast til resten av blandekammeret og forsegles med en såpe/glyserin blanding. Alle tilledninger til prøver og termometri går gjennom proppen. Denne konstruksjonen gir en meget enkel og pålitelig adgang til blandekammeret.

Figur 4 viser kjølekapasiteten som funksjon av temperaturen i blandekammeret. Temperaturen er her målt med et fabrikkalibrert germaniumtermometer (13) i området 50 til 500 mK. Kjølekapasiteten er omtrent det som kan forventes av en kryostat med rørvarmeveksler og tre diskrete varmevekslere. I figur 4 er det til sammenligning tegnet inn kjølekapasiteten til en $^3$He kryostat hvor pumpen har samme pumpehastighet som sirkulasjonspumpen i fortynningskryostaten. Kryostaten når den laveste temperaturen 3 til 4 timer etter at fortynningsprosessen har startet, mens «normal» tid for denne typen kryostat er 1.5 til 2 timer. Årsaken til den forholdsvis lange nedkjølingstiden er det store volumet i blandekammeret. Når fortynningsprosessen har startet opp, altså etter at $^3$He/$^4$He blandingen har delt seg i to komponenter, opererer kryostaten stabilt og er meget enkel å arbeide med. I kontinuerlig drift er den laveste temperaturen blandekammeret når rundt 0.015 K, mens den i «single-cycle» moden har vært kjørt ned mot 0.10 K (10 mK).

Fortynningskryostaten har allerede utviklet seg til å bli et verdifullt verktøy i lavtemperaturforskningen, det siste ordet er neppe sagt hverken hva angår prestasjoner eller anvendelser av fortynningsmetoden.

REFERANSELISTE

(1) H. London, G. R. Clarke og E. Mendoza, Phys. Rev. *128,* 1992 (1962).
(2) B. Neganov, N. Borisov og M. Liburg, Sov. Phys. JETP *23,* 959 (1966).
(3) H. E. Hall, P. J. Ford og K. Thompson, Cryogenics *6,* 80 (1966).
(4) D. O. Edwards, D. F. Brewer, P. Seligman, M. Skertic og M. Yaqub, Phys. Rev. Letters *15,* 773 (1965).
(5) A. C. Anderson, D. O. Edwards, W. R. Roach, R. E. Sarwinski og J. C. Wheatley, Phys. Rev. Letters *17,* 367 (1966) og A. C. Anderson, W. R. Roach, R. E. Sarwinski og J. C. Wheatley, Phys. Rev. Letters *16,* 263 (1966).
(6) R. Radebaugh, National Bureau of Standards (USA) Technical Note no 362 (1967).
(7) J. C. Wheatley, R. E. Rapp og R. T. Johnson, Journal of Low Temperature Physics *4,* 1 (1971).
(8) H. London, D. Phillips og G. P. Thomas, Proc. of LT 11, University of St. Andrews Printing Department, St. Andrews, Scotland, p. 649 (1968).
(9) H. London og D. Phillips, Bulletin Inst. Froid, Commission I Meeting, Tokyo (1970) R–9.
(10) R. L. Rosenbaum, Y. Eckstein og J. Landau Cryogenics *14,* 21 (1974).
(11) SHE Manufacturing Corporation, 3422 Tripp Court, San Diego, California 92121, USA.
(12) Epibond 100A produseres av Furane Plastics, 4516 Brazil Street, Los Angeles, California, USA.
(13) Scientific Instruments, Inc. 632 South F Street, Lake Worth, Florida 33460, USA.
(14) K. W. Taconis, N. H. Pennings, P. Das og R. de Bruyn Ouboter, Physica *56,* 168 (1971). N. H. Pennings, K. W. Taconis og R. de Bruyn Ouboter, Cryogenics *14,* (1974).
(15) L. Del Castillo, G. Frossati, A. Lacaze og D. Thoulouze, Proc. of LT 13, Boulder 1972, vol. 4, p 640. F. A. Staas og A. P. Severijns, Proc. of ICEC4, Eindhoven 1972, p 128.

**Husk kontigenten!**

# En orientering om væskekrystaller

## Del II.

*Ingar Singstad*

*Elektrisk kontrollert dobbelt brytning.*

En annen meget aktuell elektro-optisk effekt er den elektrisk kontrollerte dobbeltbrytning av lys i nematiske væskekrystaller (NLC). Se figur 11.

Vi kan forklare virkemåten ved først å betrakte en NLC som er orientert slik at molekylene står normalt på de elektrisk ledende flatene. En slik celle er da optisk sett en uniaksial krystall med den optiske aksen parallellt med det innfallende lyset, slik som figuren viser det. Plasseres nå denne cellen mellom to kryssede polaroidfiltre i en overhead-prosjektør, vil ikke noe lys slippe gjennom. Ved å presse på cellen vil en kunne observere interferensfarger som skyldes lokalt induserte dobbeltbrytninger i væsken som oppstår fordi molekylenes lokale orientering har forandret seg.

Hvis vi nå pålegger et elektrisk felt og har en krystall som har $\varepsilon_a < 0$, vil, som før nevnt, molekylene ha en tendens til å innrette seg på tvers av feltretningen med en vinkel som avhenger av den pålagte spenningen. Den optiske aksen blir vridd og det opprinnelige planpolariserte lyset blir splittet opp i en ordinær og en ekstraordinær stråle. Da $n_e$ og $n^o$ er forskjellige ($n_e > n_o$), vil det oppstå faseforskjeller mellom de to bølgene. Faseforskjellen $\delta$ som oppstår i et dobbeltbrytende medium kan skrives, (se figuren),

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \varrho \ (n_e - n_o) \sin^2 v.$$

Dersom faseforskjellen er $n\frac{\lambda}{2}$, n et helt tall, fåes konstruktiv interferens, og følgelig transmisjon av lys. Det transmitterte lyset vil være farget fordi fasebetingelser for lysgjennomgang bare vil være oppfylt for en bølgelengde $\lambda$ ved en gitt spenning. Ved en annen spenning fåes en annen farge.

Den krystalltypen som gir denne dobbeltbrytningen, kan også vanligvis gi dynamisk spredningsmode. Denne mode kan imidlertid undertrykkes ved å velge stoffer med liten elektrisk ledningsevne, eller ved å velge elektriske felter med tilstrekkelig høy frekvens.

Figur 12 viser et transmisjonsforsøk med væskekrystaller som illustrerer det vi nå har omtalt. Cellen er plassert mellom to kryssete polarisasjonsfiltre og lysgjennomgangen blir målt som funksjon av spenningen. Vi kan skille mellom fire områder.

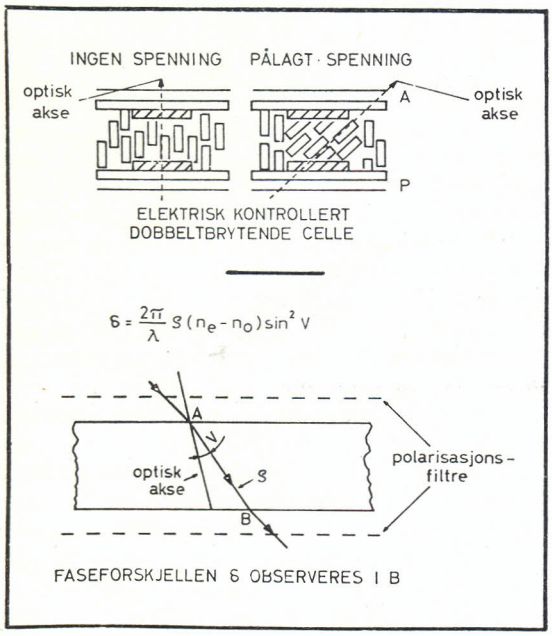



Fig 11

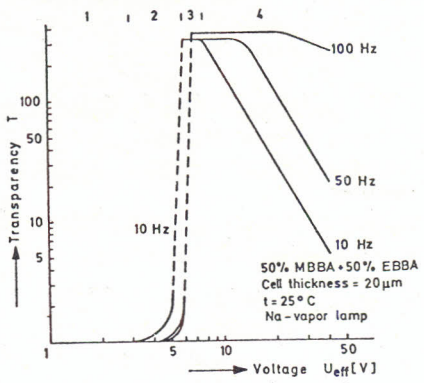



Fig 12 En væskekrystall med vertikal orientering mellom kryssete polarisasjonsfiltre. Etter Schiekel og Fahrenschon.

I område 1 er spenningen for liten til at strukturen kan påvirkes og ikke noe lys slippes igjennom.

Ved område 2 er spenningen stor nok til at den optiske aksen blir vridd og lyset slippes nå gjennom cellen.

I område 3 er situasjonen stabil og spenningsforandringen påvirker ikke lysgjennomgangen.

Ved enda høyere spenninger, område 4, opptrer den dynamiske spredningen og lysgjennomgangen går kraftig ned. Molekylene har nå turbulente bevegelser og spenningen er godt over 10 V. Vi ser også av figuren at den dynamiske spredningen opptrer ved stadig høyere spenning når frekvensen til det pålagte elektriske feltet øker.

På grunn av det store praktiske potensialet, studeres nå disse fenomener av mange grupper. Anvendelsesmulighetene er mange innenfor feltet «display». Elektronisk kontrollerte vinduer er et eksempel på dynamisk spredning.

En fotocelle plassert på den ene siden kan kontrollere spenningen over det nematiske vinduet, og følgelig lyset gjennom det. Anvendelser: kamera-apertur, drivhusvinduer, bilvinduer, etc. og TV skjermer uten katoderør. En stor fordel er det lave effektforbruket, ca. $10\mu A/cm^2$ ved 20–40 V, avhengig av bl. a. ledningsevnen til stoffet. En bør imidlertid være oppmerksom på at en rekke andre elektro-optiske fenomener i væskekrystallene enn de som her er omtalt, er aktuelle i display teknikken.

*Nematiske krystallers lysspredning.*

Nematiske væsker sprer lyset uhørt sterkt, ca. $10^6$ ganger sterkere enn vanlige isotrope væsker. Forklaringen på dette fenomenet har bydd på problemer og det kan ikke sies å ha blitt klarlagt før i 1968 gjennom arbeidene til de Gennes. Lyset spres meget anisotropt med sterk konsentrasjon i små vinkler og lyset får ved spredningsprosessen dreiet polarisasjonsplanet 90°.

Vi vil i det følgende forsøke å forklare hvorfor det er en så stor forskjell på spredning av lys i isotrope væsker og flytende krystaller, uten å gå i detaljer.

Spredning av lys beror helt allment på fluktuasjoner i dielektrisitetstensoren,

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\perp}\,\delta_{\alpha\beta} + (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp})\,N_{\alpha}N_{\beta}$$

Fluktuasjoner i $\varepsilon$ har to årsaker:

a) Fluktuasjoner i $\varepsilon_{\parallel}$ og $\varepsilon_{\perp}$ som skyldes små lokale forandringer i tettheten, temperatur etc.

b) Fluktuasjoner i orienteringen til $\bar{N}$. Dette er den dominerende effekten i den nematiske fasen.

Lysspredningen i rene isotrope væsker med dielektrisitetskonstant $\varepsilon$ skyldes hovedsakelig fluktuasjoner i tettheten, og vi kan skrive,

$$\varepsilon = \varepsilon_o + \varepsilon' \cdot \Theta(r),$$

hvor $\Theta(r)$ er en lokal dilasjon.

Spredningstverrsnittet $\sigma_{iso}$ for isotrope væsker inneholder bl. a. størrelsen $\langle\Theta^2\rangle \propto 1/W^{-1}$, hvor $W^{-1}$ er isotermisk kompressibilitet. Ved hjelp av statistisk mekanikk kan en så komme frem til følgende forhold mellom virkningtverrsnittene for spredning i isotrope og nematiske væsker, noe som er tilstrekkelig for å kunne vurdere størrelsesordenen,

$$\sigma/\sigma_{iso} = (\varepsilon_a/\varepsilon')^2 \cdot W/Kq^2$$

$\bar{q} = \bar{k}_0 - \bar{k}_1$, hvor $\bar{k}_0$ og $\bar{k}_1$ er bølgevektorene for henholdsvis den innfallende og spredte bølgen. Videre er K en elastisitetskonstant som kommer fra kontinuum teorien for væskekrystallene. For å kunne estimere størrelsesordenen av dette forholdet, setter vi

$$k \sim U/a, \quad W \sim U/a^3 \text{ og } \varepsilon_a/\varepsilon' \sim 1.$$

U er en typisk bindingsenergi og a er størrelsen på molekylet. Ut i fra det ovenstående kommer vi så frem til

$$\sigma/\sigma_{iso} = 1/(qa)^2.$$

$2\pi/q$ er av samme størrelsesorden som lysets bølgelengde, for små spredningsvinkler er den også større enn den optiske bølgelengden. Vi kommer frem til at $qa \approx 10^{-3}$, og vi har funnet at lysspredningen i nematiske stoffer er en million ganger større enn for isotrope væsker. Dette fenomen gjelder også om prøven er orientert i en monokrystall. På grunn av denne kraftige lysspredningen vil en nematisk væskekrystall virke uklar og grumsete.

Det fysiske innholdet i det siste avsnittet kan sammenfattes slik: Spredning av lys i en isotrop væske skyldes hovedsakelig forandring i tettheten. En tetthetsforandring som omfatter et stort område, noen tusen ångstrøm, som svarer til synlig lys, vil kreve for mye energi (deformasjonsenergi). Derfor faller amplituden av disse fluktuasjoner, som en antar har sitt opphav i termiske bevegelser, meget kvikt av med

økende bølgelengde. I en nematisk væske er det tilstrekkelig at molekylet, og dermed den fast forbundne dielektrisitetskonstanten dreies for at en skal få til en forandring i $\hat{\varepsilon}$. Dette krever forholdsvis liten energi og denne prosessen er gunstig for lange bølger, slik at vi får en spredning i det synlige området.

*Kolesteriske væskekrystaller.*

Vi vil nå ta for oss den andre typen væskekrystaller, nemlig de kolesteriske. Denne fasen kan betraktes som et spesialtilfelle av den nematiske fasen, dette innses klart ved å addere til en liten mengde med optisk aktivt stoff i en nematisk væskekrystall. Molekylene vil orientere seg som en spiral gjennom den nematiske strukturen. Figur 2 viser dette. Det er antagelig mest riktig å betrakte denne typen som «twisted nematics». Den engelske betegnelsen er nå ofte «chiral nematics».

Vi ser av figur 2 at hvert sjikt er nematisk. men at vektoren $\bar{N}$ forandrer seg langsomt gjennom væsken. Etter et stort antall sjikt, for eksempel flere tusen, er rotasjonen 180°. Vi husker at $\bar{N}$ og $-\bar{N}$ er ekvivalente. Vi har altså en periodisk struktur med en typisk periode på 3000 Å, som er meget større enn den molekylære dimensjonen.

Etter som denne periodisiteten i strukturen er av samme størrelsesorden som bølgelengden for synlig lys, vil en få Bragg-spredning i det synlige området. Figur 13 viser dette.

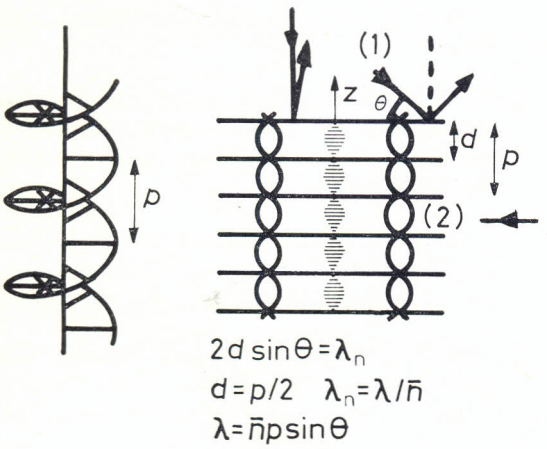
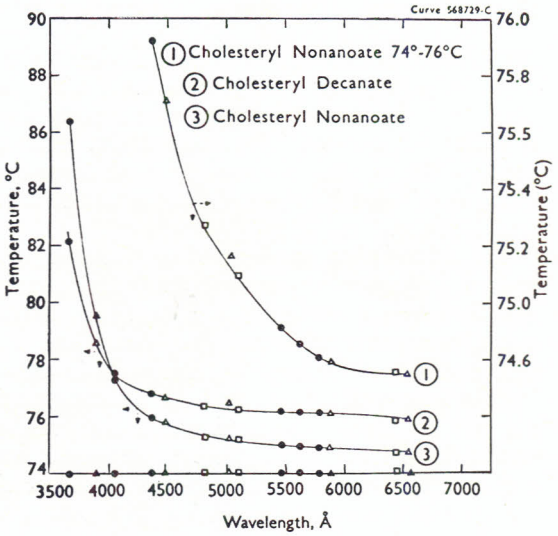



Fig 13 Etter Lagerwall og Stebler.

Dersom den kolesteriske prøven blir belyst med hvitt lys, vil prøven reflektere lyset selektivt i følge Braggbetingelsene, $2d\sin\Theta = m\lambda$, m er et helt tall og d er perioden. Fargen avhenger av observasjonsvinkelen. En har observert Bragg-spredning bare for m = 1.

En prøve, som vist på figuren, med parallellorienterte kolesteriske molekyler kan benyttes til å verifisere Bragg's lov, noe som egentlig er et fundamentalt forsøk. De lengste bølgelengdene observeres ved vinkelrett innfall og etter hvert som $\Theta$ minker, vil bølgelengdene forskyves mot blått lys. Dette skulle være et illustrerende laboratorieforsøk.

Det er også mange anvendelsesmuligheter for disse væskekrystallene. Fargen avhenger av d, som er enkel å modifisere ved ytre fysiske forandringer som temperatur, trykk, kjemiske tilsetninger etc. Figur 14 viser hvordan bølgelengden ved maksimum spredning avhenger av temperaturen for to rene materialer.




Figur 14 Etter Fergason, Goldberg og Nadalin.

Væskekrystaller som termometre er en anvendelse som opplagt vil vinne innpass i dagliglivet.

De karakteristiske fargene som opptrer ved kolesteriske stoffer skyldes altså selektiv Braggspredning. Fargene er ikke avhengig, som for vanlige fargestoffer, av den spesifikke elektronkonfigurasjon innen molekylene, men avhenger mere av molekylenes romlige oppbygning og dipolmomenter.

En kan vente at spiralformen i kolesteriske stoffer gir opphav til optisk aktivitet, det vil si en dreining av polarisasjonsplanet til transmittert lys. Dette er også tilfelle, men dreinin-

gen er mye større enn hva den er i krystallinske stoffer. Et vanlig tall er 1000°/mm, mot omlag 39°/mm for kvarts. Det største som er målt for kolesteriske stoffer er $10^5$°/mm. En slik stor dreining kan ikke bare forklares ut fra molekylenes høyre-venstre asymmetri, men må tilskrives molekylstrukturen i stoffet.

*Væskekrystaller i undervisningen.*

Det kan være av interesse å nevne noen eksempler på laboratorieforsøk som kan være aktuelle med væskekrystaller. Mulighetene til å studere Bragg-spredning i det synlige område med kolesteriske krystaller er alt nevnt, se figur 13.

Måling av elektrostatiske felter er et område hvor en kan gjøre seg stor nytte av flytende krystaller. Tidligere benyttet en elektrolytter i et kar for å kunne måle ekvipotensiallinjene mellom to ledende sylindre som var plassert i karet. En gunstigere teknikk er bruk av såkalt elektrisk ledende papir (Teledeltos conducting paper). Som elektroder benyttes sølv oppløst i en organisk væske som blir malt på det ledende papiret. Dermed har en muligheter til å studere flere forskjellige konfigurasjoner av det elektrostatiske feltet.

En videreføring av dette eksperimentet er å legge en flytende krystall på det ledende papiret. Som nevnt er enkelte flytende krystaller svært temperaturfølsomme, og dette kan benyttes til å observere den forholdsvis svake joulske varme som oppstår i det ledende papiret når en strøm flyter gjennom det, væskekrystallen skifter farge når temperaturen forandres. Bånd med samme temperatur svarer til områder med konstant elektrisk felt. Ved å se på fargefordelingen på væskekrystallen kan en altså danne seg et bilde av potensialfordelingen, dette kan da også fotograferes.

Væskekrystallene fåes kjøpt i hensiktsmessige, permanente flate pakker. I en slik pakke er den flytende krystallen lagt på et svart, stivt underlag og dekket med gjennomsiktig mylar. I denne formen kan så væskekrystallen festes direkte på det ledende papiret. En bør være oppmerksom på at væskekrystallene kan fåes med forskjellig fargerespons som funksjon av temperaturen. En krystall som skifter farge fra blått til rødt ved en temperaturforandring på 2–3 grader skulle egne seg godt til ekvipotensialmålinger. Det at en kan observere spenningsforskjeller som fargenyanser har mange fordeler i undervisningen.

Som et tredje eksempel kan nevnes transmisjonsforsøk som funksjon av påtrykt spenning for å studere dynamisk spredning og dobbeltbrytning i nematiske monokrystallinske celler.

En lager en monokrystall ved å legge et tynt belegg av væskekrystallen mellom to ledende glassplater, glassplatetne er belagt med tinnoksyd. Denne cellen plasseres så mellom to krysssete polarisasjonsfiltre og det gjennomfallende lyset detekteres med en fotodetektor. Spenningen over cellen varieres opp til ca. 50 V. Se forøvrig fig. 12.

---

*Litteratur*


P. G. de Gennes: *The physics of liquid crystals.* Clarendon Press Oxford 1974.

G. W. Gray and P. A. Winsor: *2. Liquid crystals and plastic crystals.* Ellis Horlood, Chichester 1974.

Torbjørn Lagerwall och Bengt Stebler: *Vætskekristallers fysik.* Kosmos 1973, s. 51.

G. H. Brown, J. W. Doane, V. D. Neff: *Structure and physical properties of liquid crystals.* CRC Critical Reviews in Solid State Sciences *1,* 303 (1971).

Les cristaux liquides, par le groupe des cristaux liquides d'Orsay. La Recherche no. 12, mai 1971.

M. F. Schiekel and K. Fahrenschon: *Deformation of Nematic Liquid Crystals with Vertical Orientation in Electrical Fields.* Applied Physics Letters *19,* 391 (1971).

J. L. Fergason, N. N. Goldberg, and R. J. Nadalin: *Cholesteric Structure – II Chemical Significance.* Molecular Crystals *1,* 309 (1966).

Thomas B. Jones and David C. Vacanti: *Conducting-Paper-Liquid Crystal Fields Displays.* American Journal of Physics *47* 1314 (1973).


---

# DEN NEDERLANDSK-NORSKE REAKTORSKOLEN

**Institutt for Atomenergi - Kjeller**

## KURS I SANNTIDSANVENDELSE AV DATAMASKIN I PROSESS-STYRING OG DATAINNSAMLING

3/5—7/5 1976

Kurset tar sikte på å gi deltagerne en grundig innføring i bruk av datamaskiner i prosess-styring og datainnsamling. Kurset vil behandle: reguleringsteori; prosesskommunikasjon; operativsystemer; sanntidsprogrammering; mann-maskin kommunikasjon. Det vil bli lagt stor vekt på øvelser. Øvelsene vil foregå på en NORD-10 datamaskin med operativsystemet SINTRAN III. Kurset er beregnet for cand.real./siviling./ingeniører med praksis fra prosessindustri eller industriell utviklingsavdeling. Kurset vil bli holdt ved Institutt for Atomenergi, Halden.

## KURS I BASIC

31/5—4/6 1976

Kurset er beregnet for lærere i ungdomsskolen og gymnaset og andre som er engasjert i undervisning i databehandling. Programmeringsspråket BASIC er velegnet for løsning av enklere beregningsoppgaver. BASIC anvendes derfor i stor utstrekning i grunnleggende undervisning i databehandling. Det vil bli gitt en grundig innføring i de viktigste delene av språket BASIC. Det vil også bli gitt omfattende trening i programmering og bruk av enkle interaktive dataterminaler.

## KURS I BRUKEN AV NEUTRONDIFFRAKSJON I FASTE STOFFERS FYSIKK OG KJEMI

31/5 — 4/6 1976

Kurset tar sikte på å gjøre deltagerne kjent med bruken av instrumentene ved reaktoren JEEP II og deres viktigste anvendelsesområder i fysikk og kjemi. Det vil bli holdt forlesninger som gir den nødvendige teoretiske bakgrunn, og en praktisk veiledning i bruken av instrumentene og i behandlingen av de innsamlede data. Det vil bli anledning til å utføre eksperimenter ved følgende instrumenter: pulverdiffraktometer; firesirkeldiffraktometer; treaksespektrometer; flygetidsspektometer. Kurset er beregnet på forskere og stipendiater ved universiteter og forskningsinstitusjoner i Norge. Kurset vil bli holdt ved Reaktorskolen, Institutt for Atomenergi, Kjeller.

**Nærmere opplysninger og søknadsskjemaer fås ved henvendelse til**
**Kurssekretær Gerd Jarrett**
**Den nederlandsk-norske reaktorskolen**
**Institutt for Atomenergi**
**Boks 40, 2007 Kjeller** **Telefon (02) 71 25 60**

Utgiverpoststed: 7034 Trondheim — NTH

## Norsk Fysisk Selskap

Formann: Dr. philos. Tormod Riste, Inst. for Atomenergi, Kjeller.

Styre: Professor dr. philos. Arnfinn Graue,
Universitetet i Bergen.
Amanuensis Ove Bratteng, Universitetet i Tromsø.
Dosent dr. philos. Thormod Henriksen,
Universitetet i Oslo, Blindern.
Dosent Ivar Svare, Ph.D., Universitetet i Trondheim,
Norges tekniske høgskole.

Selskapets sekretær:
Gerd Jarrett, Nøytronfysikkavdelingen,
Institutt for Atomenergi, Boks 40, 2007 Kjeller.

Postgirokonto: 88388 Bankgirokonto: 5102.20.16001

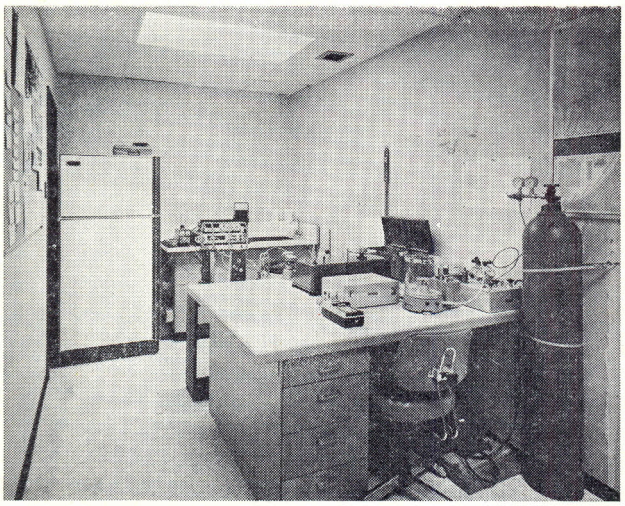
## Fra Fysikkens Verden

Redaktør:
Professor dr. techn. Haakon Olsen, Universitetet i Trondheim, Norges Lærerhøgskole.
Redaksjonssekretær:
Lab.ing. Halvard Torgersen, Universitetet i Trondheim, Norges tekniske høgskole.
Redaksjonskomité:
Lektor K. Jostein Knutsen
Luftkrigsskolen, Trondheim.
Universitetslektor Wilhelm Løchstøer,
Universitetet i Oslo, Blindern.
Forsker, cand. real. Olav Steinsvoll,
Institutt for Atomenergi, Kjeller.
Dosent Leif Owren, Ph.D., Univ. i Bergen.
Fagsekretær Helge Klemsdal, Nordlysobservatoriet, 9000 Tromsø.
Dr. techn. Helge Øverås, CERN Genéve.

Fra Fysikkens Verden utkommer kvartalsvis. Abonnement kan tegnes gjennom postverket eller direkte fra ekspedisjonen. Årsabonnement kr. 20,00. Årsabonnement for studenter og skoleelever kr. 15,00.

Sekretær: Gudrun Græsmann.
Ekspedisjonens adresse: Fra Fysikkens Verden,
Fysisk institutt, Universitetet i Trondheim,
Norges lærerhøgskole,
7000 Trondheim.

Postgirokonto: 10472 Bankgirokonto: 8601 236545



Kalibreringsrom. Victoria, B. C. – Her blir vannstandsmålere med en oppløsning på 0,001 % kalibrert til en nøyaktighet til ± 0,01 %.

**RECORDING CURRENT METERS**
**for ocean currents down to 5000 meters depth.**

**TEMPERATURE PROFILE RECORDERS**
**for recording vertical temperature profiles in the sea.**

**CLIMATOLOGICAL RECORDING STATIONS**
**Land-based or mounted on buoys.**

**WATER HEIGHT GAUGES**
**based on recording hydrostatic pressure.**

**TAPE READERS for reading magnetic tape from the above instruments.**

AANDERAA INSTRUMENTS

DATA COLLECTING INSTRUMENTS FOR LAND, SEA AND AIR

FANAVEIEN 13
5050 NESTTUN
NORWAY
TEL.: BERGEN (05) 27 40 30
CABLE HELICON

Aktietrykkeriet i Trondhjem