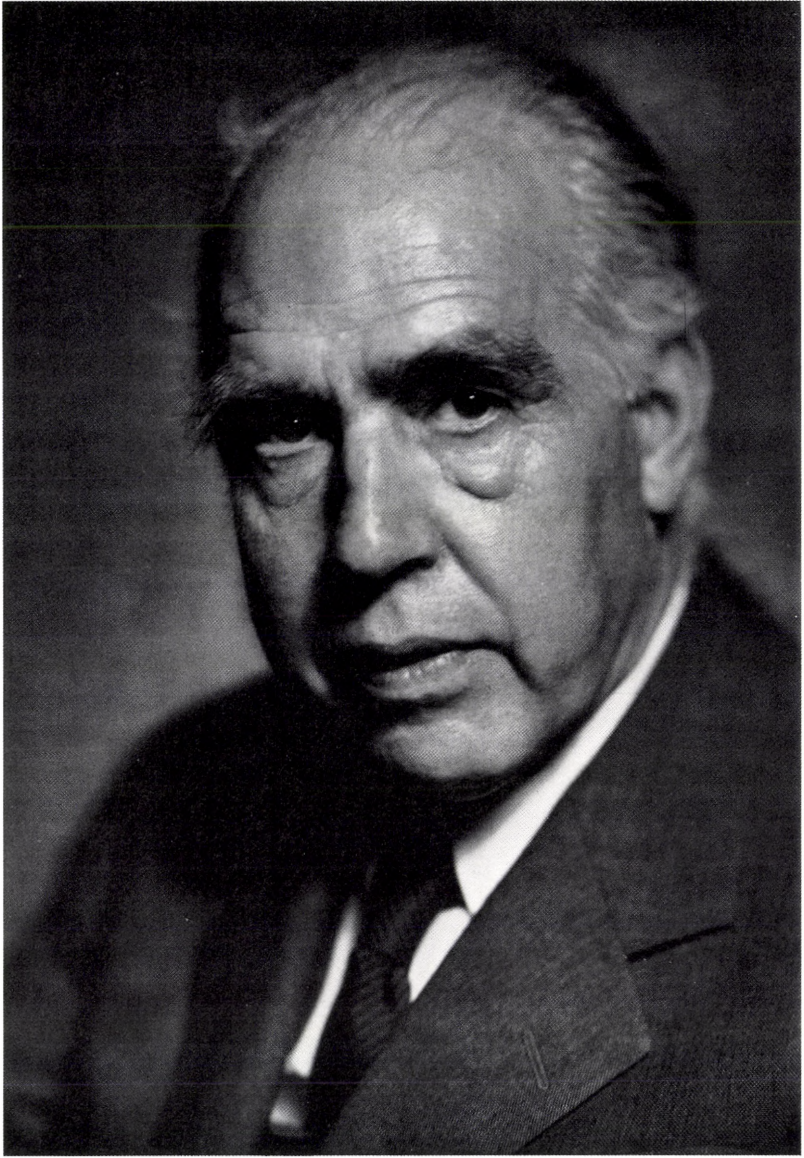


NIELS BOHR OG DEN MODERNE ATOMFYSIK

*Fem offentlige foredrag i Videnskabernes Selskab
holdt i 100-året for Niels Bohrs fødsel*



FORLAGET RHODOS



Vicki Bohm

NIELS BOHR OG DEN MODERNE ATOMFYSIK

*Fem offentlige foredrag i Videnskabernes Selskab
holdt i 100-året for Niels Bohrs fødsel*

ERIK RÜDINGER POVL V. KRISTENSEN

DAVID FAVRHOLDT

JØRGEN KALCKAR BEN MOTTELSON



Udgivet af
Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab

FORLAGET RHODOS

Siden 1976 har Videnskabernes Selskab ved sit Udvalg for udadrettet virksomhed i Danmark afholdt kortere eller længere offentlige foredragsrækker. I hundredåret for Niels Bohrs fødsel 7. oktober 1885 holdtes de fem foredrag, der her udgives med tilskud fra Kemikeren, professor, dr. phil. Aksel Tovborg Jensens Legat.

Indhold

<i>Erik Rüdinger: Det store gennembrud i atomfysikken 1913</i>	7
<i>Povl V. Kristensen: Om Bohrs Atomteori efter 1913</i>	23
<i>David Favrholdt: Niels Bohrs Filosofi</i>	41
<i>Jørgen Kalckar: Kvantefysikken og vilkårene for vor naturerkendelse</i>	61
<i>Ben Mottelson: Niels Bohr og udviklingen af begreber vedrørende atomkernestruktur</i>	97
<i>Vigtige årstal i Niels Bohrs liv</i>	117

ERIK RÜDINGER

Det store gennembrud i atomfysikken
1913

Som det er antydnet i titlen på denne række foredrag – der nu er blevet til en række kapitler – har det været tanken at mindes Niels Bohr i 100-året for hans fødsel. Det var imidlertid ikke hensigten, at det skulle handle så meget om Niels Bohr som person, men at vi i stedet først og fremmest skulle fortælle om den udvikling af atomfysikken, som han stod i centrum af, og om den vældige udvidelse af vor forståelse af vilkårene for naturbeskrivelsen, som den førte med sig. Alligevel synes jeg, at det er naturligt at indlede foredragsrækken med at prøve at sætte Niels Bohrs indsats i et historisk perspektiv. Jeg vil gøre det ved at citere et lille stykke af en nekrolog over Bohr, skrevet af den franske fysiker Francis Perrin, der om Bohr og den »fysikerskole«, han skabte i København, siger:

Det er fremfor alt hans filosofiske tænkning, der har fornyet vor opfattelse af den objektive virkelighed. Denne tænkning – der ledede ham i hans opdagelser, samtidig med at den udviklede sig – har gjort ham til den uovertrufne mester blandt de store reformatorer, som har grundlagt og opbygget kvantemekanikken ved at revolutionere de grundlæggende principper og begreber i fysikken. Denne mesterens store indflydelse på sine elever udviklede sig i årene efter 1. verdenskrig inden for rammerne af Institutet for teoretisk Fysik i København. Her syntes det under, som det af Platon grundlagte og besjælede Akademi var, at blive vakt til live på ny efter 25 århundreders forløb. Dette institut i København påvirkede udviklingen af en hel tidsalders videnskabelige tænkning; det var her, at tankerne hos Heisenberg, Pauli, Dirac og mange andre elever udviklede sig under Niels Bohrs inspiration gennem endeløse diskussioner mage til dialogerne ved Platons Akademi.

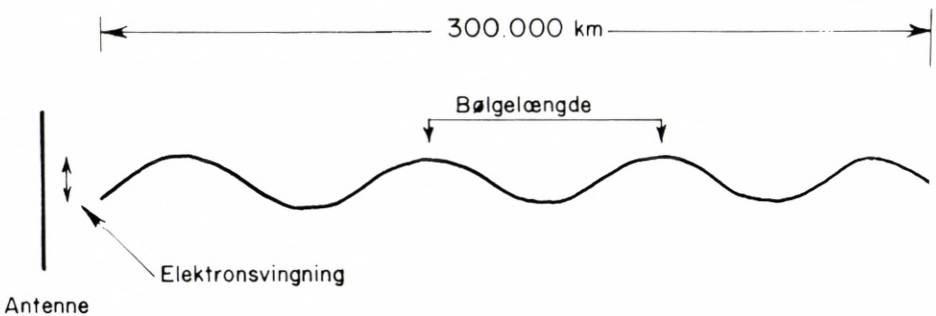
Vi skal i dag beskæftige os med Bohrs atomteori fra 1913, der med Perrins ord har »revolutioneret de grundlæggende principper og begreber i fysikken«, og som derfor med rette kan betegnes som det store gennembrud i atomfysikken. Men for til fulde at kunne påskønne et gennembrud og forstå hvor revolutionerende det var, er det vigtigt at leve sig ind i de tanker og forestillinger, der gik forud. Jeg vil derfor ret udførligt dels beskrive den baggrund, som vi i dag kalder den »klassiske« teori, dels antyde de »nøgler«, Bohr skulle bruge til opstillingen af sin teori.

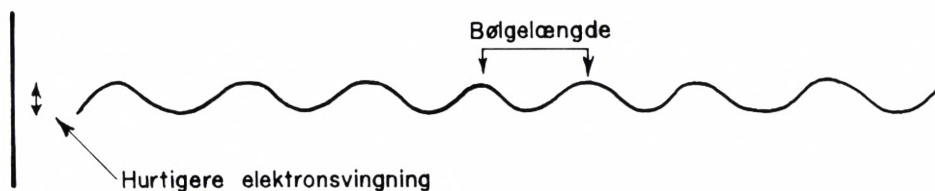
1. Den »klassiske« teori

Kort før år 1900 opdagede den engelske fysiker J.J. Thomson, at der eksisterede en mikroskopisk partikel med negativ elektrisk ladning, som han kaldte en *elektron*. Det blev snart klart, at alle stoffer indeholder sådanne partikler, som derfor må betragtes som en fundamental bestanddel af alt stof.

Ca. 30 år forinden havde en skotsk fysiker James Clerk Maxwell fremsat sin grundlæggende teori for elektriske og magnetiske fænomener, den teori, vi i dag betegner som »den klassiske elektrodynamik«. Det fremgik heraf, at en elektrisk ladet partikel, som f.eks. blev bevæget op og ned, skulle udsende vekslende elektriske og magnetiske felter, der bevægede sig ud i rummet med den næsten ufattelige hastighed af 300.000 km i sekundet. Ca. 20 år senere frembragte og påviste den tyske fysiker Heinrich Hertz disse såkaldte *elektromagnetiske bølger*, der indledte en vældig udvikling, og som vi nu skal se lidt nærmere på.

Lad os prøve at tænke på noget konkret som f.eks. en radio- eller





fjernsynsantenne på en sendestation. Heri har man elektroner, der som på figuren her svinger op og ned.

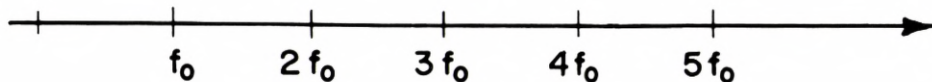
For hver svingning op og ned frembringer elektronerne én bølge, og selv om det, som man vil forstå, er en helt anden slags bølger end f.eks. bølger på vand, kan man ligesom for disse definere en *bølgelængde* som afstanden fra en bølgetop til den næste. Vi bemærker igen, at i løbet af ét sekund har bølgen bevæget sig 300.000 km væk fra antennen.

Lad os nu tænke os, at elektronerne begynder at svinge hurtigere. Da hver svingning giver anledning til én bølge, og bølgen stadig skal udbrede sig 300.000 km på ét sekund, ser man, at bølgelængden må blive lige så mange gange mindre, som antallet af svingninger pr. sekund bliver større. Med andre ord: hvis elektronerne svinger 10 gange hurtigere, bliver bølgelængden 10 gange mindre, fordi der skal være plads til 10 gange så mange bølger på den samme længde.

At man således kan regulere bølgelængden ved hjælp af elektronernes svingninger, er meget vigtigt i praksis; det er jo på den måde, at de forskellige radiostationer skilles fra hinanden. Hvert program sendes på sin karakteristiske bølgelængde, der er markeret på skalaen på radiomodtageren. Bølgelængderne for almindelige radioudsendelser ligger fra nogle få meter op til et par kilometer.

I fysikken foretrækker vi ofte i stedet for bølgelængden at angive antallet af svingninger af elektronerne – eller bølgerne – pr. sekund, som vi kalder *frekvensen*. Enheden er opkaldt efter Hertz, og da bølgelængden er bestemt ud fra frekvensen og omvendt, kan man på radiomodtageren lige så godt inddele skalaen i den ene enhed som i den anden.

Vi har faktisk indtil nu stiltiende tænkt på det tilfælde, hvor elektronerne svinger ganske regelmæssigt op og ned. Hvad sker der, hvis de svinger på en uregelmæssig måde? Så bliver bølgen også uregelmæssig, men det viser sig, at man altid kan opfatte den, som om den er sammensat af en del, der svinger med samme frekvens som elektronerne, en der svinger med den dobbelte frekvens, en der svinger med den tredobbelte frekvens o.s.v. Med andre ord, hvis vi kalder elektronens frekvens for f_0 , vil bølgen indeholde dele, der svinger med frekvenserne f_0 , $2f_0$, $3f_0$, ...



Frekvenser ifølge klassisk teori.

o.s.v. Hvis vi laver en analogi til lydbølger, svarer den første til grundtonen, medens de andre svarer til de forskellige overtoner.

Lad os, inden vi slutter denne del, spørge: »Hvad med energien?« Radiosignalet kan jo opfanges på en radiomodtager og afgiver altså *energi* til denne. Hvor kommer den energi fra? Den kommer fra bølgen og altså til syvende og sidst fra elektronens bevægelse. Vi må derfor stadig tilføre elektronerne i antennen ny energi, ellers vil deres svingninger blive mindre og mindre og til sidst helt gå i stå.

2. Forestillinger om atomerne

Vi synes måske nu at være kommet meget langt væk fra atomerne, som jo var vort egentlige emne. Men det er vi faktisk slet ikke, som vi skal se om et øjeblik. Hvis det er rigtigt, at alt stof er opbygget af *atomer*, og at alt stof indeholder *elektroner*, ja så er der jo ikke langt til den tanke, at elektronerne er bestanddele af atomerne. Spørgsmålet er da, *på hvilken måde* elektronerne indgår i atomerne af de forskellige grundstoffer. Atomerne er i almindelighed elektrisk neutrale, men det må betyde, at et atom må indeholde en *positiv* elektricitetsmængde, der er lige så stor som den samlede negative elektricitetsmængde af de elektroner, det indeholder.

Hvordan kan nu opbygningen af et sådant atom tage sig ud? En af de tidlige forestillinger herom stammer fra den samme *J.J. Thomson*, som opdagede elektronen. Thomson kom på den i og for sig meget rimelige idé, at den positive elektricitet kunne være tværet ud over hele atomet, og at de negative elektroner så kunne befinde sig på bestemte pladser rundt om i atomet, hvorom de kunne sidde og svinge. Denne model af et atom har man spøgende kaldt »rosinbollemodellen«.

Nu er den store styrke ved naturvidenskaben, at forkerte ideer kun kan overleve i en begrænset tid, idet de før eller siden kommer i modstrid med *eksperimenterne*. Det var netop hvad der skete med Thomsons »rosinbollemodel«.

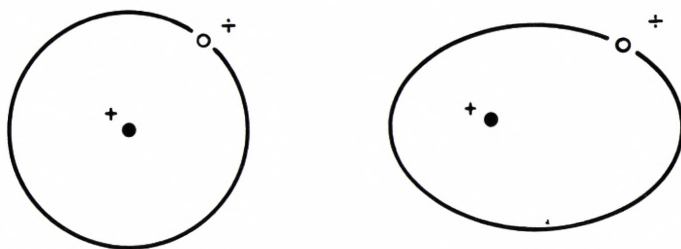


Thomsons atommodel.

I 1907 var en New Zealandsk fysiker *Ernest Rutherford* blevet professor ved fysiklaboratoriet i Manchester. Rutherford var – ligesom senere Bohr – en mester i at give sine elever gode ideer. I 1909 foreslog han to af sine yngre medarbejdere og elever, englænderen *Ernest Marsden* og tyskeren *Hans Geiger* – hvis navn jo senere blev udødeliggjort ved den tæller, han opfandt – at undersøge hvad der skete, hvis man skød nogle positivt ladede partikler, som vi kalder α -partikler, ind mod et meget tyndt metalfolie. Resultatet var aldeles overraskende, idet det viste sig, at nogle af α -partiklerne vendte tilbage fra samme side af metalfoliet, som man havde skudt dem ind mod. Man har sammenlignet udfaldet af dette eksperiment med den overraskelse, man ville få, hvis man skød nogle projektiler ind mod et ark papir, og det så viste sig, at nogle af dem blev kastet tilbage fra papiret.

Det er vel næsten indlysende, at dette betød dødsstødet for Thomsons atommodel, men Rutherford fandt snart forklaringen. Den positive elektricitet er slet ikke tværet ud over atomet, men befinder sig tvært-

Brintatom efter Rutherfords atommodel.



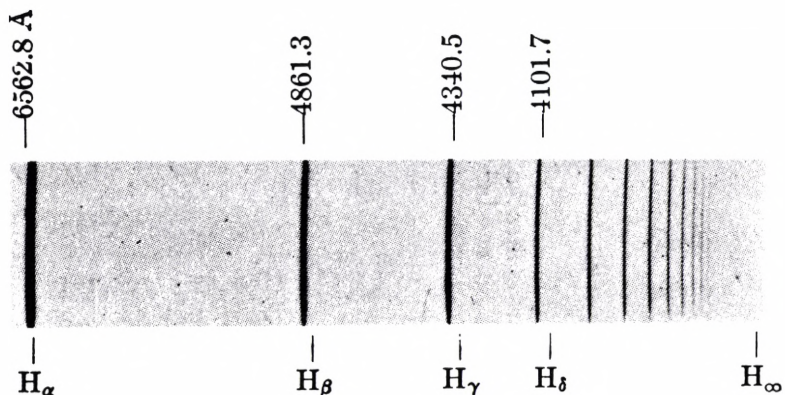
imod i en meget lille og tung *kerne*, hvorom elektronerne kredser ligesom planeterne om solen, og som de tilbagekastede α -partikler måtte være stødt imod. Ud fra den brøkdelt af α -partiklerne, der blev kastet tilbage, kunne Rutherford regne ud, at kernen måtte være næsten forsvindende lille i forhold til afstanden ud til elektronerne, altså til hele atomets størrelse; det meste måtte være tomt rum. Bohr har selv engang på en film, hvor han sidder med en pibe i hånden, givet denne sammenligning: »Hvis kernen var på størrelse med denne pibe, så ville elektronerne befinde sig i et område som hele Storkøbenhavn«. Denne model af atomet kalder vi *Rutherfords atommodel*.

3. Problemer med Rutherfords atommodel

Opdagelsen af Rutherfords atommodel fandt sted i årene 1909-11, og netop i efteråret 1911 kom Bohr til England, men ganske vist til laboratoriet i Cambridge, hvor J.J. Thomson var professor. Dette besøg blev imidlertid en stor skuffelse for Bohr, og han besluttede sig til i stedet i foråret 1912 at tage til Rutherford i Manchester. Han knyttede her et varmt venskab med den næsten 15 år ældre Rutherford, som varede lige til Rutherfords død 25 år senere. I Manchester blev Bohr naturligvis meget interesseret i Rutherfords forestillinger om atomet, og det stod ham snart klart, at der var meget store problemer forbundet med denne atommodel. I det følgende skal jeg fortælle om disse problemer, hvorved jeg ikke vil holde mig strengt til en historisk fremstilling, men prøve at fremstille det på en måde, som med den bagklogskab vi har i dag måske er lidt klarere.

Der er en meget fundamental forskel på Rutherfords atommodel og planetsystemet, nemlig at elektronerne er elektrisk ladede, og derfor minder atomet i en vis forstand meget mere om en lille radioantenne. Lad os for nemheds skyld betragte et brintatom, hvor vi bare har en enkelt elektron kredsende om den positive kerne. Det minder måske ikke ret meget om den svingende bevægelse i radioantennen, men set fra et fysisk synspunkt er der faktisk ikke så stor forskel – tænk Dem f.eks. at De ser banen fra kanten. Efter teorien skal elektronerne derfor, hvis de kredser i en cirkelbevægelse, udsende en elektromagnetisk bølge med én bølgelængde for hver omdrejning, d.v.s. med en frekvens, der er lig det antal gange, elektronen kredser om kernen pr. sekund.

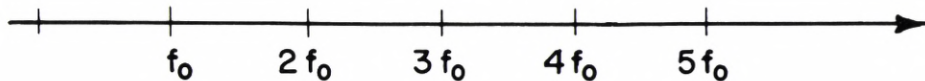
Hvordan skal vi nu kunne studere denne mikroskopiske bevægelse?



Balmer-serien.

Naturligvis ved hjælp af den udsendte bølge, men hvad skal vi bruge som radiomodtager? Det er faktisk i mange tilfælde meget simple end med radiobølgerne, for frekvenserne er så store og bølgelængderne så små, at nogle af dem kommer inden for det område på nogle titusindedele af en millimeter, for hvilket vi så at sige har en indbygget modtager, nemlig *øjet!* Med andre ord, det, atomerne udsender, er *lys*, og den eneste forskel fra radiobølgerne er den meget mindre bølgelængde. Øjet er endda så fint indrettet, at det automatisk kan skelne mellem de forskellige bølgelængder, idet disse udgør de forskellige *farver*. Til et nøjere studium af det lys, der udsendes af atomerne, må man naturligvis have apparatur til bedre at skille de forskellige farver ad; det er siden *Newtons* tid velkendt, at f.eks. et prisme er i stand til dette. Ved således at studere det lys, der udsendes af forskellige stoffers atomer, skulle man altså kunne få oplysning om omløbstiderne – eller frekvenserne – af elektronerne i de forskellige stoffers atomer.

Og så viste det sig, at det hele slet ikke kunne passe! Hvis vi f.eks. forestiller os, at elektronen i brintatomet kredser noget uregelmæssigt om kernen – f.eks. i en ellipsebane som planeterne om solen – så har vi set, at vi skulle vente at få en bølge sammensat af disse frekvenser:



Frekvenser ifølge klassisk teori.

I stedet får vi noget som her, hvor mellemrummene bliver mindre og mindre og nærmer sig en bestemt grænse! Dette er faktisk teoretisk set



lagttagne frekvenser.

totalt uforståeligt, men det var alligevel allerede året før Bohrs fødsel lykkedes en schweizisk matematiker *Balmer* at finde en formel for en sådan serie linier i brint, som til ære for ham kaldes *Balmer-formlen*. Jeg skal ellers ikke belemre Dem med matematiske formler, som heller ikke er nødvendige for de følgende ræsonnementer, men jeg vil dog lige anføre Balmer-formlen for de i denne serie udsendte frekvenser f :

$$f = Rc \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

hvor R betegner en konstant (*Rydberg-konstanten*) og c betegner lyshastigheden.

Til gengæld var der ingen *fysisk teori*, der kunne forklare, hvorfor denne formel var den rigtige. Om dens rigtighed var Balmer selv så overbevist, at han udtrykte den mening, at den måtte rumme en vigtig nøgle til forståelsen af materiens struktur – i sandhed profetiske ord!

Det er jo i sig selv galt nok, at der ingen teoretisk begrundelse kan gives for Balmers formel, som snarere er i modstrid med hvad man skulle vente ud fra enhver »fornuftig« teori; men det bliver værre endnu! Hvad med energien? Elektronen skulle jo hele tiden miste energi ved det lys, den udsender, og den skulle derfor »falde« ind mod kernen i en hurtigere og hurtigere spiralbevægelse, hvorved den i løbet af en brøkdelen af et sekund ville blive opslugt af kernen, således at atomet ville falde sammen.

Vi ser her en figur, Bohr selv har lavet, hvor han viser denne situation og udregner forandringen i banen. Atter siger de eksperimentelle kendsgerninger noget helt andet: Atomerne er noget af det mest stabile, man har; faktisk er de meget mere stabile end planetsystemet. F.eks. fremhævede Bohr ofte, at medens en fremmed stor komet, som pludselig kom ind i vort solsystem, kunne lave en frygtelig ravage i planeternes baner, kan atomerne støde sammen et næsten ufatteligt antal gange, uden at deres egenskaber ændres.

Lad os inden vi går videre opsummere: Rutherford's atommmodel, som

$$d\frac{1}{2}mv^2 = d\frac{e^2}{h} - \frac{v^4}{c^2} \frac{2e^2}{3c^3}, \quad 1^{st} \text{ Approximation}$$

$$m\dot{v}^2 = \rho \frac{e^2}{h} = \frac{e^2}{h} \left(1 + \frac{1}{h} \frac{dh}{dt}\right),$$

$$d\frac{1}{2}mv^2 = d\frac{e^2}{h} + e^2 \frac{dh}{h^2 dt}$$

$$\frac{1}{2} d\frac{e^2}{h} - e^2 \frac{dh}{h^2 dt} = \frac{v^4}{c^2} \frac{2e^2}{3c^3} dt, \quad \frac{d\dot{r}}{dt} = m$$

~~$$\frac{dh}{dt} = \dots$$~~

$$-\frac{dh}{dt} = \frac{v^3}{c^2} \frac{4}{3} v$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{4}{3} \frac{v^3}{c^2} \frac{dr}{dt}$$

$$\frac{dh}{dt} = \frac{v^3}{c^2} \frac{4}{3}$$

$$h \frac{dh}{dt} =$$

$$\frac{d\dot{r}}{dt} = m$$

$$d\frac{r}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{m\dot{m}^2} \frac{dh}{dt} = -\frac{2e^2}{3mh^2} \frac{v^3}{c^2}$$



$$m \dot{m}^2 = \frac{e^2}{mh^2}$$

$$-\frac{dh}{dt} = \frac{v^3}{c^2} \frac{4}{3} v$$

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{3}{2} \frac{e^2}{m\dot{m}^2} \frac{4}{3} \frac{v^4}{c^2} = -2 \frac{m^3}{c^3} \frac{e^2}{m}$$

the quantum theory tends not only to the mechanics
but the mechanics tend to the quantum theory
(mechanics look for "transitions" and for "stationary states")

$$\frac{d\omega}{dt} = 2 \frac{\omega^3}{c^3} \frac{v^2 e^2}{m}$$

$$d\omega = \frac{A}{m^2} - \frac{A}{m^2} = \frac{3A}{m^2} = 2 \frac{A^3}{m^2 c^3} t$$

$$N = \omega t = \frac{m^2}{2A} =$$



TA hu

er den eneste, der er forenelig med Geiger og Marsdens forsøg, har ifølge den klassiske teori to grundlæggende skavanker: den kan hverken forklare systemet i spektrallinierne eller atomernes stabilitet, og det var netop disse to fundamentale punkter, Bohr slog ned på.

4. Bohrs atomteori

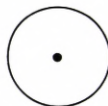
Det er på den baggrund, der her er skitseret, at vi skal se Bohrs indsats. Om den situation, der her var opstået i fysikken, sagde *Einstein* mange år senere:

... det var, som om gulvet var trukket væk under én, uden at der nogetsteds var en fast grund, man kunne bygge på.

Til at løse sit problem skulle Bohr nu bruge forskellige »nøgler«, og vi har allerede omtalt to af dem, nemlig *Rutherfords atommodel* og *Balmerformlen*. Men Bohr skulle faktisk bruge to mere, som jeg nu skal omtale ganske kort. For det første havde den tyske fysiker *Max Planck* lige efter århundredskiftet fundet ud af, at en svingende elektron – som den i antennen – ikke kan optage eller afgive energi i vilkårligt små mængder, men kun i bundter, som man kaldte »kvanter«. Disse kvanters størrelse er produktet af elektronens svingningsfrekvens og en ny naturkonstant, som vi kalder *Plancks konstant* og betegner med h .

For det andet viste en anden tysk fysiker, *Albert Einstein*, der dengang var ung og ukendt, nogle få år senere, at selve strålingen på en eller anden mystisk måde – i hvert fald under visse omstændigheder – måtte opfattes som bestående af sådanne energibundter eller kvanter. Men det var unægteligt ikke mange, der forestillede sig, at sådanne ting havde noget med atomernes bygning at gøre!

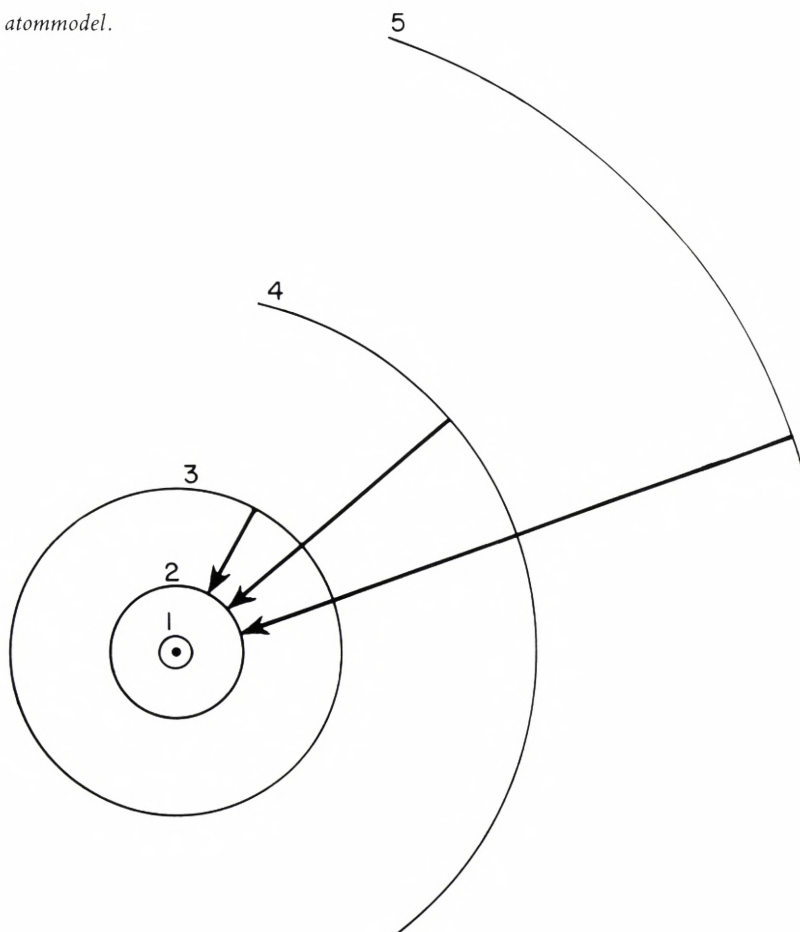
For Bohr – der iøvrigt også var ung og ukendt – var det første kritiske punkt *stabiliteten*. Det var jo ganske ubegribeligt, hvordan atomerne kunne være så stabile, og Bohr så nu, at man uden i første omgang at kunne give nogen egentlig forklaring simpelt hen måtte *postulere* – og derfor taler vi om Bohrs *postulater* – at elektronerne kunne bevæge sig i



en cirkel- eller ellipsebane omkring kernen *uden* at udsende nogen elektromagnetisk stråling, altså specielt ikke noget lys.

Men når elektronerne på en eller anden måde får tilført energi, så udsender de jo rent faktisk lys, nemlig de førømtalte spektrallinier. Hvordan går det så til? Her fik Bohr en helt utrolig idé: *til trods for succes'en* med radiobølgerne måtte mekanismen for lysudsendelsen fra atomerne være *en helt anden!* Ud over den bane, vi allerede har nævnt, som man kalder *grundtilstanden*, postulerede Bohr, at der findes en uendelig række af sådanne baner, i hvilke elektronen ikke stråler, og han kaldte dem *stationære tilstande*. For nemheds skyld betragtede han hovedsagelig cirkelbaner, og han kunne ud fra sin teori fastlægge radierne for disse stationære tilstande. Vi kalder radien i grundtilstanden af brintatomet, der er af størrelsesorden $1/10.000.000$ mm, for *Bohr-radius*, og de andre

Bohrs atommodel.



stationære tilstande skal da ifølge Bohrs beregninger have radier på $4 \times$ Bohr-radius, $9 \times$ Bohr-radius, $16 \times$ Bohr-radius o.s.v. Normalt befinder elektronen sig i grundtilstanden, men hvis den får tilført energi, f.eks. i et såkaldt udladningsrør, kan den løftes op til en af de højere stationære tilstande.

I sit 2. *postulat* postulerer Bohr nu, at stålingen, der jo altså ikke, som man ifølge den klassiske teori skulle tro, bliver udsendt, medens elektronen kredser omkring kernen i de stationære tilstande, i stedet bliver udsendt ved en *fuldstændig anden mekanisme*, nemlig ved at elektronen foretager et *spring* eller en *overgang* fra en højere stationær tilstand til en af de lavere. Men hvad så med lysets frekvens? Frekvensen er jo i almindelighed forskellig for de to baner, idet elektronen skulle gå flere gange rundt pr. sekund i de indre end i de ydre baner, ganske som det i større målestok gælder for planetsystemet. Hvilken af de to frekvenser skulle elektronen så vælge? »Ingen af dem« er Bohrs overraskende svar! I stedet er frekvensen bestemt ud fra *Plancks formel* derved, at *hele* energiforskellen mellem de to baner udsendes som *ét* kvantum:

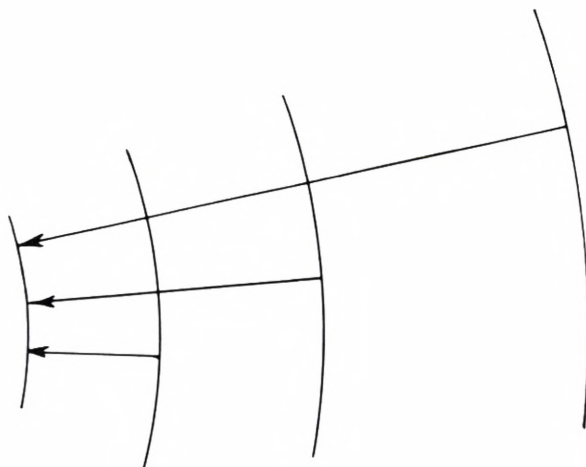
$$hf = E_1 - E_2,$$

hvis vi kalder energierne i de to stationære tilstande, som elektronen springer imellem, for E_1 og E_2 . Denne formel kalder vi *Bohrs frekvensbetingelse*. Ved at beregne lysets frekvens – eller bølgelængde – ud fra denne formel kunne Bohr vise, at der var perfekt overensstemmelse med Balmer's formel, og han kunne beregne den teoretiske værdi af konstanten R , *Rydberg-konstanten*. Det passede perfekt! Det er ikke uden ret, at vi her kan sige, at vi står over for det store gennembrud i atomfysikken.

5. »Korrespondens« med den klassiske fysik

Efter dette utrolige resultat kunne man måske tro, at Bohr kunne slå sig til tåls i denne omgang. Han var imidlertid fuldt på det rene med, at der manglede et meget vigtigt skridt endnu. For nu dukkede jo så at sige det »omvendte« problem op af det, han var startet med: hvordan kunne det nu være, at den klassiske teori fra før Bohr havde fungeret så *godt*, når men f.eks. havde med radioantenner at gøre? Også dette var Bohr i stand til at besvare, og her slår den »filosofiske« tænkemåde, der var så typisk og enestående for ham, stærkt igennem.

Lad os tænke os, at elektronen på en eller anden måde har fået tilført så meget energi, at den befinder sig langt ude i atomet, i en af de stationære



tilstande med et meget højt nummer. Vi nærmer os da mere og mere til vor dagligdags verden, som den vi har i antennen. Når Bohr nu betragtede et spring mellem to nabobaner, så kunne han vise, at den frekvens, man beregnede efter *hans* formel, nærmede sig mere og mere til *omløbsfrekvensen* i banen. Med andre ord: Selv om det i virkeligheden efter Bohrs teori er en helt anden *mekanisme* end den klassiske, der gør sig gældende, så nærmer det *resultat*, man beregner efter hans teori, sig mere og mere til det klassiske, jo nærmere man kommer de omstændigheder, under hvilke den klassiske teori havde fungeret godt. Bohr talte dengang selv om en »analogi« med den klassiske fysik, og det blev begyndelsen til det han senere kaldte »*korrespondensprincippet*«, som skulle vise sig at blive en fundamental nøgle til at finde den rigtige »*atommekanik*« eller »*kvantemekanik*«, hvortil Bohrs teori kun udgjorde et første, omend meget fundamentalt skridt. Jeg vil lige nævne, at analogien strakte sig videre: spring over *flere* baner giver frekvenser, der nærmer sig til overtonerne i den klassiske teori, som jeg tidligere har omtalt.

6. Modtagelsen af Bohrs teori

En vigtig forudsætning for anerkendelsen af en fysisk teori er i reglen, at den er i stand til at *forudsige* nye hidtil ukendte eller ikke observerede eksperimentelle resultater. Dette gjaldt også for Bohrs teori. Ikke mindst ved hjælp af sit korrespondensprincip kunne Bohr forudsige, at en serie

spektrallinier, som man hidtil havde troet hidrørte fra brint, i virkeligheden måtte stamme fra en anden luftart, nemlig helium. Eksperimenterne herover var ret vanskelige at udføre, og Bohr havde ikke selv mulighed for at gøre det, men de blev gjort i Rutherford's laboratorium i løbet af sommeren 1913 af en ung fysiker *E. J. Evans*, og de bekræftede på smukkeste måde Bohrs forudsigelser.

Lad os da til sidst stille spørgsmålet: Hvordan modtog samtidens fysikere egentlig disse revolutionerende tanker? Ser vi på de breve, der er bevaret fra den tid, må vi konstatere, at de dækker hele spektret fra den dybeste skepsis til den største entusiasme! Lad os først se på et par af de skeptiske breve. F.eks. skrev den østrigsk-fødte fysiker, *Paul Ehrenfest*, der var professor i Holland, til sin gode ven og kollega *H. A. Lorentz*:

... hvis dette er vejen til at nå målet, må jeg opgive at lave fysik!

Det gjorde han nu heldigvis ikke, og han skulle i øvrigt snart blive en nær ven af Bohr såvel som en stor beundrer af hans teori.

Bohrs bror, matematikeren *Harald Bohr*, var på det tidspunkt i Göttingen, og han kunne også berette om skepsis:

Man er stadig overordentlig interesseret i dine Afhandlinger; men jeg har Indtryk af, at de fleste – dog undtagen Hilbert – og navnlig blandt de yngste, Born, Madelung o.s.v. ikke tør tro paa den objektive Rigtighed; de finder Antagelserne for 'dristige' og 'fantasifulde'. Hvis Spørgsmaalet om Brint-Helium-Spektret kunde blive endegyldigt afgjort, vilde det have en ganske overvældende Virkning; alle Dine Modstandere hænger sig i at der, som de siger, ikke er nogensomhelst Grund til at tro, at det ikke er Brintlinier.

Og dette til trods for Bohrs – i hvert fald for os i dag – aldeles overbevisende argumentation!

Det er vel ikke overraskende, at reaktionerne fra dem, der kendte Bohr godt og var forberedt på store ting fra hans hånd, er helt anderledes positive. *Rutherford* havde ganske vist, måske lidt uærbødigt, talt om

... blandingen af Plancks ideer med den gamle mekanik ...,

men det var faktisk også et ømt punkt, som Bohr naturligvis var fuldt på det rene med, og som skulle blive et hovedmotiv i udviklingen i de følgende år. Men Bohrs svenske ven *Oseen* skrev til ham:

Det jeg først ville sige Dig er, at jeg, som jo på forhånd kendte retningen af Din tankegang såvel som nogle af dens resultater, alligevel på ét punkt blev overrasket over skønheden i Dit resultat. Det var sammenhængen mellem h og den Balmer-Rydbergske konstant. Så vidt det kan ses, er Du på det punkt kommet over hypotesernes og teoriernes region til den faktiske sandheds. Højere kan ingen teoretiker komme, og jeg lykønsker Dig af hele mit hjerte.

Til sidst vil jeg gerne citere Bohrs ven fra Manchester-tiden, den ungarske fysiker og kemiker *George Hevesy*, som stod Bohr nær hele livet igennem, og som viser en nærmest rørende glæde over sin vens succes. Efter at have modtaget afhandlingen skriver han til Bohr om den dybe tilfredsstillelse, videnskabeligt arbejde kan give én, og så fortsætter han:

De vil nu forstå, hvorfor læsningen af Deres afhandlinger har været mig en kilde til glæde. Jeg ser med stor interesse frem til resultatet af Deres mere udførlige beregninger. Så vidt er alting så klart, opførslen af brint og helium, som den er beskrevet i teorien, så sand, at ingen kan undgå at blive slået af det ved at læse det.

Det skulle også blive Hevesy, i hvis lod det faldt at overbevise Einstein om rigtigheden af Bohrs teori, som han har beskrevet det i to breve til henholdsvis Bohr og Rutherford. Hevesy mødte nemlig Einstein på en kongres i Wien i efteråret 1913, og her fortalte han Einstein, at Evans' eksperimenter havde bekræftet Bohrs forudsigelser. Herom skriver Hevesy til Bohr på sit charmerende engelsk, som vi kun kan give et fattigt indtryk af i oversættelsen:

... så spurgte jeg ham (dvs. Einstein) om hans syn på Deres teori. Han sagde til mig, den er meget interessant, meget vigtig, hvis den er rigtig og så videre, og han havde meget lignende ideer for mange år siden, men havde ikke mod til at udvikle dem. Jeg fortalte ham, at det er godtgjort nu med sikkerhed, at Pickering-Fowler-spektret tilhører helium. Da han hørte dette, blev han overordentlig forbløffet og sagde til mig: 'Så afhænger lysets frekvens slet ikke at elektronens frekvens – (jeg forstod ham således??). Og dette er en *uhyre bedrift*. Så må Bohrs teori være rigtig.' Jeg kan næppe fortælle Dem, hvor glad jeg har været, og næsten intet andet kunne gøre mig en sådan glæde som denne spontane bedømmelse fra Einstein.

Lad mig da slutte med de smukke slutningslinier fra Hevesys brev til Rutherford:

Da jeg fortalte ham om Fowler-spektret, så Einsteins store øjne endnu større ud, og han sagde til mig: 'Så er det en af de største opdagelser.' Jeg følte mig meget lykkelig ved at høre Einstein sige dette.

POVL V. KRISTENSEN

Om Bohrs Atomteori efter 1913

For ethvert atom findes der et antal bevægelsestilstande, de stationære tilstande, i hvilke atomet midlertidigt kan opholde sig uden at udsende lys eller på anden måde afgive energi til omgivelserne. En ændring af atomets bevægelsestilstand kan kun finde sted ved en fuldstændig overgang, et kvantespring, fra én stationær tilstand til en anden.

Dette er en formulering af det første af de to postulater, der siden det store gennembrud i 1913 har været det faste grundlag for atomteorien.

Det andet postulat, Bohrs frekvensbetingelse, vedrører specielt de kvantespring, der skyldes udsendelse eller absorption af lys: Ændringen i atomets energi er lig med lysets frekvens multipliceret med Plancks konstant.

Måling af en spektrallinies frekvens bestemmer derfor forskellen mellem to af de stationære tilstandes energier. Har man målt mange spektralliniers frekvenser, og dermed mange energiforskelle, kan man herudfra bestemme de stationære tilstandes energier. Allerede i slutningen af forrige århundrede havde Rydberg og andre spektroskopikere udviklet systematiske metoder til løsning af denne opgave. De kaldte de beregnede størrelser termer og målte dem i reciprokke centimetre. Men før 1913 vidste man ikke, at det i virkeligheden var de stationære tilstandes energier, man beregnede. Det var derfor et stort fremskridt, at Bohr i 1913 viste, at spektroskopikernes termer, efter multiplikation med Plancks konstant og med lysets hastighed, er de stationære tilstandes energier.

Herved fik spektroskopiens righoldige og meget nøjagtige erfaringsmateriale for første gang en fysisk fortolkning.

De to postulater blev formuleret uden henvisning til en bestemt atommodel. De har en helt almen karakter, og står, som allerede nævnt, uændrede den dag i dag. Til gengæld er det klart, at på basis af fysiske love af en så generel type kan man ikke ad teoretisk vej beregne de stationære tilstandes energier og dermed spektralliniernes frekvenser. En egentlig atomteori må bygge på mere.

De veje, man fulgte i de nærmest følgende år, var i alt væsentligt anvist af Bohr allerede i 1913.

For det første havde Bohr suppleret postulaterne med en arbejdshypothese: Specielt for de stationære tilstande kan den klassiske mekaniks begrebsverden og bevægelsesligninger – Newtons love – anvendes.

De fleste fysikere har givetvis betragtet dette som næsten en selvfølge. Det er derfor værd at bemærke, at Bohr fremsatte denne supplerende antagelse med betydelig reservation: »Denne Antagelse er nærliggende; thi dersom vi overhovedet skal danne os en anskuelig Forestilling om de stationære Tilstande, har vi i det mindste for Øjeblikket intet andet Middel end den sædvanlige Mekanik.«

Herved blev det muligt at danne sig et anskueligt billede af atomet, den velkendte atommodel, Rutherfords kerneatom. Atomet består af den tunge atomkerne omkredset af elektroner, der følger bestemte baner, og hvis antal er atomets nummer i det periodiske system. I mangt og meget bliver atomet analogt til solsystemet.

For at opbygge en egentlig atomteori må man herefter formulere fysiske love, der karakteriserer netop de bevægelser, der svarer til de stationære tilstande.

I 1913 havde Bohr udledt den berømte formel for brintatoms stationære tilstandes energier. Disse, der alle er negative, blev nummereret i voksende rækkefølge med det såkaldte hovedkvantetal n . For grundtilstanden, hvor energien er mindst mulig, har hovedkvantetallet værdien $n=1$. For den første eksiterede tilstand er $n=2$, og energien er en fjerdedel af grundtilstandens energi; generelt er energien af det n 'te energiniveau lig med grundtilstandens energi divideret med kvadratet på hovedkvantetallet.

Men først og fremmest havde Bohr, som det fremgår af foranstående kapitel, vist, hvorledes grundtilstandens energi kan beregnes ud fra de atomare konstanter. Det mest overbevisende argument for denne formel byggede på korrespondensprincippet. Men desuden blev formelen udledt ud fra, hvad der siden blev kaldt en kvantebetingelse, og det er denne, der nu kort berettes om.

I brintatomet tiltrækker den positivt ladede atomkerne – protonen – den negativt ladede elektron med en elektrostatisk kraft, der ligesom gravitationskraften er omvendt proportional med afstandens kvadrat. Man kan derfor bruge Keplers love.

Elektronbanen bliver en ellipse med protonen i det ene brændpunkt, og for en given bane er bevægelsen periodisk med en bestemt omløbstid. Den nævnte kvantebetingelse kan nu formuleres således: Elektronens

omløbstid gange det dobbelte af middelværdien af den kinetiske energi er lig med hovedkvantetallet n multipliceret med Plancks konstant. Bohr viste, at dette følger af formlen for brintatomets energier og, hvad der her skal lægges vægt på, at hvis man går ud fra denne kvantebetingelse, kan man omvendt udlede formlen for brintatomets energier.

Eksemplet illustrerer, at kvantebetingelser er exakt formulerede betingelser, hvis formål er at karakterisere netop de bevægelser, der svarer til de stationære tilstande. Gennem kvantebetingelserne indføres kvantetalene, i det nævnte eksempel hovedkvantetallet, i teorien uden nogen form for begrundelse og på en i og for sig kunstig – man fristes til at sige brutal – måde.

Det blev nu dette program, klassisk mekanik suppleret med postulerede kvantebetingelser, der hurtigt gav nye værdifulde resultater, og specielt i året 1916 trådte kvantebetingelserne stærkt i forgrunden. Årsagen var Sommerfelds teori for brintatomets finstruktur.

Den enkelte spektrallinie i brintspektret har i virkeligheden en kompliceret struktur, idet den består af et antal yderst tætliggende spektrallinier, den udviser finstruktur. Fænomenet ser man først med et virkelig godt spektroskop, der tillader at måle lysets frekvens med stor nøjagtighed, idet finstrukturen først viser sig på 6. eller 7. ciffer i målingerne. Bohrs teori fra 1913 stemmer med de første 5 cifre, men forklarer ikke finstrukturen.

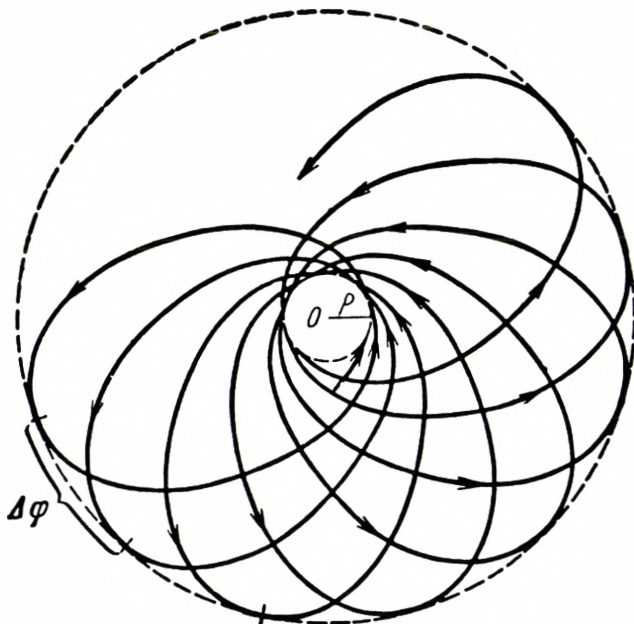
Sommerfeld søgte årsagen til dette naturfænomen i Einsteins relativitetsteori fra 1905. Det væsentlige her er, at ifølge relativitetsteorien bevæger elektronen sig, som om dens masse vokser, når hastigheden vokser. Bevægelsen bliver nu betydelig mere kompliceret end i Bohrs teori, hvor relativistiske effekter ikke var medtaget.

Ifølge mekanikkens love skal to betingelser være opfyldt, for at elektronbanen bliver en ellipse, der ligger fast i rummet, og med atomkernen i det ene brændpunkt. Kraften skal være omvendt proportional med afstandens kvadrat, og Newtons anden lov skal gælde på den helt elementære form, at kraften er lig med hvilemassen, altså en konstant masse, gange accelerationen. Er disse betingelser kun med tilnærmelse opfyldt, ændres bevægelsen i to henseender.

Keplerellipsen modificeres til en bane, der ligner en ellipse meget, men ikke exakt er en ellipse. Det væsentlige er imidlertid, at den næsten ellipseformede bane ikke ligger fast i baneplanen, men drejer sig som helhed i denne, en lille vinkel for hvert omløb. Resultatet bliver en såkaldt rosettebevægelse, som illustreret på figur 1.

I en sådan bevægelse er der åbenbart to omløbstider. Tiden for et

Figur 1. Sommerfelds illustration af elektronens rosettebevægelse i brintatomet. Ifølge Einsteins relativitetsteori drejes ellipsebanen som helhed en vinkel $\Delta\varphi$ for hvert omløb. For tydeligheds skyld er denne vinkel vist større, end den er i virkeligheden.



omløb i baneellipsen, som jeg for kortheds skyld fortsat kalder den modificerede ellipse, og for eksempel den tid, det tager for den rette linie fra protonen til elektronen at dreje 360° . Man kalder en sådan bevægelse dobbeltperiodisk.

Det er derfor klart, at Bohrs kvantebetingelse fra 1913, der forudsætter, at der kun er én omløbstid, ikke direkte kan anvendes. Sommerfeld erstattede derfor Bohrs kvantebetingelse med to kvantebetingelser, der begge var naturlige generalisationer af Bohrs kvantebetingelse, og supplerede derved Bohrs hovedkvantetal n med et nyt kvantetal, Sommerfelds bikvantetal k , der ligesom n kan have værdierne 1, 2, 3, ... Ifølge denne teori spalter hvert enkelt af Bohrs energiniveauer op i et antal tætliggende energier, og svarende hertil hver enkelt spektrallinie op i et antal finstrukturkomponenter. Årsagen er, at de stationære tilstandes energier nu ikke blot afhænger af n , men også, omend kun svagt, af k .

Foranlediget af Sommerfelds teori tog spektroskopikeren Paschen brintliniernes finstruktur op til fornyet eksperimentel undersøgelse, og i en række beundringsværdige eksperimenter kortlagde han finstrukturen af den smukt røde brintlinie og af en tilsvarende spektrallinie fra heliumionen med hidtil ukendt nøjagtighed, godt syv cifre.

Sommerfelds formel for finstrukturen stemte fuldstændigt med Paschens målinger. Her mødtes teori og eksperiment i fuld harmoni med

en nøjagtighed, der i 1916 vel var uden fortilfælde i fysikkens historie. Specielt måtte Sommerfelds bikvantetal være en realitet.

På basis af Sommerfelds generalisation af Bohrs teori kunne Epstein og Schwarzschild samme år forklare brintliniernes Starkeffekt: deres opspaltning, når atomet påvirkes af et ydre elektrisk felt i laboratoriet, og Sommerfeld og Debye den såkaldte normale Zeeman-effekt: visse spektralliniers opspaltning i tre linier på grund af et ydre magnetfelt.

Bohrs og Sommerfelds kvanteteori blev derefter et hovedemne for ledende teoretiske fysikere. Før 1916 havde Bohr været næsten alene om arbejdet.

Bikvantetallets fysiske betydning er, at det måler værdien af elektronens såkaldte baneimpulsmoment, idet denne værdi er bikvantetallet divideret med 2π og multipliceret med Plancks konstant. Jeg vil imidlertid her i stedet lægge vægt på, at dette kvantetal desuden har en anskuelig betydning.

I 1913 havde Bohr beregnet elektronbanens største diameter, dens storakse. I grundtilstanden er denne en hundredemilliontedel af en cm. For den første eksiterede tilstand er den fire gange så stor, og generelt vokser storaksen som kvadratet på hovedkvantetallet.

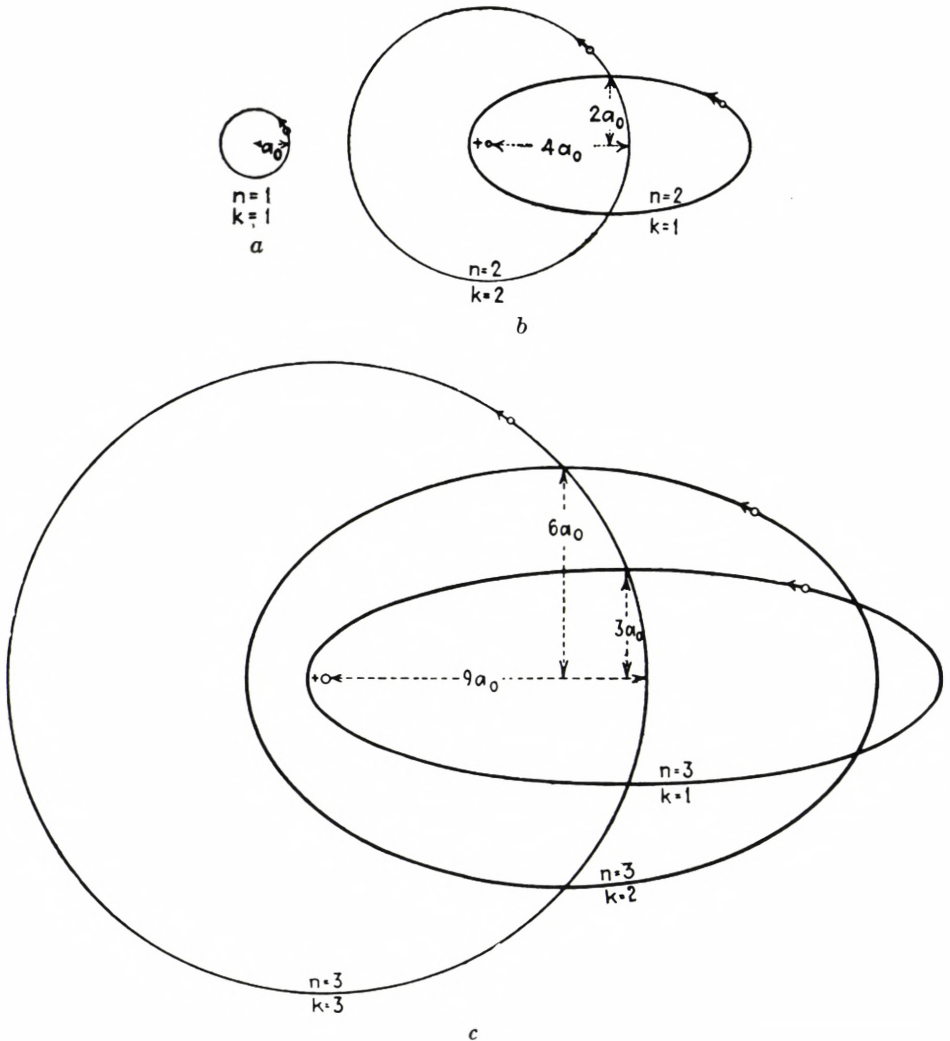
Nu viste Sommerfeld, at baneellipsens mindste diameter, dens lilleakse, er lig med storaksen multipliceret med brøken k/n . Da lilleaksen højst kan være lig med storaksen, kan værdien af k højst være lig med værdien af n , og er k og n lige store, gælder det samme de to akser, og banen bliver specielt en cirkelbane.

Figur 2 viser banerne, uden hensyntagen til rosettebevægelsen, for $n=1, 2$ og 3 . I grundtilstanden er $n=1$ og derfor også $k=1$. Banen bliver en cirkel. I den første eksiterede tilstand er $n=2$, og k kan være 1 eller 2, svarende til en ellipse og en cirkel. For $n=3$ er der tre muligheder for k , værdierne 1, 2 og 3, som vist på figuren.

Elektronbanernes form var hermed fastlagt.

I løbet af få år blev Bohrs og Sommerfelds kvanteteori, eller, som den ofte også kaldes, den gamle kvantemekanik, nu fuldt udviklet til en generel teori, der i princippet kunne anvendes for ethvert atomart system. Stor betydning fik Niels Bohrs afhandlinger fra 1918 med fællestitlen *On the Quantum Theory of Line Spectra*, samt Sommerfelds monografi *Atombau und Spektrallinien*, der udkom året efter. I mange år fremover blev disse grundlæggende værker udgangspunktet for studiet af atomfysikken.

Teorien for de stationære tilstande, og dermed for deres energier, blev udviklet i overensstemmelse med det ovenfor omtalte program, klassisk



Figur 2. Bohr-Sommerfeld teoriens elektronbaner i brintatomet uden hensyntagen til rosettebevægelsen.

mekanik suppleret med postulerede kvantebetingelser. Ud fra Bohrs frekvensbetingelse kan man dernæst beregne spektralliniernes frekvenser. Derimod har man ingen mulighed for at beregne liniernes intensitet på denne basis. For så vidt var teorien altså endnu ufuldstændig.

I Bohrs afhandlinger fra disse år blev korrespondensprincippet fuldt udviklet, og hensigten var først og fremmest at skabe en teori for ato-

mets vekselvirkning med lyset, således at man for eksempel kan beregne spektralliniernes intensitet.

Før 1913 havde Planck, Einstein og især H. A. Lorentz fremhævet, at når lysets frekvens er tilstrækkelig lille, giver den klassiske fysiks teori for udsendelse og absorption af lys det korrekte resultat. I denne grænse skal kvanteteorien således give det samme resultat som den klassiske fysiks teori. Specielt gælder dette lysets frekvens, der i kvanteteorien bestemmes af Bohrs frekvensbetingelse.

Ved at gå ud herfra havde Bohr, som omtalt i første kapitel, udledt formlen for brintatomets energier.

Men nu kunne Bohr vise, at netop kvantebetingelser af hans egen og Sommerfelds type har den egenskab, at de automatisk sikrer, at der er en sådan overensstemmelse, en sådan korrespondens, mellem kvantefysik og klassisk fysik, og at der i det væsentlige ikke er andre muligheder for formulering af kvantebetingelser, når denne form for korrespondens skal være til stede. Det bør her nævnes, at i argumentet for dette betydningsfulde resultat udnyttedes også betragtninger, der skyldes P. Ehrenfest.

Men Bohr gik langt videre og extrapolerede korrespondens med den klassiske fysik ned til de typiske kvantefænomener, kvantespring mellem tilstande, hvor kvantetallene har små værdier, og hvor frekvenserne ikke kan regnes for små. Her giver den klassiske fysiks teori og kvanteteorien forskellige resultater for lysets frekvens.

Jeg vil her lade Niels Bohr selv fortælle om denne anden side af korrespondensprincippet, og det er den væsentligste, ved at citere fra et foredrag holdt i Fysisk Forening i oktober 1921: »En nærmere Undersøgelse af Kvanteteorien formelle Grundlag viser nu, at det er muligt at føre Spørgsmaalet om Fremkomsten af de Straalingsprocesser, der ledsager de forskellige Overgange mellem et Atoms stationære Tilstande, tilbage til en Undersøgelse af de forskellige harmoniske Svingninger, der optræder i Atomets Bevægelse, saaledes at Muligheden for, at en bestemt Overgang skal kunne finde Sted, kan anses for at være betinget af Op-træden i Bevægelsen af en bestemt angivelig 'korresponderende' Svingningskomponent.«

Den korresponderende svingningskomponent refererer her dels til en korresponderende frekvens, der er en frekvens, lyset kan have ifølge den klassiske teori, og dels til den amplitude, hvormed denne frekvens optræder ifølge den klassiske mekanik.

Den korresponderende frekvens var givet ved en eksplicit formel ud fra de kvantetal, der hører til det betragtede kvantesprings to stationære tilstande, og var ikke lig med den kvanteteoretiske frekvens bestemt ved

Bohrs frekvensbetingelse. Men i den grænse, hvor lysets frekvens er lille, stemte de to nævnte frekvenser overens, og det var naturligvis et af argumenterne for formlen.

Ifølge den klassiske fysik er intensiteten af lys med den korresponderende frekvens bestemt af kvadratet på den tilhørende amplitude. Det var derfor en nærliggende tanke, at dette amplitudekvadrat også fortæller om den pågældende spektrallinies intensitet.

Her meldte sig imidlertid den vanskelighed, at det ikke kunne afgøres, hvorvidt den korresponderende frekvens skulle knyttes til begyndelsestilstanden før kvantespringet eller til sluttilstanden efter kvantespringet, eller for den sags skyld til en – ifølge kvanteteorien hypotetisk – bevægelse med mellemliggende energi. I den gamle kvanteteori lykkedes det ikke at overvinde denne vanskelighed, og korrespondensprincippet fik derfor aldrig karakter af en exakt formuleret naturlov. Dette vanskeliggjorde princippet anvendelse. Ved konkrete beregninger lod man sig derfor vejlede ved at benytte forskellige typer af middelværdidannelser.

I et senere tilbageblik på denne periode beskrev Bohrs nære medarbejder H. A. Kramers for spøg situationen på denne måde: »I Begyndelsen forekom Korrespondensprincippet Fysikerverdenen som en noget mystisk Tryllestav, der ikke virkede udenfor København. Men efterhaanden blev det dog Fælleseje for alle Teoretikere, der beskæftigede sig med Atomfysikken.«

Som eksempel på brug af korrespondensprincippet kan nævnes, at Kramers beregnede de relative intensiteter af komponenterne af de Stark opspaltede brintlinier og fandt god overensstemmelse med målingerne.

En tilsvarende undersøgelse af finkonstruktor-komponenterne på basis af Sommerfelds relativistiske teori førte derimod til et afgjort ugunstigt resultat. Trods store anstrengelser lykkedes det ikke for Kramers at finde en forklaring herpå.

I specielle tilfælde kunne korrespondensprincippet give eksakte resultater. Hvis den amplitude, med hvilken den korresponderende frekvens optræder, er exakt lig med nul, så er lysets intensitet nul, og det pågældende kvantespring kan i virkeligheden ikke finde sted. Ved at bruge princippet på denne måde viste Bohr blandt andet, at ved et kvantespring bliver værdien af biquantetallet k altid ændret, således at værdien af k bliver enten 1 større eller 1 mindre. Samme resultat nåede Rubinowicz, en af Sommerfelds elever, frem til ad anden vej.

Regler af denne type blev kaldt udvalgsregler.

At ikke alle energidifferenser observeres som tilsvarende spektralli-

nier, var velkendt fra eksperimenterne og fandt på denne måde sin forklaring.

For forholdsvis simpelt opbyggede spektre kan man ved at analysere det eksperimentelle materiale på basis af udvalgsreglen fastlægge værdien af bikvantetallet k for hver enkelt kvantetilstand.

Bohr tog herefter den opgave op, der må anses for atomteoriens hovedopgave, at forstå atomets opbygning for hvert enkelt af det periodiske systems 92 grundstoffer.

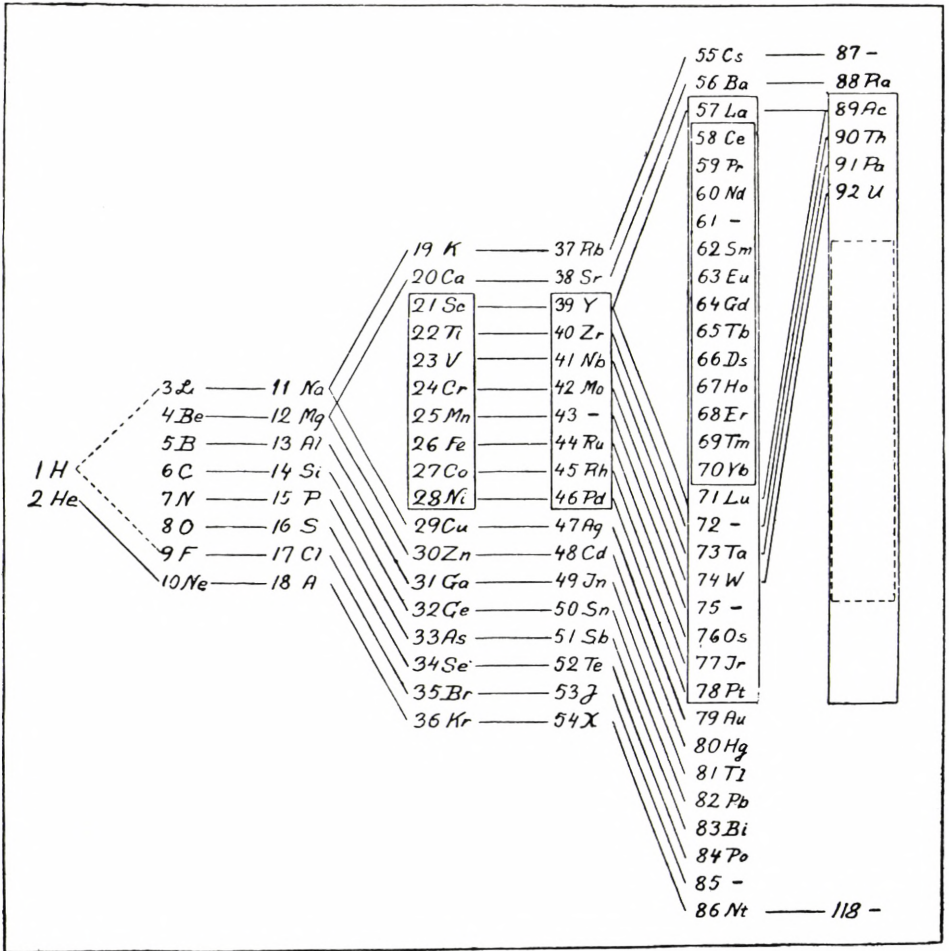
Det periodiske system går som bekendt tilbage til Mendelejev (1869) og kan illustreres på flere måder. Fig. 3 viser Bohrs opstilling fra begyndelsen af tyverne. Grundstoffernes betegnelse er her ikke ganske den samme som i dag. For eksempel hed grundstof 86 Nt Niton, medens det nu kaldes Rn radon. Desuden ser man, at grundstofferne med atomnumre 61, 72, 75 og 85 endnu ikke var fundet og derfor endnu ikke havde fået navne.

I et atom med mange elektroner er elektronsystemets bevægelse uhyre kompliceret. Den enkelte elektron bevæger sig i et kraftfelt, der dels skyldes tiltrækningen til den positivt ladede atomkerne og dels frastødningen fra alle de andre elektroner, der jo hver for sig bevæger sig på kompliceret måde. Uden forenkling af dette bevægelsesproblem kommer man ingen vegne. Bohr brugte her, hvad der siden blev kaldt enkeltpartikkelmodellen eller, som man også siger, orbitalmodellen, der også i vore dage er udgangspunkt for teorien for atomernes opbygning. I middel vil den enkelte elektron blot opfatte de andre elektroner som en statisk sky af negativ elektrisk ladning omkring atomkernen og derfor bevæge sig i et tidsuafhængigt kraftfelt. I en første tilnærmelse kan man således anvende kvanteteorien for énelektronsystemer for hver enkelt elektron for sig, og først og fremmest hører der bestemte værdier af kvantetallene n og k til hver enkelt elektrons kvantetilstand, for eksempel til hver enkelt af de 88 elektroner i radiumatomet. En videregående begrundelse for enkeltpartikkelmodellen falder uden for rammerne for et foredrag som dette.

Hovedopgaven er nu at angive værdierne af n og k for hver enkelt elektron for hvert eneste af de 92 grundstoffer.

Denne særdeles omfattende opgave blev løst i årene 1920-23, samtidig med at Bohr forestod opbygningen og indretningen af Universitetets Institut for Teoretisk Fysik, nu kaldt Niels Bohr Institutet, som blev stillet til hans rådighed i året 1921.

Ved analysen af de eksperimentelle resultater blev alt, hvad man den-



Figur 3. Det periodiske system.

gang vidste om det enkelte atom, udnyttet. Først og fremmest hvad man vidste fra spektrene, herunder røntgenspektrene, men desuden kemikerens viden om atomerne.

Et hovedresultat af Bohrs analyse var forståelsen af atomernes skalstruktur. Elektroner, der bevæger sig i kvantebaner med samme værdi af hovedkvantetallet n , tilhører den til værdien af n svarende skal. Analysen viste, at der højst kan være to elektroner i den inderste skal, hvor $n=1$, højst 8 i den næste skal, hvor $n=2$ og banernes største diameter derfor betydelig større end i den inderste skal, og generelt højst $2n^2$ elektroner i den n 'te skal.

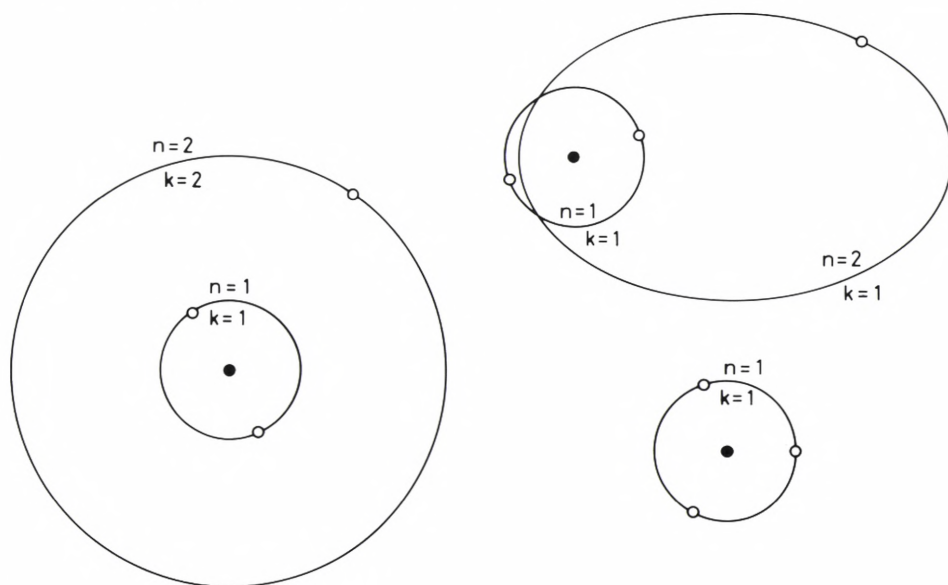
Fænomenet møder man første gang for det tredje atom i det periodiske system, alkalimetallet lithium, hvor antallet af elektroner i det neutrale atom er 3. I den tilsvarende ion, lithiumionen, er antallet af elektroner 2. Denne må derfor være opbygget ligesom det foregående to-elektron-grundstof, den ædle luftart helium, hvor begge elektronerne bevæger sig i den indre cirkelbane med $n=1$ og $k=1$.

Lithiumatomet tænkes nu dannet derved, at lithiumionen indfanger den manglende tredje elektron. Denne vil ved kvantespring kaskade ned igennem sine stationære tilstande, til den til slut standser op i den kvantebane, der svarer til det neutrale lithiumatoms grundtilstand.

Fordelen ved denne betragtningmåde, der afspejler et princip, opbygningsprincippet, som blev brugt systematisk, er, at lithiumppekrets spektrallinier netop stammer fra de enkelte kvantespring, der tilsammen udgør indfangningsprocessen. Det bliver derved muligt dels at udnytte spektroskopisens resultater, men dels også den allerede udviklede kvanteteori for spektre, der stammer fra en enkelt elektron. Nu er lithiumppektret et af de simplest opbyggede atomspektre; det ligner i virkeligheden brintspektret meget, og ud fra udvalgsreglen for bikvantetallet viste eksperimenterne, at i grundtilstanden er $k=1$ også for den tredje elektron.

Den mest nærliggende mulighed, at også den tredje elektron til slut havner i den inderste cirkelbane, den inderste skal, med $n=1$, afviser

Figur 4. Tre forslag til lithiums grundtilstand. Skematisk figur.



eksperimenterne. En endog helt elementær overslagsberegning viser, at i så tilfælde ville det arbejde, man skal udføre for at løsrive en elektron og dermed ionisere atomet, blive ca. seks gange så stort som den eksperimentelt målte værdi. I grundtilstanden må den tredje elektrons hovedkvantetal være mindst 2, og en tilsvarende overslagsberegning viser, at det netop er 2.

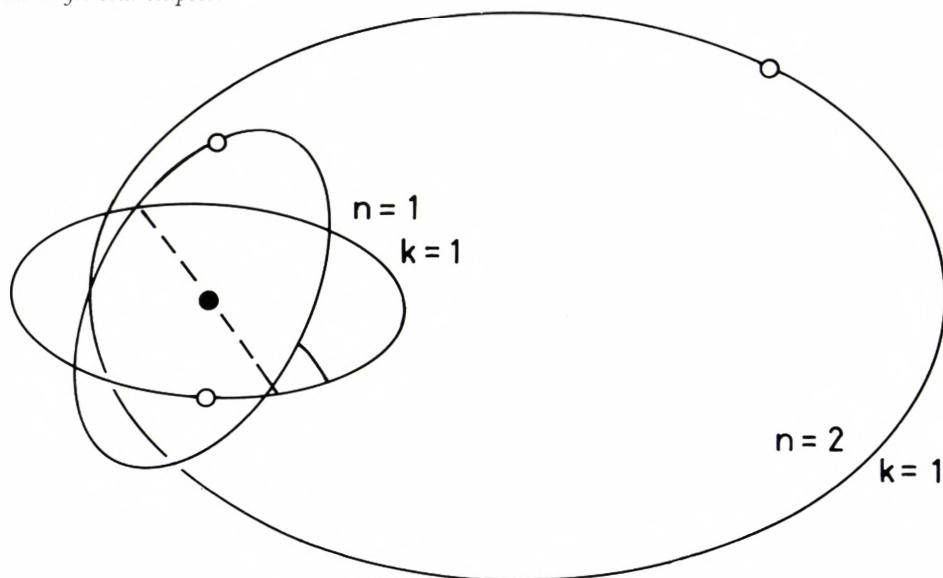
Åbenbart kan der højst være 2 elektroner i den indre skal, cirkelbanen med $n = k = 1$.

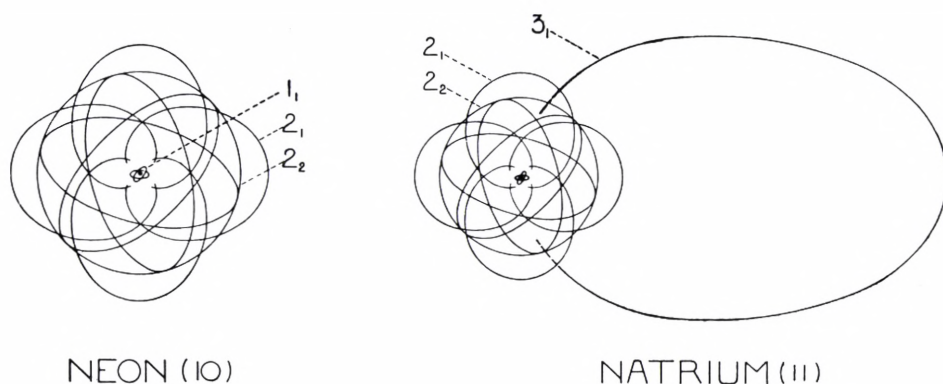
Dette bemærkelsesværdige naturfænomen, som vi om et øjeblik på ny møder ved natriumatomet, forklares hverken af de to postulater eller af kvantebetingelserne; de sidste tillader jo netop kvantetilstanden med $n = 1$ og $k = 1$ for hver enkelt elektron.

Tilbage stod på daværende tidspunkt kun én mulighed, korrespondensprincippet, og en overgang så det virkelig lovende ud at finde forklaringen ad denne vej.

Det blev imidlertid W. Pauli, der i 1925 som den første indså, at skalstrukturen skyldes en selvstændig naturlov, der ikke kan udledes ud fra kvanteteorien øvrige principper, og formulerede denne lov som det berømte Pauli-princip, også kaldet Paulis udelukkelsesprincip, der blandt andet fastlægger, hvor mange elektroner der højst kan være med givne værdier af n og k . Kvantetilstande med samme værdi af n og af k

Figur 5. Lithiums grundtilstand. De to cirkelbaner i den indre skal er vist i perspektiv og fremtræder derfor som ellipser.





Figur 6. Neon og natrium i begyndelsen af tyverne. På figuren betyder for eksempel 2_1 , at $n=2$ og $k=1$.

kaldes en underskal, og ifølge Pauli-princippet kan der højst være $2(2k-1)$ elektroner i n,k -underskallen. Da de mulige værdier af k er $1, 2, \dots, n$, er det nu let at vise, at der netop kan være $2n^2$ elektroner i det n 'te skal. Først efter den i dette kapitel skildrede mellempæriode i atomteoriens historie blev det muligt at indbygge naturlove af denne type i kvanteteoriens grundlag på rationel måde.

På den skematiske figur 4, der viser tre forslag til grundtilstanden i lithium, er alle elektronbaner tegnet i samme plan. Der var imidlertid gode grunde til at mene, at de to indre cirkelbaners baneplaner dannede en vinkel på ca. 60° med hinanden. Dette illustreres af den næste figur, figur 5, hvor disse to indre baner er tegnet i perspektiv og derfor fremtræder som ellipser på tegningen.

Figur 6 viser det 10. atom, den ædle luftart neon, og det 11. atom, alkalimetallet natrium.

I neon er der fortsat 2 elektroner i den indre skal, $n=k=1$ -cirkelbanen, og disse er også her vist i perspektiv. Da denne skal ikke kan rumme mere end 2 elektroner, tvinges de resterende 8 op i den næste skal, hvor $n=2$, og hvor der derfor er to muligheder for k , svarende til ellipsebener med $k=1$ og cirkelbaner med $k=2$. Også nogle af disse cirkelbaner er vist i perspektiv. Endnu i 1922 kunne eksperimenterne ikke afgøre bi-kvantetallets værdi for disse 8 ydre elektroner. Blandt andet vejledt af supplerende symmetribetragtninger foreslog Bohr på dette tidspunkt, at antallet af elektroner var ligeligt fordelt med 4 på hver af de to k -muligheder, og det er dette forslag, figuren illustrerer. Det viste sig siden, at det korrekte ville have været 2 elektroner med $k=1$ -ellipsebener og 6

elektroner med $k=2$ cirkelbaner i den ydre skal, hvilket jo stemmer med den ovenfor omtalte formel $2(2k-1)$ for antallet af elektroner i en under-skal.

I natrium, hvor antallet af elektroner er 1 større, er ionen opbygget ligesom neon-atomet, 2 elektroner i skallen med $n=1$ og 8 elektroner i den næste skal med $n=2$. Når den manglende 11. elektron indfanges, ser man på tilsvarende måde som for lithium, at den sidste elektron standser op i den viste kvantebane med $n=3$ og igen med $k=1$. Skallen med $n=2$ er lukket, når antallet af elektroner i denne skal er 8.

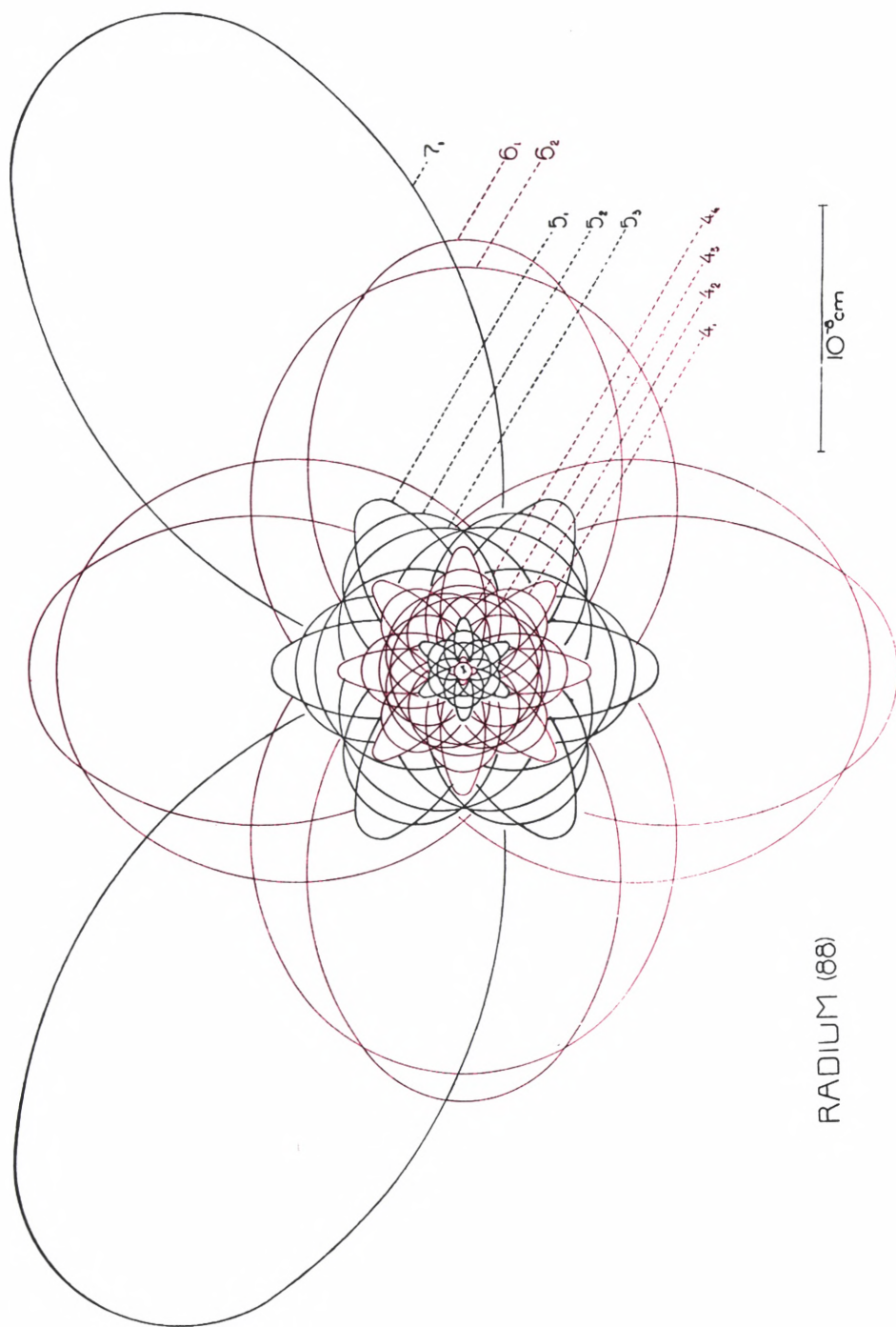
I natriums grundtilstand er således $n=3$ og $k=1$ for den sidst indfangede elektron, natriums valenselektron eller lyselektron.

Som nævnt kunne hovedkvantetallets værdi endnu ikke begrundes. Derimod fandt Erwin Schrödinger og Bohr omtrent samtidigt årsagen til, at værdien af bikvantetallet her er 1 og ikke for eksempel 3. Når $n=3$ og $k=3$, er banen en cirkelbane helt uden for den indre ion. Bevæger lyselektronen sig i en sådan bane, vil de frastødende kræfter fra de andre elektroner stort set have samme retning og derfor forstærke hinanden og i væsentlig grad ophæve tiltrækningen fra atomkernen. Elektronen er forholdsvis løst bundet til den øvrige del af atomet. Er derimod $k=1$, er banen ellipseagtig, og i en del af omløbet trænger elektronen dybt ind i atomet og kommer ganske nær ved kernen. Herinde vil de frastødende kræfter fra de øvrige elektroner have alle mulige retninger og i vid udstrækning ophæve hinanden. Elektronen vil derfor i denne del af omløbet stort set opleve den fulde tiltrækning fra kernen og bliver derfor betydeligt fastere bundet til atomet, end når banen er en cirkel. Det er derfor banen med $k=1$, der svarer til grundtilstanden, og de teoretiske beregninger af betydningen af bikvantetallets værdi for elektronens bindingsenergi gav resultater i god overensstemmelse med målingerne. Bannet, der trænger dybt ind i atomet, har ikke noget godt dansk navn; på engelsk kaldes de penetrating orbits.

I radiumatomet er antallet af elektroner 88. Den smukke tegning (efter Holst og Kramers: *Bohrs Atomteori*, 1922) er formodentlig udført i 1921 og stammer altså fra de her omtalte år. Elektronbaner med $n=1, 3, 5$ og 7 er vist med rød streg, medens baner med lige n -værdier, $2, 4$ og 6 , er tegnet sort. Hovedkvantetallets værdi, altså skallernes numre, vokser indefra og udefter.

I rummet fremtræder skalstrukturen altså ikke som et system af vel afgrænsede koncentriske kugleskaller, men viser sig alligevel tydeligt, omend de forskellige skaller i høj grad griber ind over hinanden.

Figuren indeholder en rigdom af oplysninger. Man kan aflæse værdien



ATOMBYGNINGEN HOS RADIUM

af hovedkvantetallet samt forholdet mellem lilleakse og storakse, og dermed bikvantetallets værdi, for hver enkelt af de 88 elektronbaner. Og så er billedet endda stærkt forenklet. Banerne var i virkeligheden fordelt i rummet i symmetriske mønstre, og desuden udfører den enkelte elektrons ellipsebane en rosettebevægelse af lignende type som den tidligere omtalte. Hovedårsagen er her, at den resulterende kraft jo ikke er omvendt proportional med kvadratet på afstanden fra atomets centrum, atomkernen.

Billedet illustrerer godt, hvor kompliceret den opgave, der blev løst, var, og man vil forstå, at det ville have krævet et specielt kapitel blot at gøre rede for hovedtrækkene i Bohrs teori for opbygningen af hvert enkelt af de 92 atomer i det periodiske system. Men en sådan mere detaljeret redegørelse er vel i vore dage ikke så påkrævet. Thi læser man i dag om det periodiske system, hvad enten det er i gymnasiets eller universitetets lærebøger eller i en videregående monografi, så er det i det væsentlige Bohrs tankegange og argumenter fra disse år, man møder. Det gælder for eksempel forståelsen af jerngruppen, de sjældne jordarter og de andre overgangsgrupper, de indrammede grupper i Bohrs opstilling af det periodiske system. Det bør dog her nævnes, hvorledes Bohrs teori umiddelbart kunne bekræftes.

I 1921 var grundstof nr. 72 endnu ikke påvist. Kemikerne havde ledt efter dette grundstof ud fra den antagelse, at det måtte være kemisk beslægtet med de sjældne jordarter.

Bohrs teori, og den derpå baserede analyse af nabogrundstofferne, viste imidlertid, at det ukendte grundstof måtte have helt andre kemiske egenskaber. Det måtte være beslægtet med grundstof nr. 40, zirkon.

Hevesy og Coster, der på dette tidspunkt arbejdede på Bohrs institut, kunne nu lede efter nr. 72, ikke i en prøve af sjældne jordarter, men i zirkonmalm. Og det lykkedes at isolere et grundstof, der kemisk set kun afveg lidt fra zirkon, og ved måling af atomvægten og ved røntgenspektroskopiske undersøgelser at vise, at atomnummeret var 72. Grundstoffet fik nu navnet Hafnium efter byen Københavns latinske navn.

I de sidste to år af den her omtalte mellempriode af atomteoriens historie blev en videreudvikling af kvanteteorien for vekselvirkning mellem lys og stof det teoretiske hovedemne. Der er her tale om korrespondensprincippet særlige anvendelsesområde, og teorien blev derfor udviklet af Kramers, Werner Heisenberg og andre, som en videreudvikling og generalisation af dette princip. Samtidigt trådte den klassiske mekanik mere og mere i baggrunden. Dette sidste havde flere årsager.

Eksperimentalfysikkens fremskridt havde vist, at atomspektrenes fi-

nerede detaljer ikke lod sig analysere uden brug af nye kvantetal, som til dels havde »mærkelige« værdier, for eksempel $1/2$, $3/2$, $5/2$, ..., og som ikke kunne indføres i kvanteteorien ved hjælp af supplerende kvantebetingelser. Den ramme, den klassiske mekanik tilbyder, var ikke rummelig nok.

Med stor skarpsindighed nåede A. Landé og Sommerfeld og andre frem til formler, der korrekt beskrev de eksperimentelle målinger; men hele denne rige udvikling, som Kramers senere, og naturligvis ligeledes for spøg, kaldte spektralzoologien, vil jeg her lade ligge. Dens største betydning blev måske, at den dannede baggrund for den næsten eksplorative udvikling af atomteorien, der fandt sted i 1925 til 1928, de første år af næste periode.

Jeg vil her kun nævne endnu et eksempel, som er af betydning for at forstå rækkevidden af den gamle kvantemekanik.

Allerede før 1921 havde Bohr og Kramers indledt en detaljeret beregning af heliumatomets stationære tilstande på basis af datidens kvanteteorien. For især brint, men også for andre énelektronsystemer, gav teorien ofte værdifulde resultater. Ville det samme være tilfældet, når man i detalje forfulgte teoriens konsekvenser for atomer med to eller flere elektroner? Heliumatomet med to elektroner måtte her være det næste problem.

Det komplicerede beregningsarbejde blev mesterligt gennemført af Kramers. Der er her tale om det fra astronomien berømte, ja for sin vanskelighed berygtede, trelegemeproblem. Helium består af tre partikler, atomkernen og de to elektroner.

I 1923 kunne Kramers publicere et pålideligt resultat. Teoriens værdi for heliums ioniseringsenergi var godt 15 % større end den eksperimentelt målte værdi. Kort efter meddelte Max Born og Heisenberg tilsvarende resultater for nogle af de eksiterede tilstande.

For toelektronsystemer, og derfor givetvis også for flerelektronsystemer, gav den gamle kvanteteorien resultater, der ikke stemte med eksperimenterne.

I 1925 tog Heisenberg det radikale skridt helt at give afkald på modelforestillinger, der knytter sig til den klassiske mekanik, idet han formulerede kvantemekanikkens love ved hjælp af matematiske størrelser, der udelukkende refererer til de atomare overgange, kvantespringene. Disse matematiske størrelser, der åbenbart må nummereres med to sæt kvantetal, begyndelsestilstandens og sluttetilstandens, kalder matematikerne matrixer. Heisenbergs nye kvantemekanik fik derfor det i grunden ejendommelige navn, matrix-mekanik.

Heisenberg nåede frem til matrix-meknikken i fortsættelse af de ovenfor nævnte undersøgelser vedrørende vekselvirkningen mellem lys og stof, der som nævnt havde korrespondensprincippet som udgangspunkt. Heisenbergs matrix-mekanik kan således betragtes som »en præcisering af korrespondensprincippet indhold«, som Bohr udtrykte det i et foredrag i 1925.

Det siger sig selv, at et af de første systemer, Heisenberg tog op, efter at den nye kvantemekanik var udviklet, var helium. Og her bestod den nye kvantemekanik sin prøve.

Tegningen af radiumatomet vil jeg her lade stå som symbol på den omtalte tolvårige, og i grunden kortvarige, mellempæriode i atomteoriens historie fra 1913 til 1925. Med den nye kvantemekanik måtte man nu opgive den klassiske mekaniks banebegreb og således give afkald på denne anskuelige og smukke atommodel.

Men inden jeg slutter kapitlet vil jeg vende tilbage til Sommerfelds teori for finstrukturen. Set på basis af den senere udvikling står Sommerfelds teori i et ejendommeligt lys. Ifølge Diracs relativistiske kvanteteori for elektronen (1928) er finstrukturformlen, som formel betragtet, korrekt. Men årsagen til finstrukturen er ikke blot elektronmassens hastighedsafhængighed, men i lige så høj grad, at elektronen foruden at være elektrisk ladet også er en lille magnet. Sommerfeld arbejdede altså med en ufuldkommen elektronmodel, hvad man ikke kunne vide i 1916. Elektronens magnetiske egenskaber blev først forstået i 1925. Men Sommerfeld arbejdede også med en ufuldkommen kvantemekanik, den gamle kvantemekanik.

Netop for det relativistiske Keplerproblem for en elektron, men ellers ikke, ophæver de to ufuldkommenheder på mirakuløs måde hinanden, så finstrukturformlen bliver korrekt og derfor kan stemme med Paschens målinger med den omtalte fantastiske nøjagtighed. Men det er forkert, at det er bikvantetallet k , der indgår i formlen. På den plads i formlen, hvor k stod, står der ifølge Diracs – og dermed nutidens – teori et andet kvantetal, der har de samme værdier som k , men en anden fysisk betydning, og for hvilket udvalgsreglerne ikke er de samme som for Sommerfelds bikvantetal.

I virkeligheden var det dette, Kramers' beregninger af finstrukturkomponenternes intensiteter i 1919 viste.

DAVID FAVRHOLDT

Niels Bohrs Filosofi

Når vi taler om »atomernes verden« i forhold til den makroskopiske virkelighed, som vi har med at gøre i dagliglivet, må vi gøre os klart, at vi i den atomare verden har med meget små størrelser at gøre. F.eks. er et brintatoms udstrækning i normaltstanden ca. en hundredmilliontedel af en centimeter. Kernen i brintatomet har en masse så lille, at der skal ca. en billion billioner (10^{24}) til, for at vi kan nå op på 1 gram, og en elektrons masse er under normale forhold næsten 2000 gange mindre. Det var ikke så mærkeligt, at mange fysikere i tiden omkring Niels Bohrs fødsel anså det for umuligt at udforske de atomare forhold. Men opdagelsen af radioaktiviteten og af at strømme af elektroner og andre atomdele kunne frembringes i lufttomme udladningsrør, gav nyt håb, og ved at bruge påvirkningsmidler af samme størrelsesorden som atomkernen selv, kunne Rutherford i 1911 vise nogenlunde, hvordan massefordelingen var i f.eks. guldatomer. Efter Bohrs første store indsats i 1913 stod det pludselig tillige klart, at de forskellige karakteristiske spektrallinier, som grundstofferne danner ved spektralanalyse, læst på den rigtige måde direkte »fortæller« om en række forhold i det ydre atom. Senere udvikledes tågekammeret og en række andre iagttagelsesmidler, som kom til at muliggøre hele det eksperimentelle fundament for kvantemekanikken!

Men – og det er den anden ting, som man må gøre sig klart – der er ikke tale om, at vi på en eller anden måde direkte kan se ind i den atomare verden. Det er ikke, som da man omkring 1680 opfandt mikroskopet. Da var der mange ting, amøber, blodlegemer, bakterier etc., som man nu pludselig kunne se, og som ingen tidligere havde set. Ved de atomare forsøg kommer vi ikke i denne forstand til at se noget nyt. De apparater, som man bruger i atomfysikken, er alle en slags forstærkeranlæg, hvor den effekt, man iagttager, ikke ligner det, der frembringer den eller sætter den i gang. Vi kommer aldrig til at se en elektron eller et atom. Men via forsøgsapparatet kan vi, som f.eks. ved spektralanalyse

af en glødende luftart, slutte os til en mængde forhold vedrørende atomernes struktur.

Dette hænger sammen med følgende forhold: Enhver fysisk iagttagelse kræver en energiudveksling over en vis tid. F.eks. må en iagttagelse af to kugler, der støder sammen, forudsætte, at de belyses eller på anden måde tilføres en energi udefra under sammenstødet, og at de afgiver noget af denne energi igen til de instrumenter, som man iagttager dem med. Og det samme gælder ved de atomare forhold, ved ethvert eksperiment og enhver måling.

Men som bekendt opdagede den tyske fysiker Max Planck allerede år 1900, at energi kun kan eksistere i bestemte kvanta, at energi i en vis forstand lige som stoffet er »atomiseret«. Energi kan ikke eksistere i vilkårligt små mængder. Enhver nok så lille mængde er altid et multipulum af den såkaldte Plancks konstant, h , og h har netop en sådan størrelse, at selv den ringeste energimængde, der må fordres, for at vi kan undersøge en række atomare forhold, altid er så stor, at den berøver os muligheden for nøjagtigt at bestemme energiudvekslingen mellem de atomare forhold, som vi undersøger, og de iagttagelsesinstrumenter, som vi undersøger dem med. Hvad det medførte af problemer, skal jeg om lidt vende tilbage til.

Forinden vil jeg kort skitsere den situation, atomfysikken befandt sig i ved årets begyndelse i 1927.

I tiden fra 1913, hvor Niels Bohr havde fremsat sin atomteori, og til 1927 havde der fundet en rivende udvikling sted i kvantefysikken. Man havde fået afklaret principperne for »opbygningen« af det ydre atom og kunne herudfra forklare alle de oprindelige ejendommeligheder i spektralanalysen, hele det periodiske system for grundstofferne samt en mængde andre fysiske og kemiske forhold. Men samtidig var mange spørgsmål ubesvarede. Man havde levet med en atommodel, som var noget af et paradoks: I et brintatom for eksempel kredser en elektron rundt om kernen med en meget stor hastighed, men uden at afgive energi, til trods for at den er elektrisk ladet. Elektronen kan kun befinde sig i ganske bestemte baner, men hvorfor? Elektronen har et spin, men at den faktisk spinder er en umulig antagelse. Ved hjælp af billeder lånt fra den klassiske mekanik var man nået så langt, samtidig med at mange af de principper, som man havde indført, var i modstrid med al klassisk fysik.

I 1925 lykkedes det Werner Heisenberg at udforme den såkaldte matrix-mekanik. Hans metode var positivistisk, idet han kun holdt sig til, hvad der kunne iagttages. Matrix-mekanikken indeholder derfor ikke

sådanne begreber som elektronens *bane* i en stationær tilstand eller elektronens omløbstid. Heisenberg tillader kun begreber som stationær tilstand, et atoms energiindhold, energikvanters svingningstal o.s.v. altså udelukkende de begreber, som vi finder i Bohrs postulater fra 1913. I Heisenbergs matrix-mekanik finder vi bl.a. alle de principper og regnearter, som vi har brug for ved redegørelsen for de atomare fænomener, der angår det ydre atom.

Men næsten samtidig med at Heisenberg udførte dette arbejde – sammen med Max Born og Pascual Jordan – udviklede Erwin Schrödinger sin såkaldte bølgemekanik. Den byggede på en hypotese, som den franske fysiker Louis de Broglie havde fremsat i 1924, og som gik ud på, at elektroner har bølgekarakter eller kan tilordnes en bølge, hvor bølgelængden er

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \left(= \frac{h}{m \cdot v} \right).$$

h er Plancks konstant, p er impulsen, som er lig med massen (m) gange hastigheden (v). Schrödinger udviklede denne hypotese til en konsistent bølgemekanik, der på alle punkter stod mål med Heisenbergs matrix-mekanik. Det viste sig ret hurtigt, at de to mekanikker var ækvivalente, og at de må betragtes som to udtryk for samme matematiske formalisme.

I 1927 blev det eksperimentelt påvist, at elektroner har bølgekarakter, d.v.s. bl.a. kan danne interferensfænomener, som vi kender dem fra bølger i vand eller fra lys. Fra tidligere forsøg var det imidlertid lige så klart, at elektroner opførte sig som partikler.

Den dualisme, som man her blev præsenteret for, var ikke ukendt. Fra et fuldstændig sikkert erfaringsgrundlag ved vi, at lys er bølger, der kan brydes, udslukkes, interferere o.s.v. Men så tidligt som i 1905 forklarede Einstein den såkaldte fotoelektriske effekt ved at antage, at lys er partikler, senere kaldt fotoner, og i 1923 viste eksperimenter, at fotoner ved elastiske sammenstød med elektroner opfører sig fuldstændig som partikler. Niels Bohr havde indtil da vægret sig ved at tro på lysets dobbelt-natur, som Einstein faktisk plæderede for. Men efter 1923 var Bohr ikke i tvivl, og efter bølgemekanikkens fremkomst fastholdt han, som vi skal se, bølge-partikel-dualismen, hvorimod Einstein pudsigt nok gik over i den anden lejr og mente, at den var umulig.

Situationen var paradoksal, og der opstod hurtigt stor uenighed om, hvordan kvantemekanikken skulle fortolkes. Ifølge vore almindelige begreber om partikler og bølger, som er blevet præciserede i den klassiske fysik, er en partikel en skarpt afgrænset enhed, og to partikler kan ikke

befinde sig på samme sted til samme tidspunkt. Bølger er ikke afgrænsede i samme forstand, og to eller flere bølger eller bølgetog kan udmærket være på samme sted samtidig, de kan overlejre, udslukke eller forstærke hinanden og fortsætte uforandrede efter et sådant sammentræf.

Et flertal af fysikerne fastholdt, at elektroner måtte være partikler. *De Broglie* mente en overgang, at en elektron var en partikel, der blev båret eller styret af en bølge. *Schrödinger* mente, at en elektron slet og ret var en »bølgepakke«, oven i købet en elektromagnetisk bølge. *Max Born* udformede den meget anvendelige fortolkning, at *Schrödingers* bølgeligninger ikke beskrev reelt eksisterende bølger, men blot angav sandsynligheden for, hvor man kunne finde elektronen i et givet eksperiment. Elektronen var altså en partikel, der hele tiden befandt sig inden for amplituden af en bølge, der blot var en tankestørrelse. *Heisenberg* forsøgte at fastholde, at den atomare verden var principielt uanskelig, men forfaldt ofte alligevel til at tale om elektronen som en partikel. *Niels Bohr* havde, som vi skal se, et helt femte synspunkt, netop den fortolkning af situationen, som skulle vise sig at have den største bærekraft.

Fra september 1926 og til midt i februar 1927 diskuterede Heisenberg og Bohr – i begyndelsen sammen med *Schrödinger* – intenst fortolkningsproblemet. Heisenberg var da lektor ved Københavns Universitet, og han og *Niels Bohr* boede begge på instituttet på Blegdamsvej. Det var opslidende, langvarige diskussioner, som først blev afbrudt, da Bohr i februar 1927 tog på en måneds skiferie i Norge. Her – alene i Gudbrandsdalen – stod løsningen pludselig klar for ham. Bagefter kunne man se, at løsningen indeholdt mange ideer, som han gennem årene havde fremsat og vendt og drejet – men under skiferien faldt det hele på plads.

Også for Heisenberg skete der et afgørende ryk i hans tænkning. Han vandrede Fælledparken tynd, og på en natlig spadseretur nåede han gennem en kæde af ræsonnementer pludselig frem til de berømte usikkerhedsrelationer eller ubestemthedsrelationer, der nu bærer hans navn.

For at forstå Bohrs løsning er det en hjælp at kende Heisenbergs ubestemthedsrelationer, så lad os se på dem først. En partikel er i den klassiske fysik karakteriseret ved tre ting: Til enhver tid er den et bestemt sted, den har en masse og den har en hastighed – eller er i hvile, hvilket jo er et relativt begreb. Det, Heisenbergs usikkerhedsrelationer udsiger, er, at hvis man for en elektron i bevægelse vælger at bestemme dens sted, så vil bestemmelsen af dens hastighed eller dens hastighed gange dens masse – også kaldet dens impuls – være behæftet med en ubestemthed. Og hvis man vælger at bestemme dens impuls, så vil dens stedbestemmelse

være behæftet med en ubestemthed. Man kan altså aldrig samtidig tillægge den både et bestemt sted og en bestemt impuls. Produktet af ubestemtheden i sted og ubestemtheden i impuls er altid af en størrelse, der svarer til Plancks konstant. Generelt kan vi altså skrive, at

$$\Delta p \cdot \Delta q \approx h;$$

eller, hvis vi taler om, at elektronen bevæger sig i et tre-dimensionalt rum:

$$\Delta p_x \cdot \Delta q_x \approx h.$$

$$\Delta p_y \cdot \Delta q_y \approx h.$$

$$\Delta p_z \cdot \Delta q_z \approx h.$$

Hertil kan føjes en fjerde ubestemthedsrelation:

$$\Delta t \cdot \Delta E \approx h$$

der altså udsiger, at der er et tilsvarende reciprokt forhold mellem ubestemtheden ved målingen af elektronens energi, E og tidspunktet for målingen, t .

Heisenberg illustrerede ubestemthedsrelationerne ved et tankeeksperiment: Hvis vi tænker os et mikroskop, der er så stærkt, at vi kan se en elektron ved hjælp af det, så skal vi for at se elektronen belyse den. Men lys er jo en energiform, og som sådan kan lys kun forekomme i ganske bestemte energikvanter, hvor lysets energi hele tiden er et produkt (multiplum) af lysets frekvens og Plancks konstant ($E = h \cdot \nu$). Hvis vi ved iagttagelsen af elektronen bruger lys med en meget lav frekvens, altså med meget ringe energi, så vil vi kunne måle elektronens impuls nogenlunde nøjagtigt, medens stedbestemmelsen vil blive meget unøjagtig. Hvis vi bruger højfrekvent lys, vil impulsbestemmelsen blive meget unøjagtig, fordi lyskvantets eller lyskvanternes impuls vil slå elektronen ud af dens bane; lyskvantets impuls vil påvirke elektronens impuls på en principielt uberegnelig måde.

Måske er dette lettere at forstå, hvis vi bruger et meget groft billede. Lad os antage, at en håndbold ruller hen over et gulv i en gymnastiksal, hvor der er absolut mørkt. Vi kan ikke se den, men heldigvis har vi en mængde selvlysende tennisbolde. Ved at kaste dem mod håndbolden og se, hvordan de bliver slået tilbage, kan vi – hvis vi nøje beregner indfalds- og udfaldsvinkel og kender tennisboldenes baner, altså deres sted og impuls under hele forløbet – få et kendskab til håndboldens bane, altså dens sted og impuls under dens bevægelse. Men for at få så god en

stedsbestemmelse som mulig må vi give tennisboldene en stor hastighed, og herved ændrer de på håndboldens impuls. Giver vi dem en lav hastighed, får vi en nøjagtigere bestemmelse af impulsen. Til gengæld bliver stedsbestemmelsen mere unøjagtig.

Både dette sidste eksempel og Heisenbergs mikroskop-eksempel er nok en måde, hvorpå man kan forklare ubestemthedsrelationerne, men samtidig er begge eksemplerne fysisk og filosofisk set absolut vildledende. Det, det drejer sig om, er nemlig for det første, at vi *principielt* ikke kan bestemme både en elektrons sted og dens impuls helt nøjagtigt til et bestemt tidspunkt, men for det andet tillige, at *det ikke har mening* at tillægge elektronen et bestemt sted og en bestemt impuls til et givet tidspunkt.

Hvorfor ikke? I eksemplet med håndbolden må vi jo antage, at bolden ruller i en bestemt bane hen over gulvet, hvad enten vi iagttager den eller ej. Kan vi ikke lige så vel sige, at elektronen i sig selv har både bestemte stedkoordinater og bestemte impulskoordinater, men at vi bare er i den uheldige situation, at vi ikke kan måle begge dele nøjagtigt til et givet tidspunkt?

Nej, det kan vi ikke sige. *For det første* ville det være mærkeligt, om elektronen i sig selv havde både sted og impuls med fuldt nøjagtige værdier til ethvert tidspunkt, thi i så fald ville elektronen jo slet og ret være en partikel, og det ville så være logisk umuligt at forklare, hvordan elektroner kan optræde som bølgefænomener. *For det andet* skal vi lægge mærke til, at det er vildledende at tale om, at en elektron *har* egenskaber som sted og impuls. Sådanne begreber er nogle, *vi* har indført for at kunne beskrive og forudsige fysiske begivenheder. De får deres mening ud fra de definitioner vi har indført, det målesystem vi benytter, og de iagttagelsessituationer, hvor vi kan anvende dem. Så det er rigtigere at sige, at vi *tillægger* en elektron sted og impuls, end at sige, at den i sig selv *har* egenskaberne sted og impuls. *For det tredje* kan det vises, at umuligheden af at tillægge elektronen nøjagtig sted og impuls til et givet tidspunkt ikke skyldes manglende teknisk kunnen, altså at vi ikke kan lave f.eks. mikroskoper, der er stærke nok. Umuligheden er af rent begrebsmæssig eller logisk art. Ved en nærmere analyse af Heisenbergs eksempel med mikroskopet kunne Bohr påvise, at det ligger i selve begrebet mikroskop, at elektronen må blive afbildet ved en bøjningsplet, og at f.eks. stedsbestemmelsens nøjagtighed er afhængig af såvel lysets bølgelængde som objektiv-linsens åbningsvinkel. Bohrs pointe var, at de begreber, som indgår ved definitionen af et mikroskop som det, Heisenberg forestiller sig, rent logisk medfører ubestemthedsrelationerne – og at dette i

øvrigt gælder for alle mulige andre iagttagelsesmidler, man kunne tænke sig udover mikroskoper. Mere generelt kan det siges, at ubestemthedsrelationerne rent matematisk – eller logisk – følger af den kvantemekaniske formalisme. Så hvis man påstår, at en elektron selvfølgelig i sig selv har sted og impuls og dermed en veldefineret bane, så påstår man dermed, at hele kvantemeknikken er en forkert begrebsbygning.

Det hævdes ofte, at Heisenbergs ubestemthedsrelationer var udgangspunktet for Bohrs fortolkning, men det er ikke rigtigt. Da Bohr vendte hjem fra Norge i marts 1927, havde han som sagt fået afklaret sit synspunkt. Han var naturligvis fyr og flamme over ubestemthedsrelationerne, men absolut ikke begejstret for den fremstilling, Heisenberg havde givet af dem. Ubestemthedsrelationerne var en konsekvens af bølgepartikel-dualismen og ikke et udgangspunkt.

I september 1927 forelagde Niels Bohr ved en fysik-kongres i Como i Italien for første gang offentligt sin fortolkning. I de følgende år blev den mere og mere et centralt diskussionsemne, og der udspandt sig især mellem Einstein og Bohr en dybtgående diskussion af forholdene. En opsummering af denne diskussion finder man i Bohrs artikel: Diskussion med Einstein om erkendelsesteoretiske Problemer i Atomfysikken, fra 1949. Der kan næppe være tvivl om, at denne artikel er en af de væsentligste, der er skrevet om erkendelsesteori i det 20. århundrede.

I artiklen diskuterer Niels Bohr et tankeeksperiment, to-spalte-eksperimentet, der illustrerer bølge-partikel-dualismen. Der er desværre ikke plads til her at gennemgå det i alle detaljer, men det væsentlige i sagen er følgende: Da elektroner i visse eksperimenter opfører sig som bølger, kan vi tænke os følgende eksperiment (se fig. 1):

En parallel strøm af elektroner eller fotoner kommer fra venstre, passerer gennem den første skærm og derefter gennem de to spalter i skærm II. III er en fotografisk plade, og på den vil der danne sig et såkaldt interferensmønster, hvis begge spalterne i skærm II er meget snævre og afstanden imellem dem er meget lille, d.v.s. af samme størrelsesorden som elektronernes bølgelængde. Mønsteret fremkommer ved, at de to bølgetog fra spalte A og spalte B blandes og derved skiftevis forstærker hinanden og udslukker hinanden.

Undersøger vi nøje den fotografiske plade, vil vi se, at sværtningen fremkommer ved, at den enkelte elektron aktiverer et enkelt sølvbro-midkorn på pladen. Elektronen opfanges altså på pladen *ikke* som en udtværet bølge, men som en nogenlunde afgrænset enhed. Dette forhold har fået mange til at hævde, at det hele må være et partikelfænomen. Elektronerne må løbe som partikler igennem A og B og interfererer så på

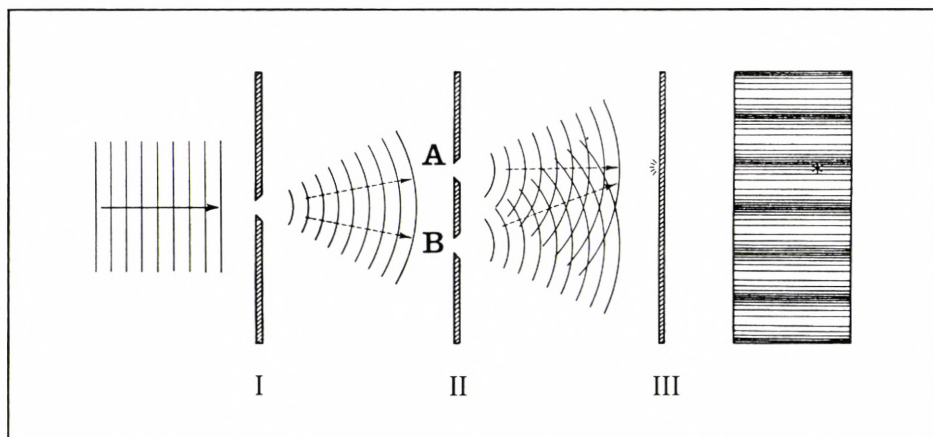


Fig. 1.

en eller anden mystisk vis med hverandre, så vi får bølgemønsteret på den fotografiske plade.

Denne opfattelse er imidlertid ikke holdbar. For det første har det i dette forsøg slet ingen mening at tale om, at en elektron bevæger sig gennem *enten* A eller B. Vi kan gøre elektronstrålen så svag, at kun en enkelt elektron ad gangen slipper igennem skærm I, f.eks. en elektron pr. minut. Interferensmønsteret vil da dannes langsomt, men mønsteret vil hele tiden blive det samme. Hvis man nu under hele forsøget betragter elektronen som en partikel med en bane, må den enkelte elektron bevæge sig igennem enten A eller B. En måde at afgøre dette på kunne være at lukke for A under første halvdel af forsøget og derefter åbne for A, men lukke for B under resten af forsøget. I så fald ville vi jo vide, at alle elektroner, der sværtede pladen i den første halvdel af forsøget gik igennem A, og at resten gik igennem B. Men hvis vi bærer os således ad, får vi slet ikke noget interferensmønster. Vi får i stedet to sværtningspletter.

Hele det oprindelige forsøg, der sætter os i stand til at måle elektronerne bølgelængde, er blevet erstattet med et forsøg, der fremdrager elektronerne partikelkarakter og tillader en stedsbestemmelse af partiklerne. For at sige det lidt paradoksalt: Hvis den ene af de to spalter er lukket, så vil elektronen opføre sig som en partikel. Hvis begge er åbne, vil den opføre sig som en bølge.

Går vi tilbage til det oprindelige forsøg, kan vi altså sige, at det ikke har mening at tale om, hvilken af spalterne den enkelte elektron går igennem. Det er ikke bare et spørgsmål om, at vi ikke kan afgøre det,

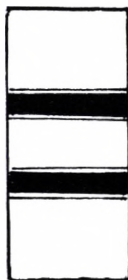


Fig. 2.

ikke måle det på nogen måde, men at elektronerne alligevel i det skjulte »i sig selv« går gennem enten A eller B. Thi gjorde de det, så ville vi ikke få noget interferensmønster, men i stedet den dobbeltsværtning, som vi ser på fig. 2.

I den nævnte artikel om Bohrs diskussioner med Einstein vil man kunne se, hvorledes alle muligheder for at underdele interferensforsøget gennemprøves. Resultatet er, som Bohr viser, at man hele tiden blot kommer til at skabe et andet forsøg end det oprindelige, eller at man f.eks. i overensstemmelse med ubestemthedsrelationerne opnår fuld information om elektronens sted, men mister al mulighed for at tale om dens impuls – læg mærke til, at jeg ikke siger, at man mister al *viden* om dens impuls, for det kunne hurtigt tolkes derhen, at elektronen i den givne situation havde en impuls, men at vi bare ikke kunne kende den. Men det er der ikke tale om. Den fulde viden om elektronens sted medfører, at vi ikke kan *tilskrive* elektronen en veldefineret impuls. Bohr brugte undertiden det udtryk, at impulsen var blevet *logisk begravet* i forsøgsopstillingen. Netop for at understrege, at det ikke på nogen måde var en blot teknisk begrænsning af vor viden eller i det hele taget noget, der på en eller anden måde fysisk skulle være skjult for os.

To-spalte-eksperimentet har været genstand for en omfattende diskussion igennem årene, og der er skrevet hundredevis af bøger og artikler om det. Hvad jeg her har sagt, er umådelig lidt, men forhåbentlig nok til, at man vil have de tilstrækkelige forudsætninger til at kunne forstå Niels Bohrs almene holdning i fortolkningen af kvantemekanikken.

Ifølge Bohr kan vi lave forsøg eller eksperimenter, hvor elektroners (eller fotoners) bølgekarakter viser sig, og vi kan også lave forsøg, der klart viser deres partikel-karakter. Men disse forsøg udelukker gensidigt hinanden; vi kan ikke til et givet tidspunkt foretage begge typer forsøg med samme elektron eller ensemble af elektroner. Imidlertid supplerer de to typer forsøg hinanden, de er begge nødvendige for etableringen af kvantemekanikken og kan derfor ikke forstås uafhængigt af hinanden.

Sådanne forsøg, der gensidigt udelukker hinanden, men som tillige supplerer hinanden og i videre forstand forudsætter hinanden, kalder Niels Bohr for komplementære i forhold til hinanden. Imellem dem råder et forhold, der kaldes *komplementaritet*.

I Bohrs skrifter finder man ikke nogen klar, eksplicit definition af komplementaritet. Skulle man give en med særligt henblik på bølgepartikel-dualismen, måtte den lyde omtrent således: En given teori giver plads for en komplementær fortolkning, hvis den tillader to *beskrivelser* af sit emneområde, som refererer til dette, som gensidigt udelukker hinanden, og som hver for sig ikke gør udtømmende rede for alle fænomener inden for området.

Alle »bølgebilleder« udelukker »partikelbilleder« inden for kvantemekanikken, ligesom det omvendte også gælder. Men også inden for partikelbilledet kan der være komplementære forhold, f.eks. mellem en rumtids-beskrivelse af en partikels bevægelse på den ene side og en årsagsbeskrivelse, hvor impuls og energi er i focus, på den anden side. Dette betyder, at den deterministiske beskrivelse, som vi kender fra klassisk fysik, er uigennemførlig i kvantemekanikken. Betingelsen for at lave en deterministisk beskrivelse af en partikels bevægelse er, at man samtidig kan kende både sted og impuls. I kvantemekanikken lader dette sig ikke gøre, men ud fra Schrödingers bølgeligninger kan man altid angive sandsynligheden for, hvor en elektron, f.eks. i et atom i en bestemt stationær tilstand, vil blive registreret ved en måling. Bølgepartikel-dualismen indebærer, at deterministiske beskrivelser må erstattes med sandsynlighedsudsagn.

Hvis vi atter vender tilbage til to-spalte-eksperimentet, kan det tjene som et eksempel-materiale for de fleste af Bohrs ideer vedrørende fortolkningen af kvantemekanikken. For det første kan eksperimentet ifølge Bohr, som jeg kort nævnte det, ikke underdeles. Sagt med andre ord betyder det, at vi ikke kan tale om, hvordan forløbet er undervejs – vi kan ikke fastlægge elektronernes baner og fastslå, om de går igennem A eller B. Men dette skyldes ikke, at noget er skjult for os, for vi ved, at *hvis* elektronerne havde bestemte baner og gik igennem enten A eller B (men ikke begge), så ville der slet ikke være noget interferens-fænomen. Forsøgets udfald er bestemt af forsøgsopstillingen (f.eks. er begge spalter åbne i skærm II og denne er fastgjort til underlaget) samt af den uanalyserbare energiudveksling mellem apparaturet og det atomare system – og denne er betinget af, at der findes noget, der kaldes Plancks konstant.

Forsøger man at underdele eksperimentet, får man blot et helt andet eksperiment. F.eks. foreslog Einstein, at man for at afgøre, hvilken spal-

te elektronen gik igennem, ophængte skærm II i en fjeder, så at man kunne aflæse af dens impuls, om en elektron var gået igennem A eller B. Men hermed behæftes skærm II selv med en ubestemthed i sted og impuls, fordi den løsnes fra det oprindelige forsøgsapparat og gøres til en del af det, der skal undersøges. Man flytter så at sige grænsen imellem subjekt og objekt, imellem det, der skal iagttages, og det, man iagttager med.

To-spalte-forsøget kan altså ikke underdeles. Det er, hvad Bohr fra 1939 og fremefter kaldte et kvantefænomen, som altså ikke er en sekvens af fysiske begivenheder, men et individuelt fænomen, en slags »begivenheds-atom«. For at gøre rede for dets udfald, må man gøre rede for hele den eksperimentelle opstilling. Dette kan man kun gøre rede for i det sprog, som vi bruger i den klassiske fysik, suppleret med vort almindelige dagligsprog, for hele den eksperimentelle opstilling er jo en makroskopisk foreteelse. Og når vi beskriver forsøgets udfald, er alle de begreber, vi bruger, brugt i nøjagtig den betydning, vi bruger dem i i klassisk fysik. Således mener vi med sted, impuls, bølgelængde og frekvens nøjagtig det samme som i klassisk fysik. Vi har imidlertid opdaget, at der er begrænsninger på disse begrebers anvendelse. Vi er i den situation, som Bohr siger det, at enhver given anvendelse af klassiske begreber udelukker den samtidige anvendelse af andre klassiske begreber, som i en anden sammenhæng er lige så nødvendige for forklaringen af fænomenerne.

I sine første foredrag fra 1927 og 1929 brugte Bohr udtrykkene subjekt og objekt og fremhævede, at objekter i kvantefysikken blev påvirket af det subjekt, der undersøgte dem. Det blev desværre i vide kredse misforstået. Man anså Bohr for at være filosofisk subjektivist eller idealist, en af dem der mener, at der ikke findes fysisk stof, men kun sansninger eller oplevelser – eller i bedste fald at der findes en omverden, men at vi altid kun kan have en subjektiv, personlig beskrivelse af den. Bohrs synspunkt er et ganske andet, og jeg skal nu søge kort at skitsere det.

I klassisk fysik er vi i den situation, at vi ikke behøver at tage hensyn til Plancks konstant, altså til at energi altid må forekomme i bestemte mindstemængder. Når vi iagttager en kugle, der ruller ned ad et skråplan, skal vi f.eks. belyse den for at kunne lave en filmoptagelse af den; men lyskvanterne er her så forsvindende små i forhold til kuglens størrelse, at vi ikke kan registrere nogensomhelst vekselvirkning mellem kuglen og det, vi iagttager den ved hjælp af. Vi er i stand til at give en objektiv beskrivelse af forløbet, og hermed menes, som ofte fremhævet af Bohr, at vi kan give en entydig eller u-tvetydig beskrivelse af hændelsesforløbet. Dette betyder igen, at vi kan fortælle andre, hvad der sker,

uden at henvise til, hvem, der har gjort iagttagelsen, eller med hvilke måleinstrumenter, den er registreret. Der er altså dels et skarpt snit imellem hændelsesforløbet og iagttagelsesinstrumenterne, dels et skarpt snit imellem iagttagelsesinstrumenterne og den eller de personer, der aflæser dem.

Men går vi nu til kvantefysikken, hvor det drejer sig om uendelig små værdier af masse, ladning og impuls etc., er situationen en anden. Her er vi stadig henvist til at bruge makroskopiske iagttagelsesinstrumenter og apparatur, som vi følgelig må beskrive i klassisk fysisk sprog, suppleret med, som Bohr fremhævede, vort almindelige dagligsprog. Her må vi, som jeg sagde til indledning, bruge spektroskopier, udladningsrør, elektronmikroskopier, tågekamre og fotografiske plader eller film og aflæse ved hjælp af målestokke, visserudslag o.s.v. Her er stadig et absolut, skarpt snit imellem iagttagelsesinstrumenterne og den eller de personer, som bruger dem og aflæser dem. Men mellem selve de undersøgte atomare systemer og iagttagelsesinstrumenterne er der nu en energiudveksling, som på grund af Plancks konstant er væsentlig. Den medfører, at man ikke kan anvende de klassisk-fysiske begreber på samme måde som i den klassiske fysik. Man er bestandig i iagttagessituationer, hvor man kan anvende nogle, hvis man samtidig giver afkald på anvendelsen af andre. Det er dette komplementaritetsforhold, vi er ude for, hvis vi f.eks. vil måle elektroners bølgelængde og følgelig må give afkald på at tale om dem som partikler, der bevæger sig ad bestemte, veldefinerede baner. Eller hvis vi vil give en rum-tids-beskrivelse af en elektrons bevægelse og da må give afkald på at tillægge den en bestemt impuls. Alt efter hvordan vi arrangerer forsøgsapparatet, der kan beskrives ud-tømmende klassisk-fysisk, kan vi flytte på snittet eller skillelinjen mellem det, vi iagttager, og det, vi iagttager ved hjælp af. Derfor er vi også nødt til ved enhver redegørelse for resultaterne for målinger af den nævnte art at gøre rede for hele forsøgsopstillingen og det apparatur, vi har anvendt. I konsekvens heraf fremhævede Bohr, at vi ved »fænomen« i kvantemekanikken må forstå iagttagelser, der er opnåede under angivne omstændigheder, der omfatter en redegørelse for hele forsøgsanordningen.

Det er klart, at Bohr var filosofisk realist i den forstand, at han mente, at der findes en omverden, også en atomar verden, der eksisterer uafhængigt af, om vi mennesker eller andre levende væsener erkender den eller ej. Men samtidig betonede han, at hvad vi kan sige om den fysiske omverden, er det, vi når frem til gennem den objektive eller éntydige fysiske beskrivelse. At tale om hvordan virkeligheden er i sig selv, hvil-

ket mange filosoffer har for vane at gøre, bagom den modsigelsesfrie beskrivelse, som fysikken giver os, var for ham at tale sort. Når nogen hævdede, at elektroner selvfølgelig altid »i sig selv« måtte have en veldefineret impuls og et veldefineret sted, var hans svar, at hvis de med sted og impuls mente det samme, som vi gør i klassisk fysik, som igen er en forfinelse af en række begreber i vort daglige sprog, så var det en falsk påstand, og hvis de mente noget andet med begreberne, så brugte de dem på en uforståelig eller tvetydig måde.

Af denne grund var han også betænkelig ved et udtryk som »verdensbillede« eller »det moderne fysiske verdensbillede«. Sådanne udtryk antyder jo, at man på en eller anden måde har et eller andet engleagtigt ståsted, hvorfra man dels kan se hele virkeligheden og dels hele beskrivelsen af virkeligheden og dernæst fastslå, at de stemmer overens – altså i en eller anden forstand, der skulle være analog til, at man kan stå halvtreds meter fra det skæve tårn i Pisa med et fotografi af det skæve tårn i hånden og fastslå, at billedet passer med virkeligheden. Når det drejer sig om vor erkendelse, som den foreligger såvel i dagliglivet som i videnskaben, har vi ikke et sådant ståsted. Vi *er* i virkeligheden og er, som han ofte sagde med en henvisning til kinesisk filosofi – selv om han nu egentlig nok havde det fra Poul Martin Møller – på en gang skuespillere og tilskuere på livets scene. Det, som Bohr her gør op med, er den såkaldte korrespondens-teori for sandhed, som er fremherskende gennem hele filosofiens historie, og som i vore dage finder sit kraftigste udtryk i den dialektiske materialisme.

Til forskel fra den nævnte afbildningsteori for forholdet mellem virkelighed og erkendelse eller beskrivelse – en teori som Einstein hang fast i, og som nok var den væsentligste hindring for, at han blev enig med Bohr – var Bohrs opfattelse, hvad man måske kunne kalde »situationistisk« – men lad mig straks slå fast, at han aldrig brugte denne vending. Han talte derimod gerne om »improvisation«, forstået således, at vi i alle erkendesituationer har noget, som vi bringer i focus, medens andet der ved henvises til et ubestemt randfelt – vi kan ikke have et samlet billede, et på alle punkter på én gang entydigt sprog. Vi kender det fra dagligsproget, hvor vi har en række begrebspar, der refererer til iagttagelsessituationer, der gensidigt udelukker hinanden, som f.eks. barmhjertighed og retfærdighed ved opdragelsen af børn, overvejelse og beslutning, instinkt og fornuft, for blot at nævne nogle. En eksplicit definition af disse begreber vil altid stå i et – komplementært – modsætningsforhold til den rige og mangeartede anvendelse af dem. Men vi er altid i stand til at anvende dem éntydigt i en række situationer, hvor til gengæld deres

komplementære modsætninger så at sige sættes ud af spillet, d.v.s. bruges på en vagt defineret måde.

I disse overvejelser bevægede Niels Bohr sig ofte ind på andre videnskabelige områder end fysikken, hvor han mente at finde analogier til gelsessituationen i kvantemekanikken. Han blev tit kritiseret for dette, for at se komplementaritetsforhold alle vegne. Det kan være rigtigt, at han skriftligt udtrykte sig meget kortfattet og derfor for en første betragtning meget uklart herom; men alle, der har oplevet ham tale om disse emner i situationer, hvor han ikke skulle helgardere sine formuleringer over for allehånde indvendinger, vil vide, at hans tanker var dybtgående og ledtes af et utroligt videnskabeligt instinkt. Jeg skal her til slut holde mig til to områder, biologien og psykologien.

Inden for *biologien* møder vi i sidste halvdel af det 19. århundrede og begyndelsen af det 20. striden mellem vitalismen og mekanicismen, der jo drejer sig om hele biologiens status. Ifølge mekanicismen kan levende organismer opfattes og restløs forklares som fysisk-kemiske systemer. Opfattelsen ligger i forlængelse af den filosofiske materialisme i 1700-tallet, men fik naturligt nok vind i sejlene i takt med fysikkens og især kemiens udvikling i 1800-tallet. Oprindeligt opfattede man, som navnet antyder, de levende organismer som mekaniske systemer, men som elektrodynamikken og termodynamikken blev udformet, forfinedes synspunktet.

Vitalisterne på deres side pegede på, at ingen kendt maskine og intet fysisk system har de for levende organismer karakteristiske træk: stofskifte, regeneration, vækst og målrettethed i udvikling og adfærd. Hvad det sidste angik, satte mekanicisterne naturligt nok deres lid til darwinismen som en teori, der ville kunne erstatte alle formålsforklaringer med årsagsforklaringer. Ikke desto mindre var de selvfølgelig ude af stand til at forklare, hvordan en levende celle kan dele sig til flere kopier af den oprindelige, eller f.eks. hvordan en regnorm, der skæres midt over, kan udvikle sig til to levedygtige individer. Ingen maskine, heller ikke vores tids elektronhjerners, kan fordoble eller reproducere sig selv, endsige »overleve« at blive skåret midt over.

Niels Bohrs far, fysiologen Christian Bohr, havde været meget optaget af dette problem og indtog en mæglende holdning, som siden hen skulle blive uddybet af Niels Bohr. Christian Bohr pegede på, at selv om vi ved den fysisk-kemiske analyse af en organisme kan komme meget langt, så når vi dog ikke umiddelbart til at reducere den eller det til et system, der kan årsagsforklares fysisk-kemisk. Grunden er organismens eller organets hensigtsmæssighed, der forstås ud fra den eller dets for-

mål, og indsigten i de regulerende og selvregulerende processer eller midler, der tjener dette formål. Samtidig gør Christian Bohr det dog klart, at man meget let ved falske analogier kan lægge noget subjektivt ind i formålet i de enkelte tilfælde, og han maner til forsigtighed på dette punkt.

Belært af situationen i kvantemekanikken lægger Niels Bohr stor vægt på beskrivelsesbetingelserne, stadig ud fra sit grundsyn, at det, det drejer sig om, ikke er at gætte på, hvordan virkeligheden er, men at undersøge, hvilke betingelser vi må overholde for at beskrive vore iagttagelser entydigt – vi må altså give agt på, hvordan vi må anvende vore ord og begreber, for at vi kan nå dette mål. Når det drejer sig om levende organismer, er det klart, at vi på den ene side har en dybtgående fysisk-kemisk forståelse af funktionerne helt ned til den enkelte celledes virkemåde. Men samtidig har vi en beskrivelsesmåde, der gør brug af teleologiske eller finalistiske begreber. Formål, hensigt og tilpasning hører ikke til den fysisk-kemiske beskrivelse, men synes alligevel helt uundværlige for forståelsen af levende organismers udvikling og adfærd. Den tanke er derfor nærliggende, at vi her har to sprogbrug, der ikke kan forenes i ét »billede«, men alligevel supplerer hinanden, når det drejer sig om at indfange alle sider ved de levende organismer i en konsistent beskrivelse. Denne dualitet i sprogbrugen indebærer altså en komplementær opfattelse, og dette betyder igen, at den sammenhængende, modsigelsesfri beskrivelse i biologien må bygge på, at vi ligesom i kvantemekanikken har iagttagelsessituationer, der gensidigt udelukker hinanden.

Et af Bohrs foretrukne eksempler er her den fysisk-kemiske analyses begrænsning, der lidt dramatisk går ud på, at vi kun kan opnå en tilbunds gående fysisk-kemisk analyse af et levende væsen ved at slå organismen ihjel. Og herved udelukker vi altså enhver mulighed for samtidigt at kunne følge de enkelte livsprocesser ud fra den funktionsbetragtning, der hører til den formålmæssige beskrivelsesmåde.

Den nærmere begrundelse for denne påstand er, at en levende organisme, hvor simpel den end måtte være, er en helhed, der ikke lader sig afgrænse fysisk. I og med at organismen har et stofskifte, vil der hele tiden være atomer og molekyler, der er på vej fra den livløse natur ind i organismens levende helhed, ligesom der er levende bestanddele, der er på vej ud af organismen i form af affaldsstoffer. En fysisk afgrænsning og dermed definition af organismen forudsætter altså for det første, at vi kan følge de enkelte atomer på deres vej fra ikke-liv til liv og deres tilbagevenden til den livløse natur. Men dette er jo på forhånd udelukket på grund af Plancks konstant, sådan som det markeres ved ubestemt-

hedsrelationerne. For det andet: Selv om man på en eller anden måde ikke vil acceptere dette, må man dog medgive, at en tilbunds gående undersøgelse, selv ud fra klassisk-fysiske principper, må indebære en komplet beskrivelse af hver mindstedel af organismen isoleret fra helheden, hvilket næppe kan tænkes foretaget, uden at man sætter stofskiftet i stå.

Bohr hævdede faktisk, at liv er et irreducibelt fænomen. Hermed ville han dog ikke indføre et mystisk element i de biologiske videnskaber. Han foretrak undertiden at sammenligne begrebet liv med sådanne naturkonstanter som Plancks konstant og lysets absolutte hastighed. Det er jo Plancks konstant, der er det konstituerende element i hele kvantemekanikken. Hvis vi når op på energi- og masseværdier, der er meget store i forhold til dem, vi har at gøre med i atomfysikken, spiller Plancks konstant ingen rolle, og kvantemekanikken glider over i klassisk mekanik og fysik. På tilsvarende måde er den specielle relativitetsteori nødvendiggjort af lysets absolutte hastighed. Beskæftiger vi os med bevægelsesforhold, hvor hastigheden er meget ringe i forhold til lysets, kan vi se bort fra denne og anvende den klassiske fysik. Klassisk fysik er altså et specialtilfælde af både kvantemekanik og relativitetsteori, og disse hænger på deres side på de to naturkonstanter h og c , d.v.s. henholdsvis Plancks konstant og lysets absolutte hastighed.

Bohr mente, at sammenhængen mellem biologi og fysik-kemi kunne være af lignende art. Der kunne tænkes en naturkonstant, der var den endelige begrundelse for, at liv er et irreducibelt fænomen.

Men – vil man måske sige – hvis darwinismen, suppleret med mutationsteorien og den nyeste arvelighedsforskning, hvor man har opdaget den genetiske kode, er holdbar, så må liv jo være opstået af det uorganiske materiale og derfor til syvende og sidst kunne forklares fysisk-kemisk. Hvad Bohrs svar på dette præcist ville være, tør jeg ikke sige. Kun kan jeg sige så meget, at det af ikke offentliggjorte breve fremgår, at han ikke var overbevist om, at neo-darwinismen gav den fulde forklaring på arternes udvikling.

Som sagt anførte Bohr mange eksempler på komplementaritet inden for *psykologiens* område. De angår for det meste det såkaldt egenpsykiske, altså den måde, vi oplever vort eget bevidsthedsindhold på. Her lever mange mennesker, også psykologer, i den illusion, at bevidsthedslevet er et ubrudt begivenhedsforløb, en kæde af tanker og følelser, der kører af sted pr. association, eller, når vi tager os sammen, pr. logiske slutninger, udledning af konsekvenser etc. For Bohr var dette nærmest indlysende forkert. Hvis vi f.eks. befinder os i en situation, hvor vi skal træffe en meget vanskelig beslutning, kan vi i lang tid overveje for og

imod, om vi skal gøre det ene eller det andet. Andre mennesker kan lægge pres på én: Du bliver nødt til at beslutte dig nu, og man beder måske om bare lidt mere tid til at overveje endnu engang. Så længe man overvejer, har man ikke besluttet noget. I samme øjeblik man træffer sin beslutning, hører overvejelserne op. Ikke fordi de nu er unødvendige, men fordi de qua overvejelser er logisk begravede. Det har jo ingen mening at sige til en person: Træf nu den beslutning, så kan du altid overveje bagefter.

Der kan gives mange eksempler på sådanne udelukkelsesforhold. F.eks. vil de fleste, der beskæftiger sig med kunst, kende til udelukkelsesforholdet mellem oplevelse og analyse. Man kan ureflekteret give sig hen i oplevelsen af musik, et maleri eller hvad det måtte være, så man nærmest føler, at ens jeg og oplevelsen er ét. Men man kan også bevidst analysere, hvorfor kunstværket er så godt, at det kan give én denne oplevelse. Blot kan man ikke gøre begge dele på én gang.

Den meget opmærksomme vil vide, at man i skiftet mellem de to situationer flytter på skillelinjen mellem det bevidsthedsindhold, der opleves eller iagttages, og det jeg, der iagttager. Når man er i den rene oplevelsessituation, er jeg'et og oplevelsen nærmest sammensmeltet. Når man er i analysesituationen, er der et langt tydeligere snit imellem det, der undersøges, og det, der undersøger. Men forløbet mellem de to indstillinger er ikke ubrudt, kontinuert. Tværtimod er der tale om et radikalt skift.

Tilsvarende kan iagttages ved en motivkamp, f.eks. ved en personlig konflikt. De modsatrettede motiver afløser på skift hinanden, og de udelukker gensidigt hinanden. Eller ved den førnævnte konflikt mellem retfærdighed og barmhjertighed, f.eks. i den situation hvor man bliver nødt til at straffe et barn, en hund eller hvad det kan være. Man kan mærke skiftet mellem de to holdninger, billedligt talt kan jeg'et indtage to positioner, som gensidigt udelukker hinanden, men alligevel kompletterer hinanden.

At gøre rede for det egenpsykiske er en meget vanskelig sag. Hver gang vi prøver på det, indfører vi et nyt jeg, der redegør uden selv at være en del af det, der bliver redegjort for. Og beskriver vi andre personer, er sagen ikke mindre vanskelig. Bohr var en erklæret modstander af behaviorismen inden for psykologien, fordi det er nødvendigt i beskrivelsen af andre mennesker at tage hensyn til, at de på en eller anden måde erkender sig selv. Selve dette faktum er et uomgængeligt træk i al psykologi, og det er naturligvis i kraft af dette, at psykologi som videnskab må være principielt forskellig fra fysik og biologi – fordi beskrivelsesbetingelserne er forskellig for de tre videnskaber.

Ved beskrivelsen af mennesker er vi, ifølge Bohr, f.eks. tvunget til at tale om »fri vilje«, som igen giver mulighed for at anvende ord som »pligt«, »håb« og »ansvar«. Han vendte ofte tilbage til problemet om viljens frihed uden dog at give noget endeligt svar på det. Hvad han mente at kunne sige var dog så meget, at det ikke kan lade sig gøre at etablere en deterministisk beskrivelse af en person. Vi kan ikke forudsige, hvad et andet menneske vil beslutte i en given situation, hvor alle muligheder står åbne. Hvis vi forsøger på det, må vi ikke alene udforske hele hans baggrund, inklusive alle de sider af hans livshistorie, som kan have bidraget til at forme hans karakter, men også vide nøjagtigt, hvad der rører sig i hans bevidsthedsliv lige nu, og hvordan han selv oplever det (f.eks. om han føler et svagt ubehag ved en af de foreliggende erindringer). Det vil kort og godt sige, at det, vi forsøger, er bogstaveligt talt at sætte os i den andens sted, at være den anden. Da dette er principielt udelukket, er vi tvunget til at give plads til anvendelsen af udtrykket »fri vilje« i beskrivelsen af personer.

Bohr sagde ofte, at det, som kvantemekanikken har lært os, er ikke blot at forstå noget nyt, men tillige en ny betydning af udtrykket »at forstå«. I oldtiden har det at forstå et fænomen sandsynligvis blot betydet at finde en analogi til det. I klassisk fysik kom udtrykket »at forstå et fænomen« til at betyde, at man kunne give en deterministisk beskrivelse af det, som både opfyldte idealet om kausalitet og kontinuitet. I kvantemekanikken er dette et for stærkt krav. Det ligger i Heisenbergs ubestemthedsrelationer, at vi ikke kan give en deterministisk beskrivelse af en enkelt elektrons opførsel i to-spalte-eksperimentet og f.eks. forudsige, hvor den vil lande på den fotografiske plade. Men hvis det drejer sig om et større og større antal af elektroner, kan vi med stadig større sandsynlighed forudsige, hvilket mønster de vil danne.

Et veldefineret svar kræver et veldefineret spørgsmål. Det, som Bohr pegede på, var, at man i kvantemekanikken kan give et klart svar på alle veldefinerede spørgsmål. Mere kan man videnskabeligt set ikke forlange. Den misforståelse, som mange gør sig skyldig i, er at stille spørgsmål vedrørende kvantemekanikken ud fra klassisk-fysiske forestillinger. F.eks. spørgsmålet: Hvilken spalte bevæger den enkelte elektron sig igennem i to-spalte-forsøget? Det ville være forkert at svare: Det ved vi ikke. Det rigtige svar er, at en nærmere analyse viser, at spørgsmålet ikke er veldefineret, men tværtimod meningsløst.

Niels Bohrs filosofiske overvejelser udgør ikke noget filosofisk system som f.eks. Spinozas eller Immanuel Kants. Alligevel er de uhyre væsentlige. De sigter dels på at vise, at iagttagelsessituationen i kvantemekanik-

ken, hvor usædvanlig den end er, ikke er så enestående endda, når vi kaster blikket på andre områder af vor erkendesituation. Og dels på at vise, at det afgørende for den filosofiske forståelse af en situation ikke er at stille ontologiske spørgsmål som »Hvad er liv?«, »Hvad er bevidsthed?« eller »Hvad er fri vilje?«, men derimod at afklare, hvilke ord der er uundværlige i vores beskrivelse, og derefter nærmere udforske betingelserne for deres anvendelse.

JØRGEN KALCKAR

*Kvantefysikken og vilkårene for vor
naturerkendelse*

Indledning: Om »Virkeligheden«

Et ledemotiv i diskussionerne mellem Bohr og Einstein

Hvad betyder det ord »virkelighed«? Ja, her ville en sprogforsker kunne fortælle om, hvorledes dette ords sproglige rødder kan spores tilbage til fjerne tider og kulturer. En filosof vil kunne berette om, hvordan Aristoteles eller Kant eller Wittgenstein betragtede det begreb, som ordet står for. Men her skal vi betragte »virkeligheden«, som den tager sig ud i fysikkens univers, som jo er det, hvori vi lever, og hvoraf vi selv er del.

Fysikkens beskrivelse har – som enhver anden – sin rod i vort daglige sprog, som er udviklet i og tilpasset *vor* tilværelse, som hjortens brølen og nattergalens sang er i samklang med *deres* tilværelse. I denne vor daglige tilværelses sprog er vi i almindelighed ikke i tvivl om, hvad ordet »virkelighed« står for – i modsætning til drømme og digt: Selv de, for hvem Prospero og Miranda, Eduard og Ottilie er nok så »virkelige« som de fleste i mængden, der omgiver os, ville næppe falde på at skrive breve til dem eller indbyde dem til middag.

I naturbeskrivelsen tøver vi jo ikke med at tale om Solens udvikling eller Jordens beskaffenhed, også i epoker før levende væsner – endsige mennesker – var på færde til at iagttage dem: Vi gør dette i tillid til de slutninger, som fysikken og astronomien har tilladt os at drage: Vi *ved* mere end tilstrækkeligt om Solen og Jorden til at kunne afvise den tanke, at det skulle være meningsløst at tale om dem som dele af virkeligheden, førend der opstod iagttagere, der kunne konstatere dette forhold.

For at undgå at bebyrde selve fremstillingen med for vidtløftige digressioner er nogle af de anvendte fysiske grundbegreber sammenfattet i et appendix.

Men ser vi nøjere til, kan vi nok komme i tvivl om, hvordan landet ligger: Hvilken grad af virkelighed skal vi tilskrive matematiske abstraktioner? Eller, når man i den klassiske mekanik principielt kan bestemme legemers position og hastighed med *uendelig* præcision – er dette »principielt mulige« ensbetydende med »det virkelige«? Det er et kildent spørgsmål, der er af betydning for hele vor anskuelse af forholdet mellem termodynamik og mekanik – hvortil vi i øvrigt snart skal vende tilbage: Er termodynamiske lovmæssigheder blot udtryk for en mangel på detail-viden om systemerne? Er et begreb som »temperatur« i mindre grad et element af virkeligheden end position og hastighed af et legeme?

Er der allerede her en vaklen i geledderne, hvad angår en sorgløs anvendelse af virkeligheds-begrebet, så fik det et alvorligt skud for boven ved udviklingen af den specielle relativitetsteori. Ingen ville vel have drømt om, at »absolut samtidighed« ikke skulle være en selvfølgelig del af den fysiske virkelighed, og det tog da også sin tid – efter Einsteins banebrydende arbejde fra 1905 – inden modsigelsesfriheden og den eksperimentelle verifikation af tidsforløbets afhængighed af iagttagernes relative hastighed blev alment anerkendt. Hermed synes det klart, at en afgørende breche var slået i forestillingen om »den fysiske virkelighed« som noget man på forhånd kan karakterisere.

Men kvanteteoriens brud på tilvante forestillinger om »virkelighedens væsen« var endnu mere vidtgående. Erkendelsen af atomernes *enshed* krævede et afkald på mulighederne for lokalisation i rum og tid af elektronerne, der »omgiver« kernen. Allerede Bohrs indførelse af begrebet *kvantetilstande* i 1913 betød, hvad angik overgangene mellem disse, en opgivelse af det sædvanlige kausalitetsideal, og derfor måtte den endegyldige formulering af kvanteteorien for atomerne, fuldraget af især Heisenberg, Dirac og Schrödinger i årene 1925-26, da også have karakter af en *principliel* statistisk beskrivelse.

Eftersom kvanteteoriens sprog er det, hvori vi kan formulere spørgsmål til naturen, hvorpå vi kan få svar ved hjælp af eksperimenter, udtømmer denne beskrivelse det, vi kan kalde »virkeligheden« i atomernes verden. Hensigten med dette kapitel er at forsøge at forklare dette udsagn, som måske tør siges at resumere den definitive erkendelse, som Bohr forsøgte at forklare Einstein.

Om den klassiske beskrivelsesmåde og kvantebeskrivelsen

Næsten alle de naturfænomener, som vi iagttager omkring os eller i vor egen krop, har det fællestræk, at de udpeger *én* bestemt retning på tiden: Iagttager vi en mønt, der *først* glider henad et glat bord, vil vi se dens hastighed aftage, og *til sidst* vil den gå i stå. Kommer vi *først* en dråbe mælk i en kop med the og rører rundt, vil mælkedråben derefter deformeres til en spiral-agtig facon og *til sidst* fordeles i hele koppen; men der skal kunst til at gendanne den oprindelige dråbe ved at røre *baglæns!* De to antydede konstateringer af, hvad der er først og sidst, er i overensstemmelse med hinanden og med alle andre iagttagelser af processer, der kun kan forløbe i *én* retning. Sådanne processer kaldes *irreversible* (ikke-omvendelige); de *stræber mod* en *ligevægtstilstand* under de herskende ydre omstændigheder. Vi selv som levende væsner er jo i en nogenlunde stabil ligevægtstilstand i kontakt med de omgivelser, hvori og hvorefter vi lever. Men helt stabil er den ikke, og vi ved meget vel, at den tidsretning, som organismens ældelse udpeger, er fælles for os alle, og at den noget mere stabile ligevægtstilstand, mod hvilken de levende organismer stræber, repræsenteres af en nedbrydning til uorganiske bestanddele: vand, kuldioksyd, kvælstof o.s.v.

På trods af den store almindelighed af irreversible processer er de dog ikke eneherkende: Astronomiske fænomener som Månens gang omkring Jorden, eller Jordens drejning om sin egen akse er *reversible* i den forstand, at Månen ligeså godt kunne løbe den anden vej rundt, og Jorden dreje sig modsat – disse fænomener udpeger ingen tidsretning; døgnnet og måneden er numeriske tidsintervaller. Det er da også således, at de grundlæggende mekaniske (og elektromagnetiske) love er ganske tidssymmetriske.

Spørgsmålene om den rette anskuelse af forholdet mellem den tidssymmetriske (reversible) mekanik, på den ene side, og irreversible termodynamiske lovmæssigheder på den anden, er overmåde subtile. Debatten herom, som begyndte i Boltzmanns dage sidst i forrige århundrede, har da også skabt dønninger, der endnu kan sætte heftige sind i lidenskabelig bevægelse. For vort emne er det imidlertid af særlig betydning at gøre sig klart, at enhver måling eller iagttagelse er forbundet med irreversible processer og mekanismer. Dette er ikke blot en triviel kendsgerning fra det praktiske liv, men er af dyb principiel betydning: Selve ordene »iagttage«, »studere« eller »lære« henviser jo til en hukommelsesmekanisme, der kan skelne »nu« fra »før« og »efter«. Hvor radikalt ellers

iagttagelsessituationen på kvantefysikkens gebet afviger fra den klassiske fysiks: Den afgørende rolle af irreversible processer er fælles.

* * *

Medens tidssymmetrien er fælles for den klassiske fysiks grundligninger og kvanteteoriens, besidder den klassiske beskrivelse et træk, som er helt fremmed for kvante-beskrivelsen. Den klassiske beskrivelse er, hvad man kalder *deterministisk*. Hermed mener man følgende: Lad os tænke os en sværm af legemer fjernt fra alle andre, der påvirker hinanden med kræfter, der afhænger af deres indbyrdes afstande. Kender vi nu alle positioner og hastigheder til ét tidspunkt, kan vi i princippet beregne legemernes positioner og hastigheder til ethvert senere og tidligere tidspunkt.

Dette kunne synes at lede til et overmåde ugemytligt verdens-billed: Alt eksisterende som dele af en kæmpe stor maskine, hvori hver eneste del og detail er præ- (og post-?!) destineret. Imidlertid, som allerede antydnet, strander denne verdens-opfattelse hurtigt på kompleksitetens klippeskær. Vel er der inden for den klassiske fysiks gyldighedsområde ingen *definitive* begrænsninger i muligheder for at fastlægge positioner og impulser for et legeme eller intensiteten af elektriske og magnetiske felter i rummet; men en måling med *uendelig* nøjagtighed turde vel nok kaldes en *principliel* – og ikke blot en *praktisk* – umulighed; og selv den mindste unøjagtighed eller afrunding vil for et lille makroskopisk system på 10^{24} partikler lynhurtigt udviske enhver erindring om begyndelses-situationen, svarende til, at vi her er i et domæne, hvor det er *termodynamikkens* og den *statistiske* mekaniks begrebsapparat, der er det relevante.

Kvanteteorien – Komplementaritet

Kvanteteorien er en principielt statistisk beskrivelse – sådan blev den skabt, fordi den skulle indordne og sammenfatte principielt statistiske naturfænomener. Brugen af statistik i kvantefysikken har ikke sin rod i kompleksiteten af de fysiske systemer, som man står overfor, men fremtræder på det mest slående ved beskrivelsen af de aller-enkleste systemer, som for eksempel brint-atomet. Allerede i det første kapitel blev det af Erik Rüdinger betonet, hvor drastisk et brud med klassiske forestillinger eksistensen af *virkningskvantet* betyder; og dets indlemmelse i en systematisk kvantebeskrivelse *udelukker* den kombination af rum-tids-lokalisering på den ene side, og brugen af bevarelses-sætningerne for impuls og

energi, på den anden, som er forudsætningen for den klassiske fysiks deterministiske beskrivelses-måde (konsulter eventuelt appendix).

Men hvad skal det betyde, vil man spørge og studse: Hvem har givet kvanteteorien beføjelser til at *udelukke* dit og dat? Ja, dette er en side, den afgørende måske, af den formaliserede fysiske beskrivelses væsen, som det er allersværest at formidle til ikke-fysikere. Men lad os dog prøve:

Udviklingen af en hvilken som helst fysisk teori – og vi tænker her især på større, sammenhængende beskrivelser – er naturligvis underkastet kritisk eksperimentel efterprøvelse. Men fra et vist punkt, som er meget vanskelig at fastlægge i princippet, men som der *stort set* er enighed om blandt fysikere i praksis, anerkender man simpelt hen teorien som *rigtig* – inden for et begrænset erfaringsområde, selvfølgelig. Men hermed overtager beskrivelsen – i kraft af sin indre sammenhæng – så at sige styringen: den bliver ophøjet til lovsigemand, der afgør, hvilke spørgsmål der er meningsfulde, og hvilke der ikke er det.

I Newtons mekanik har det ingen mening at spørge, hvorfor dén dér frie partikel bevæger sig med konstant hastighed, mens den anden dér ligger stille – simpelt hen fordi overgang til et andet, et bevæget koordinatsystem vil kunne ombytte rollen af de to partikler. Den specielle relativitetsteori ryster – billedlig talt – på hovedet af én, der ville spørge efter de begivenheder, der *virkelig* er samtidige, og hvilke ikke! Og endelig: kvantemekanikken udelukker selve spørgsmålet om en fastlæggelse af begge af et par *komplementære* størrelser, såsom impuls og sted, eller elektriske feltstyrker i et givet rum-område og antallet af feltkvantter, fotoner, heri; værdien af en partikels »spin« i forskellige retninger, og mange flere. For vort formål er det simplest at koncentrere opmærksomheden om *ubestemtheds-relationen*

$$\Delta x \cdot \Delta p \gtrsim h, \quad (1)$$

hvor Δx står for det spillerum, hvormed partiklens koordinat x er fastlagt, og Δp for spillerummet i impulsen p i den pågældende retning. På højre side står den komplementære beskrivelsesmådes heraldiske symbol, bogstavet h , for virkningskvantet.

På ny føler jeg, hvor vanskelig det er at formidle til udenforstående berettigelse af den her antydede holdning og fremgangsmåde. Er den ikke slemt dogmatisk? kunne én spørge. Burde man ikke stadig med åbent sind være forberedt på, at den specielle relativitetsteori var forkert? At man kunne finde en alternativ beskrivelse, der havde samme empiriske konsekvenser som Einsteins teori, men som dog tillod en at undgå en ekstravagance som opgivelsen af den »absolutte samtidighed«?

Man kan vel næppe ad logikkens vej udelukke en sådan mulighed, og det er da også snarere den intuitive oplevelse af den fysiske beskrivelses mange-dimensionale netværk af subtile sammenhænge, der får de fleste fysikere af faget til at ryste på hovedet og afvise hypotesen om en »alternativ« relativitetsteori – eller *kvantemekanik* – som ufrugtbar, især i forhold til den umådelige rigdom af fascinerende problemstillinger, der stadig lokker os til videre udforskning.

* * *

Den opgave, som de store pionerer – især Heisenberg, Schrödinger og Dirac – løste på vidunderlig kort tid, 1925-27, var at skabe en *generalisation* af den klassiske fysiks formelle sprog, i hvilket komplementære begreber som »partikler« og »felter« begge på harmonisk måde kunne finde plads. Generalisationer er noget, vi især er fortrolige med fra matematikkens verden. Indførelsen af »irrationale« tal som $\sqrt{2}$ – længden af diagonalen i et enhedskvadrat – repræsenterer en generalisation af det sædvanlige talbegreb, fordi sådanne tal ikke kan udtrykkes ved nogen ægte brøk (forhold mellem to hele tal). Det karakteristiske ved en generalisation er, at den hidtidige – snævrere – beskrivelse finder plads som et særtilfælde inden for den videre beskrivelses rammer.

I fysikken repræsenterer den specielle relativitetsteori et interessant eksempel på en generalisation. I den klassiske mekanik forholder det sig jo således, at dersom et objekt bevæger sig med hastigheden u i forhold til en iagttagere i hvile (i et inertial-system), vil objektet have hastigheden $u-v$ i forhold til en anden iagttagere, der bevæger sig jævnt med hastigheden v relativt til den første. Man kunne endda tro, at denne additionslov for hastigheder var implicit i selve definitionen af, »hvad en hastighed er«. Det er derfor en mageløs opdagelse, at der præcis er én måde at snedkerere en matematisk generalisation af den daglige verdens hastigheds-addition – og denne matematiske mulighed er realiseret i den specielle relativitetsteori, som er relevant for legemer, hvis hastigheder ikke er forsvindende små i forhold til lysets.

Grundelementet i den generalisation af den klassiske fysiks beskrivelsesmåde, som vi kalder kvanteteorien, er det nye begreb *kvantetilstande*, som indførtes på intuitiv, men definitiv måde af Bohr i 1913 i hans afhandling om brintatomet. Først med udviklingen af den logiske sammenhængende, formelle kvanteteori (1925-27) blev rollen af det centrale begreb kvantetilstande skarpt defineret; de er så at sige ordene i kvantesproget, hvis grammatik udgøres af det formelle skema. At komplementariteten er indbygget heri, blev vist af Niels Bohr i hans banebrydende analyse i 1927.

Kvantetilstanden repræsenterer alt, hvad der er at sige om et givet objekt i en given situation – defineret ved den forhåndenværende eksperimentelle opstilling af måleapparat: spejle, linser, prizmer, skærme med spalter etc. etc. I skriftsproget betegnes ordet »kvantetilstand« ved hieroglyphen $|>$; hvor der er plads »indeni« til at angive præcis, *hvad* der er at udsige om det betragtede objekt. Er der f.eks. tale om en elektron i en given stationær tilstand i et brintatom, med energi E_n (givet ved Bohrs formel fra 1913) skriver vi

$$|E_n\rangle.$$

Det er et ord i kvantesproget; det er, hvad der på »kvantisk« er at sige om elektronen i denne situation. Betegner vi dens position med r (i forhold til kernen) og dens impuls med p , lærer vi, at symbolerne

$$(E_n, r)$$

er en meningsløs bogstavkombination, ligesom

$$(E_n P);$$

de er *ikke* ord i kvantesproget, endskønt for en *fri* elektron både

$$|P_x\rangle$$

(hvor P_x betegner impulsen i x -aksens retning) og

$$|x\rangle$$

(x betegner positionen på x -aksen) er det; men igen:

$$(x, P_x)$$

danner *ikke* et ord. Det er en anden måde at udtrykke ubestemthedsrelationen (1) på, for naturligvis er det virkningskvantet, der spørger i baggrunden og afgør, hvad der er legitime ord i kvantesproget. I det følgende skal vi forsøge at belyse denne overraskende situation ved at skitsere Bohrs egen analyse af idealiserede, simple måleopstillinger.

Formålet med analysen er følgende: Antag at man til sin rådighed har en eksperimentel apparat-opstilling, der tillader én at fastlægge den *ene* af to komplementære fysiske størrelser eller bogstaver – der altså *ikke* tilsammen danner et ord på kvantisk. Eftersom der ikke findes en kvantetilstand, hvori *begge* størrelser er fastlagt, kræver modsigelsesfriheden af kvantebeskrivelsen, at man kan demonstrere, hvorledes den anvendte apparatopstilling udelukker fastlæggelsen af den *anden* af de to komplementære størrelser, når man tager hensyn til virkningskvantet, der dikte-

rer forskellen mellem klassisk og kvantisk grammatik. – Bohr koncentrerede sig i 1927 om målinger af position og impuls af et objekt.

Om måling af position og impuls

Vi vil nu vende os til spørgsmålet om konkrete måleopstillinger, der – klassisk og kvantemekanisk – tager sigte på at bestemme positionen (stedet) eller impulsen af en partikel. For at opnå enhed i diskussionen vil vi til begge slags målinger gøre brug af lys (eller mere alment: elektromagnetisk stråling), som jo da også i det virkelige liv er et nyttigt remedie.

De egenskaber ved lyset, som vi skal udnytte, er følgende:

- 1) I alle inertial-systemer (d.v.s. koordinatsystemer, der bevæger sig med jævn hastighed i forhold til fixstjernerne), er lyshastigheden, c , i vacuum den samme.
- 2) Stråling med en frekvens ν , der reflekteres fra et spejl, der bevæger sig med hastigheden u vil undergå en frekvensændring (en Doppler-forskydning) af størrelse $\Delta\nu$, hvor

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx -2 \frac{u}{c} \quad (2)$$

Frekvensen bliver mindre, hvis lysbølgen og spejlet har samme retning; større hvis de er modsat rettede. Udtrykket (2) er en tilnærmelse, der forudsætter at $u/c \ll 1$.

Vi kan forstå mekanismen i Doppler-forskydningen således:

Betragt en iagttager i hvile i et eller andet inertialsystem, hvori et spejl bevæger sig bort fra ham med hastigheden u , f.eks. langs x -aksen (således at spejlet er vinkelret på denne akse). Antag endvidere, at iagttageren sender en lysbølge med frekvens ν hen mod spejlet og opfanger den reflekterede bølge, når den vender tilbage. Lad os fæstne opmærksomheden på to på hinanden følgende bølgetoppe, der altså afsendes med et tidsmellemrum $\tau = 1/\nu$. Men i den tid, efter den første top har nået spejlet, har dette bevæget sig stykket $\delta x = u\tau$ videre, og den efterfølgende top når derfor først spejlet tiden $\tau + \delta x/c$ senere. Den ekstra vejlængde δx må top nummer to jo også tilbagelægge på hjemvejen, så ved ankomsten til iagttageren vil den være forsinket med beløbet $2\delta x/c = 2(u/c)\tau$. Perioden af det reflekterede bølgetog er derfor

$$\tau' = \tau (1 + 2u/c), \quad (3)$$

hvilket til første orden i størrelsen u/c svarer til en frekvens

$$\nu' = \nu (1 - 2u/c), \quad (4)$$

i overensstemmelse med relationen (2).

Det er overmåde lærerigt at bemærke, at præcis det samme resultat kan udledes i et »billede«, hvori refleksionen af strålingen fra spejlet opfattes som et stød mellem spejlet og en *foton* med energi $h\nu$ og impuls $h\nu/c$ (man kan spørge sig selv, om vi ikke ville sidde net i det, hvis det *ikke* forholdt sig således?).

Kalder vi spejlets energi for E og dets impuls for P og regner vi til 1. orden i de små relative ændringer i frekvens $\delta\nu/\nu$ og hastighed $\delta u/u$, har vi fra energibevarelsen for ændringen i spejlets energi:

$$\delta E = -h\delta\nu \quad (5)$$

Impulsbevarelsen kræver, at idet fotonen vender om, får spejlet et rekyl

$$\delta P \approx 2h\nu/c \quad (6)$$

Da spejlet forudsættes tungt, kan vi se bort fra ændringen i dets hastighed under stød, hvorfor

$$\delta E = u\delta P. \quad (7)$$

Fra (5), (6) og (7) følger facit (2) straks.

Klassiske overvejelser

Lad os betragte en bestemmelse af en partikels position ved hjælp af en lysbølge og lad os betegne bølgetoppens koordinat med lille $x(t)$. Antag, at bølgen befinder sig omkring $x=0$ til tiden $t = t_1 \pm \Delta t$, altså kl. t_1 , defineret med et spillerum Δt . Bølgen rejser hen og bliver reflekteret fra partiklen til tiden t_0 og vender tilbage til $x = 0$ til tiden t_2 . Da gælder jo

$$t_0 = \frac{t_1 + t_2}{2} \quad (8)$$

Bruger vi betegnelsen store $X(t)$ for partiklens koordinat, har vi derfor:

$$X(t_0) = x(t_0) = c(t_0 - t_1) \quad (9)$$

Hermed har vi bestemt positionen af partiklen til tiden t_0 . For at kunne udtale os om dens position *senere*, i særdeleshed kl. t_2 , må vi kende dens hastighed *efter* stødet.

Nu vil der jo under stødet, hvor strålingspulsen vender, ske en impulsudveksling med partiklen af størrelsesordenen (cf. appendix):

$$\delta p \approx \pi = \epsilon_0/c \quad (10)$$

hvor π er strålingspulsens impuls og ϵ dens energi. Den tilhørende hastighedsændring af partiklen

$$\delta u \approx \epsilon_0/mc \quad (11)$$

kan vi imidlertid (klassisk) gøre vilkårlig lille, ved – for given masse m af

partiklen – at gøre intensiteten af strålingspulsens lille. – I øvrigt kan den, som straks ses, tages i betragtning.

Ved at konstatere Doppler-forskydningen af den returnerede stråling

$$\frac{\delta v}{v} \approx 2 \frac{u}{c} \quad (12)$$

har vi bestemt partiklens hastighed u før stødet og dermed dens impuls (og energi); derved er dens hastighed u' og impuls p' efter stødet kendt fra bevarelssætningerne for impuls og energi, og $X(t)$ kan beregnes til en vilkårlig tid.

Lad os overveje *nøjagtighederne* af de forskellige målinger, idet vi tænker os Δt givet. Da er pulsen opbygget af frekvenser i et interval, der mindst er:

$$\Delta v \approx \frac{1}{\Delta t} \quad (13)$$

Klassisk er jo Δt den tidslige udstrækning af pulsen og indebærer ingen usikkerhed i størrelsen (9), idet man kan vedtage at regne tiderne t_1 og t_2 i det øjeblik, »toppen« af pulsen passerer $x = 0$. Men eftersom vi ikke i detail har efterforsket stødets mekanisme, er der på grund af »uvidenhed« om, *hvornår* hastighedsændringen af partiklen sker, en »usikkerhed« i partiklens position efter stødet, der andrager

$$\Delta x \approx \delta u \cdot \Delta t = \frac{\delta p}{m} \Delta t \approx \frac{\varepsilon}{mc} \Delta t \quad (14)$$

Med hensyn til denne »usikkerhed«, der, i det klassiske tilfælde, kan gøres vilkårlig lille ($\varepsilon_0/mc^2 \ll 1$), er at bemærke, at den selvfølgelig i princippet kan gøres til eksakt NUL ved et mere detaljeret regnskab med stødets forløb (opstilling af et blænderarrangement lige før stødet). Fra relationen (12) følger nu

$$\frac{\Delta u}{c} \approx \frac{\Delta v}{v} \approx \frac{1}{\Delta t \cdot v} \quad (15)$$

Dette giver *dels* en impuls-usikkerhed på beløbet

$$\Delta p \approx \frac{mc}{\Delta t \cdot v} \quad (16)$$

og *dels* en *ekstra* positions-ubestemthed (til tiden t_2) af størrelsesordenen

$$\Delta x_2 \approx \Delta u (t_2 - t_0) \approx \frac{\Delta p}{m} (t_2 - t_0) \approx \frac{c}{v} \frac{t_2 - t_0}{\Delta t} \quad (17)$$

Fra udtrykkene (14) og (16) følger relationen

$$\Delta x \cdot \Delta p \approx \frac{\varepsilon}{mc} \Delta t \cdot \frac{mc}{\Delta t v} \approx \frac{\varepsilon}{v} \quad (18)$$

Inden for den klassiske fysiks rammer kan dette produkt gøres vilkårligt lille ved – for givet ε – at gøre v stor!

Hvad angår lokalisation til tiden t_2 har vi da:

$$\Delta x_2 \cdot \Delta p \approx \frac{c}{v} \frac{t_2 - t_1}{\Delta t} \cdot \frac{mc}{\Delta t \cdot v} \quad (19)$$

Eller, idet vi forudsætter $mc^2 \gg \varepsilon_0$ og $t_2 - t_0 \gg \Delta t$

$$\Delta x_2 \cdot \Delta p \gtrsim \frac{\varepsilon}{v^2 \Delta t} \approx \frac{\varepsilon}{v} \cdot \frac{\Delta v}{v}$$

Dette usikkerhedsprodukt kan gøres vilkårligt lille ved – for givne værdier af de andre parametre – at gøre v stor.

Kvantemekaniske overvejelser

Det første, mest afgørende og bestyrrende træk, er, at den klassiske vilkårlige »usikkerhedsrelation« (18) nu får karakter af en *absolut ubestemtheds-relation*; thi for givet v må energien ε_0 af strålingspulsen i hvert fald beløbe sig til hv:

$$\varepsilon \gtrsim hv \quad (20)$$

og derfor omdannes det *fleksible usikkerhedsprodukt* (18) til det *uforanderlige ubestemtheds-produkt*

$$\Delta x \cdot \Delta p \gtrsim h. \quad (21)$$

Uligheden (19), hvor jo Δx_2 står for en *ekstra* ubestemthed i positionen, forbliver elastisk:

$$\Delta x_2 \cdot \Delta p \gtrsim h \frac{\Delta v}{v} \quad (22)$$

som stadig kan gøres lille ved at gøre v stor, for givet Δt . Der er derfor, så at sige, ingen ekstra »ubestemtheds-akkumulation« i tidsrummet fra t_0 til t_2 .

I kvantebeskrivelsen repræsenterer Δt ikke længere den tidslige udstrækning af strålingspulsen, men spillerummet i tidskoordination af det

elektromagnetiske felt i det givne referenssystem (for eksempel defineret ved en blænder, der er åben i en tid Δt). I og for sig gør vi ingen eksplicit brug af foton-begrebet (i den forstand at der skulle være tale om et lokaliseret objekt). Det afgørende er blot, at dersom der overhovedet skal være tale om et signal, må for *én eller anden frekvens* ν middelen energien mindst være:

$$\langle \epsilon \rangle = h\nu \quad (23)$$

I modsætning til det klassiske tilfælde, – hvor »usikkerhederne« var vilkårlige, fordi de blot skyldes et vilkårligt afkald på at studere stødprocessen i større detail – er i kvantebeskrivelsen »spillerum« i definition absolutte. Et forsøg på at studere stødprocessens tidslige forløb vil nødvendigvis medføre tab af anvendelsesmulighederne for impuls og energi.

Et vigtigt punkt i denne sammenhæng er, at vi drager *slutninger om partiklen* på grundlag af *målinger på lysbølgen*, der fungerer som del af det eksperimentelle udstyr. Det er jo den almindeligst tænkelige målesituation, både i den klassiske fysik og i kvantefysikken. Forskellen mellem de to erfarings-områder og de tilhørende beskrivelser er den, at mens man i den klassiske fysik kan indrette sig således, at man i én og samme måling får fastlagt både partiklens sted og dens impuls – ved at gøre frekvensen stor og energien i lysbølgen lille (hurtigt svingende felter med lav intensitet), så forhindrer kvanterelationen (20) eksplicit denne mulighed. Vi står over for et *valg* med hensyn til, hvad vi ønsker at fastlægge hos lysbølgen – og *vælger* dermed, hvad vi lærer om partiklen, og hvilke yderligere forudsigelser om den, vi kan gøre. Det drejer sig jo begribeligvis ikke om muligheder for en ændring af partiklens »natur« (analogt til om man via fjernstyring kunne gøre den rød eller blå), men om et valg mellem muligheder for at *korrelere* den til forskellige, hinanden udelukkende eksperimentelle opstillinger i det givne referenssystem.

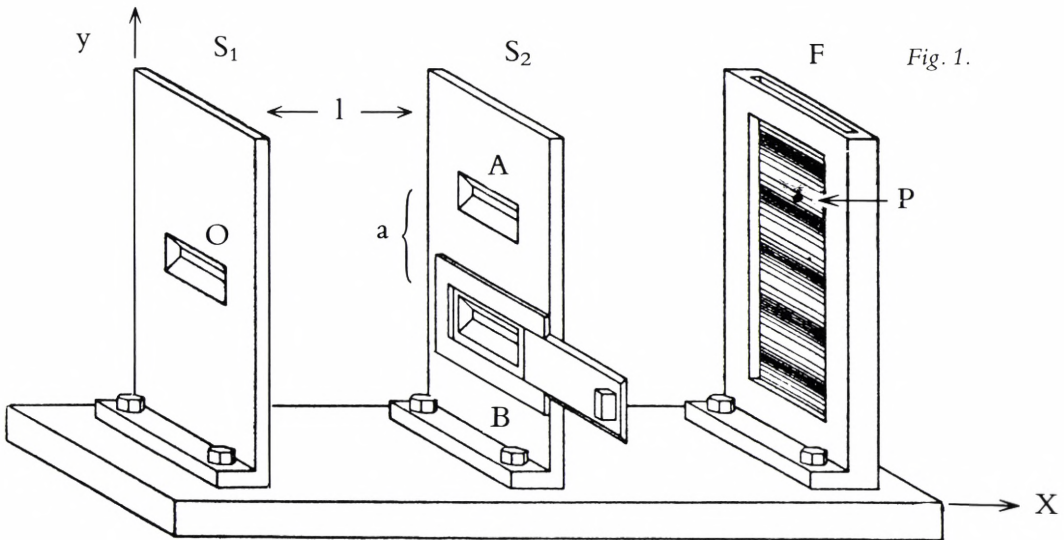
Om hvad man kalder et paradoks

Diskussionen og analysen af paradokser går tilbage til antikens Grækenland og strækker sig derfra gennem fysikkens og matematikkens udvikling op til vore dage. Sådanne debatter af en tilsyneladende umulig logisk knude har ofte været overmåde frugtbare for uddybelsen af vor erkendelses væsen. Måske skulle vi her mindes et par af de ældste paradokser:

Der er jo det om manden, der erklærede: »Jeg lyver!« Det drilske tankespil består så deri, at dersom han taler sandt, så lyver han; og dersom han lyver, så taler han sandt!

Et andet velkendt eksempel drejer sig om Achilles og skildpadden, som løber om kap, idet dog skildpadden – hvis sendrægtighed på forhånd måtte ventes at levne den få chancer over for den letfodede helt – for fairness skyld var blevet indrømmet et forspring. Nu er det jo ubestrideligt, at når Achilles når frem til skildpaddens startlinie, har det skjoldbærende krybdyr allerede forladt denne og befinder sig et vist stykke forude – lad os sige ud for et bestemt træ. Igen er det jo indlysende for tanken, at når Achilles når frem til dette træ, har skildpadden forladt dette og befinder sig igen et stykke forude – og således ad infinitum: Til enhver tid må Achilles passere et punkt, som skildpadden allerede har forladt; det synes altså umuligt for den for sin raskhed navnkundige helt at overhale det sindige reptil!

I modsætning til det første paradoks tilhører det andet fysikkens sfære, i den udstrækning man er villig til at erstatte såvel Achilles og den antikke skildpadde med nulevende væsener af lignende natur – eller endda med livløse prøvelegemer. Man kan da ved eksperimenter overbevise sig om, at den dragne slutning var i modstrid med forsøgets resultat – og derfor må der ét eller andet sted være en logisk fejl i ræsonnementet. Det er jo nemlig det betryggende ved diskussionen og analysen af paradokser i fysikken – hvadenten det drejer sig om termodynamikken (Maxwells



daimon), relativitetsteorien eller kvanteteorien: Vi *ved* på forhånd, at paradokserne må kunne opløses, thi det må formodes, at *naturen* ikke kan være i modstrid med sig selv! – Om matematikken – a propos det første paradoks – kan være det, skal jeg ikke kunne sige.

* * *

Lad os derfor nu med en følelse af tryghed vende os til nogle af de instruktive tankeforsøg, som spillede en stor rolle i diskussionerne mellem Bohr og Einstein for halvtreds-tres år siden. Fra Einsteins side drejede det sig ved Solvay-mødet i Bruxelles i 1927 om en tvivl om modsigelses-friheden af kvantebeskrivelsen; fra Bohrs side om eftervisningen af, at det netop er *ubestemtheds-relationerne* – som for eksempel de Heisenbergske mellem position og impuls af et objekt – der forhindrer en logisk konflikt i beskrivelsen og anviser de komplementære størrelser deres plads.

Betragt derfor det forsøg, der er skitseret på figur 1*. Fra en kilde sendes elektroner, én ad gangen, gennem hullerne O, A, B i skærmene S₁ og S₂. Dersom begge skærme er fast lokaliseret i referenssystemet, d.v.s. i forhold til det øvrige apparatur, vil der på fotografi-pladen F gradvis – prik efter prik – opbygges et interferens-mønster: Og det for tanken chokerende dilemma består jo deri, at interferens-mønstret svarer til en felt-udbredelse involverende begge huller (se nedenfor), medens ikke desto mindre dette mønster opbygges gradvis af permanente mærker efterladt af enkelte partikler. Spørgsmålet er nu, om denne ovenud fremmedartede konsekvens af kvanteteorien afslører en indre logisk modstrid i beskrivelsen. I dag ved vi, takket være utallige forsøg udført i laboratorier – i stedet for i tankens verden – at disse forudsigelser af kvanteteorien virkelig er korrekte.

Lad os nu nærmere studere dilemmaets art. På den ene side synes enkelt-prikkerne på fotografipladen at tvinge os til den konklusion, at der er tale om partikler, der i så fald måtte være gået igennem *enten* hullet A *eller* hullet B. På den anden side kræver selve interferens-mønstret tilstedeværelsen af feltkomponenter i samvirke ved *begge* hullerne.

Vi må således nøjere studere iagttagelses-vilkårene: Hvis vejlængdeforskellen $s = OAP - OBP$ er et helt antal bølgelængder:

$$s = n \cdot \lambda, n = 1, 2, 3 \dots \quad (24)$$

* Figur 1 og 2 er hentet fra artiklen: Niels Bohr »Diskussion med Einstein om erkendelsesteoretiske Problemer i Atomfysikken« (1949). Genoptrykt i: Niels Bohr »Naturbeskrivelse og menneskelig erkendelse« (Rhodos 1985).

vil bølgetogene give maksimal *forstærkning* i punktet P, hvorimod de helt vil udslukke hinanden dér, hvis vejlængde-forskellen netop giver en overskydende *halv* bølgelængde:

$$s = (n + 1/2) \lambda \quad (25)$$

Her står λ for den bølgelængde, der gennem kvante-relationen

$$\lambda = h/p \quad (26)$$

er tilordnet elektronens impuls, p , ligesom frekvensen

$$v = h/E \quad (27)$$

er tilordnet dens energi, E (konsultér eventuelt Appendix).

I stedet for at lade elektron efter elektron falde ind på den samme fotografiske plade, kunne vi have et stort antal identiske apparat-opstillinger, med hver deres fotografiske plade, og kun sende én eneste elektron gennem hver. Når vi så til sidst lagde pladerne oven over hinanden og kiggede igennem hele stakken, ville vi så se interferens-mønstret som før – forudsat, naturligvis, at pladerne var lagt »rigtigt« oven på hinanden! Hvad betyder »rigtigt«? Det betyder, at de lægges sammen svarende til deres positioner i forhold til apparatets øvrige dele, skærmene S_1 og S_2 .

Hvis for eksempel skærmen S_1 tænkes forskudt stykket δy i y -aksens retning, viser simple geometriske betragtninger (se fig. 1), at vejlængdeforskellen s ændres med beløbet

$$\delta s \approx \frac{a}{l} \delta y, \quad (28)$$

hvis afstanden l er stor i forhold til a og δy . Kender vi δy og de faste størrelser a og l , kan vi korrigere for forskydningen ved at forskubbe den pågældende fotografiske plade i forhold til andre (med $\delta y = 0$).

Den anvendte apparat-opstilling udelukker enhver mulighed for kontrol med, hvilket hul i skærmen S_2 den enkelte elektron passerer – og det ville jo også straks føre til en umulig logisk forvikling: Thi interferensmønstret opbygges jo, som nævnt, ved samvirke af *begge* hullerne i skærmen S_2 – stribe-afstanden i mønstret er omvendt proportional med afstanden mellem hullerne A og B; men hvorledes skulle det sted på den fotografiske plade, hvor den enkelte elektron viser sig at ramme, kunne influeres af åbningen af et hul, gennem hvilket man kunne kontrollere, at den *ikke* passerede?

Lad os nærmere betragte denne afgørende pointe ved at spørge, hvor-

ledes den eksperimentelle opstilling skulle modificeres med henblik på virkelig at *kontrollere*, gennem hvilket hul elektronen passerer. En simpel fremgangsmåde ville bestå i at måle rekylet af skærmen S_1 i y-aksens retning, foranlediget af elektronens passage: Går den opad, passerer elektronen det nedre hul i skærmen S_2 ; går den nedad, passerer elektronen igennem det øvre hul. Spørgsmålet er nu, med hvilken nøjagtighed det er nødvendigt at fastlægge rekyimpulsen, der jo er lig med og modsat rettet y-komponenten af elektronens impuls efter passagen af skærmen S_1 .

Så længe skærmen S_1 – som på fig. 1 – er fast forankret i de tunge legemer, der definerer henførelses-systemet, går rekyimpulsen »tabt« i den forstand, at den deles ud blandt legemernes frygteligt mange molekyler – på *irreversibel* måde, idet der jo ingen mulighed er for påny at samle præcis den oprindelige impulsmængde og føre den tilbage til elektronen. – En fastlæggelse af rekyimpulsen kræver, at skærmen S_1 er bevægelig – f.eks. ophængt i en fjeder som på fig. 2 – således at dens impuls i y-aksens retning kan kontrolleres før og efter elektronens passage.

Da afstanden, a , mellem hullerne i S_2 var forudsat lille i forhold til afstanden l , er den kritiske vinkel $\sim a/l$. Lad p være elektronens impuls i x-aksens retning – den kan forudsættes uændret gennem hele processen. Øjensynlig må vi da tilstræbe en nøjagtighed Δp i impulsmålingen af skærmen i y-aksens retning, således at

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\Delta p}{p} < \frac{a}{l} \\ \text{eller} \\ \Delta p < \frac{a}{l} p = \frac{a}{l} \frac{h}{\lambda} \end{array} \right\} (29)$$

Det betyder jo imidlertid, at ikke blot må – selvfølgelig – skærmens faste forbindelse til referens-systemet løsnes, men kontrollen med dens position i y-retningen må tillade et spillerum Δy , der mindst beløber sig til

$$\Delta y > \frac{h}{\Delta p} > \frac{l}{a} \cdot \lambda \quad (30)$$

Men det indebærer, ifølge (28), at vejlængde-forskellen s for et givet punkt på den fotografiske plade er udefineret med et beløb

$$\Delta s > \lambda \quad (31)$$

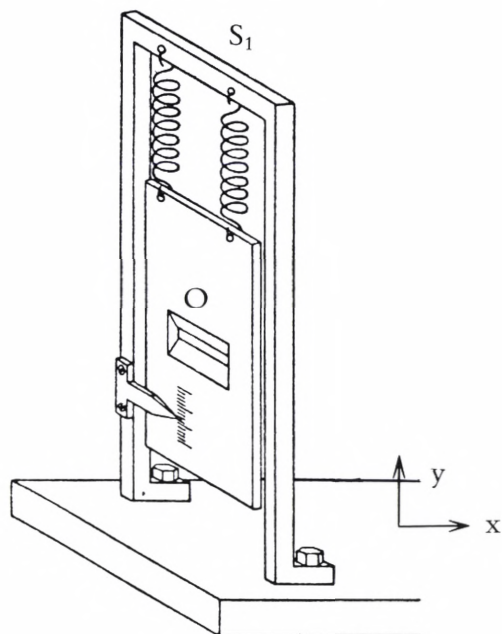


Fig. 2.

d. v. s. at det er komplet ubestemt, om det pågældende punkt skulle svare til et maksimum eller et minimum i interferens-mønstret. Hvadenten vi tænker på at sende elektron efter elektron ind mod én og samme fotografi-plade, eller at sende én elektron gennem hver af mange identiske apparater, implicerer den ovenstående konklusion jo, at man definitivt har brudt den positions-korrelation mellem den første elektron og den næste, eller de øvrige, hvoraf opbygningen af interferens-mønstret skulle fremgå. Til gengæld kan vi så, ved fortsat at måle impulsoverførslen til skærmen S_1 for hver enkelt elektron, sortere fotografi-pladerne i to buncker, svarende til elektroner, der har passeret gennem det ene eller det andet hul. *Summen* af disse to mønstre er jo det, der overhovedet *ikke* ligner *interferens*-mønstret opbygget af fase-korreleerede delstråler fra de to huller i samvirke (se evt. appendix).

Men der er endnu en subtil pointe i dette spil: Som vi skal se, kan man nemlig *vente* med at beslutte, hvilken måling man vil udføre på skærmen S_1 , indtil elektronen allerede har passeret skærmen, og hvor man derfor ville mene, at dermed var det hele bal forbi. Hertil vil vi vende tilbage efter at have studeret et tankeforsøg, der i litteraturen kaldes *Einstein-Podolsky-Rosen-paradokset*, thi opløsningen af dette er allerede indeholdt – som påpeget af Bohr – i den ovenstående forsøgs-anordning.

Den grundlæggende problemstilling i diskussionen – til hvilken senere de engelske fysikere Bohm og Bell leverede interessante bidrag – er netop arten af oplysninger, som vi kan indhente om et objekt ved at foretage målinger på et prøvelegeme, med hvilket objektet engang – muligvis for længe siden – har været i vekselvirkning eller kontakt. Som allerede betonet er dette den almindeligst tænkelige eksperimentelle situation, og alt hvad vi ved om atomerne er jo indhentet ved sådanne eksperimenter.

Den omhandlede situation er følgende: Vi betragter et objekt, der er sammensat af to del-legemer, og hvis totale impuls er fastlagt. Dermed har man givet afkald på enhver definition af objektets position *relativt* til et *fast ydre* henførelsessystem. Derimod er der intet til hinder for, at det ene del-legemes position *relativt* til det *andet del-legeme* er fastlagt.

I sit svar til Einstein foreslog Bohr denne præparations-mekanisme: Anskaf en skærm med to huller anbragt i den retning, hvori afstanden imellem de to partikler ønskes fastlagt. Send de to partikler gennem hver sit hul og mål impulsen af skærmen i den pågældende retning før og efter partiklernes passage. Derved er den totale impuls af systemet fastlagt tillige med afstanden mellem partiklerne, i hvert fald umiddelbart efter passagen af skærmen.

Den tilsyneladende vanskelighed, som Einstein følte så stærkt, er nu denne: Efter adskillelsen af de to partikler kan vi frit vælge, om vi ved at måle positionen af den ene partikel – der fungerer som prøvelegeme – kan drage slutninger om *positionen* af den anden partikel; *eller* om vi ved at måle impulsen af prøvelegemet vil kunne slutte os til *impulsen* af den anden partikel (objektet). Eftersom der på dette stadium af forsøget ikke kan være tale om nogen håndgribelig fysisk påvirkning af objektet ved målingen på prøvelegemet, slutter Einstein og hans medarbejdere, at *såvel* objektets position *som* dets impuls må være dele af den »fysiske virkelighed«, hvad objektet angår, ud fra et kriterium, som de formulerer således: »Hvis vi, uden på nogen måde at forstyrre et system, med fuld sikkerhed kan forudsige værdien af en fysisk størrelse, så eksisterer der et element af den fysiske virkelighed svarende til denne størrelse«. (Bohrs oversættelse, loc. cit.).

Skønt rustede med så mange års bagklogskab må vi jo medgive, at dersom en måling af et prøvelegeme kunne påvirke *opførslen* af et objekt langt borte, ville vi stå over for et virkeligt dilemma – uanset at vi overhovedet ikke har inddraget relativitetsteorien i problemet og derfor ikke er berettiget til at henvise til lyshastigheden som den maksimale hastighed for udbredelsen af signaler.

Opgaven, som vi står overfor, må derfor være nærmere at undersøge, hvilke udsagn vi entydigt kan formulere med hensyn til objektets opførsel udfra målinger udført på prøvelegemet – måske adskilt fra objektet ved betragtelige afstande i rum såvel som i tid. Lad os derfor nøjere overveje, om og i hvilken forstand partikel nummer 2's opførsel kan siges at blive influeret af en måling udført på nr. 1.

Udgangssituationen er jo én, hvori *begge* partiklers impulser (p_1 , p_2) såvel som deres positioner (x_1 , x_2) er komplet udefinerede, kvantetilstanden for topartikel-systemet er (i vor tidligere anvendte hieroglyph-notation:

$$|\varphi_I\rangle = |P, r\rangle \quad (32)$$

$$\begin{aligned} P &= p_1 + p_2 \\ r &= x_1 - x_2 \end{aligned} \quad (33)$$

Det »ekstravagante« ligger i begyndelsessituationen:

$$|P, r\rangle,$$

hvis man forestiller sig en ren kvantetilstand, selv hvis r er mange lysår. En ekstravagance som i den klassiske mekanik, hvis man hævder, at dersom man kendte steder og impulser af alle atomer i verden, kunne alt, hvad der ville ske i fremtiden forudberegnes. Men om r har en større eller mindre værdi er ganske irrelevant for hele problemstillingen.

I tilstanden (32) er de to partikler hver for sig fuldstændig ukorreleret i forhold til det givne referens-system; men den ene partikels variable (x_1 , p_1) er korreleret til den andens (x_2 , p_2).

Lad os nu spørge: Kan vi komme i modstrid med ubestemthedsrelationerne ved at måle impulsen af den første »partikel« og derved slutte os til impulsen af den anden; og måle positionen af den anden uden at påvirke den første »partikel«? Lad os først slå fast, at måler vi nu, lad os sige, impulsen af nr. 1 – ved som før at lade elektromagnetisk stråling reflektere fra den og måle Dopplerforskydningen – vil det resulterende spillerum i positionen *ikke* vedrøre koordineringen til referens-systemet (thi x_1 var i *forvejen* totalt ubestemt), men positionen af 1 i *forhold til* 2:

$$r \text{ totalt »tabt«},$$

netop fordi vi kun bestrålede nr. 1! Til gengæld har vi så vundet en fastlæggelse af impulsen af nr. 2, således at kvantetilstanden af systemet nu symboliseres ved hieroglyphen

$$|\varphi_{II}\rangle = |p_1, p_2 = P - p_1\rangle. \quad (34)$$

Positionerne af de to partikler er hver for sig totalt ubestemte – men det har de været hele tiden; fastlæggelsen af p_1 har imidlertid brudt den rumlige korrelation imellem dem.

En efterfølgende måling af x_2 (i det faste referens-system) vil jo indebære en ukontrollabel impulsudveksling med strålingen (som før), hvorved nu p_2 går tabt og den resulterende tilstand er da (idet nr. 1 er uberrørt):

$$|\varphi_{III}\rangle = |p_1, x_2\rangle. \quad (35)$$

Men antag nu, at en iagttager – uden at vi vidste derom – havde bragt måleudstyr i anvendelse, hvorved han havde fastlagt positionen af partikel 2, *inden* vi målte p_1 ! Derved går ikke p_1 tabt, for den er i forvejen udefineret, men *netop* fordi strålingen nu kun rammer nr. 2, går den totale impuls P af parret tabt; og den resulterende tilstand er – idet nu også partikel 1 er lokaliseret i forhold til referens-systemet:

$$|\varphi_{IV}\rangle = |x_1 = x_2 + r, x_2\rangle. \quad (36)$$

Dersom vi, der tager os af partikel nr. 1, ikke er informeret om den forudgående måling af x_2 , men tror, at en impulsmåling af nr. 1 resulterer i tilstanden $|\varphi_{II}\rangle$, *begår vi simpelthed en fejl!* De forudsigelser, vi vil gøre om det samlede partikel-systems fremtidige opførsel vil være *objektivt forkerte*, idet denne vil være bestemt, *ikke* ved $|\varphi_{II}\rangle$, men ved $|\varphi_{IV}\rangle$. Der er således ikke tale om, at målinger blot repræsenterer subjektiv information; de ændrer på objektiv vis forudsætningerne for forudsigelser af fremtidige målinger, derved, at de pågældende målinger refererer til forskellige – komplementære – iagttagelsessituationer.

Afgørende er det at lægge mærke til, at der ikke er tale om nogen *påvirkning* af 2 ved måling af 1; at en *relation* mellem 2 og 1 kan ændres ved en måling på 1, er der jo intet mystisk ved.

I det hele taget er jo en »impuls« eller en »position« af et legeme ikke noget, legemet »har« eller »besidder«; men det er udsagn om, hvorledes det vil opføre sig i givne eksperimentelle situationer. Vi kan altså sammenfatte situationen i denne skematiske form:

$p = p_1 + p_2 \rightarrow$	Oprindelig fastlæggelse
$r = x_1 - x_2 \rightarrow$	hvorledes det samlede system vil opføre sig i kollisionssproces
	hvornår et lyssignal afsendt fra 1 og reflekteret tilbage fra 2 vil nå tilbage til 1 igen, $t = 2r/c$.

Fastlægges positionen af 1 i forhold til ydre referens-system, fastlægges også x_2 .

Udsagn om opførsel af fjern genstand, ikke ensbetydende med »information«, der rejser op til den.

Det tilfælde, hvor der er tale om to *impulsmålinger*, er mere trivielt:

Vi begynder igen med kvantetilstanden

$$|\varphi_I\rangle = |P, r\rangle \quad \begin{array}{l} P = p_1 + p_2 \\ r = x_1 - x_2 \end{array} \quad (37)$$

1) Vi måler impulsen af 1. Resultat p_1

$$|\varphi_{II}\rangle = |p_1, p_2 = P - p_1\rangle. \quad (38)$$

2) Uden at vi vidste det, har anden iagttager målt impulsen af 2 og fundet resultatet p'_2 :

$$|\varphi'_{II}\rangle = |p'_1 = P - p'_2, p'_2\rangle \quad (39)$$

3) Derfor måler vi ikke – som vi troede – på $|\varphi_I\rangle$, men på $|\varphi'_{II}\rangle$. I dette tilfælde gør vi dog ingen fejl, men blot en overflødig måling, der bekræfter, at

$$p_1 = p'_1 \quad p_2 = p'_2 \quad (40)$$

I sin artikel (loc. cit.) citerer Bohr konklusionen (i oversættelse) fra hans oprindelige svar til Einstein (1935) og kommenterer den:

»Fra vort synspunkt ser vi nu, at formuleringen af det ovenfor nævnte af Einstein, Podolsky og Rosen foreslåede kriterium på fysisk virkelighed rummer en flertydighed med hensyn til meningen af udtrykket »uden på nogen måde at forstyrre et system«. Selvfølgelig er der i et tilfælde som det vi lige har betragtet ikke tale om en mekanisk forstyrrelse af det undersøgte system på det sidste kritiske stadium af målingerne. Men netop på dette stadium er der tale om *en indflydelse på selve de betingelser, der definerer de mulige typer af forudsigelser vedrørende systemets fremtidige opførsel*. Eftersom disse betingelser udgør et uundværligt element af beskrivelsen af ethvert fænomen til hvilket udtrykket »fysisk virkelighed« på konsekvent måde kan knyttes, ser vi at de nævnte forfatteres argumentation ikke retfærdiggør deres konklusion at den kvantemekaniske beskrivelse er væsentlig ufuldstændig. Denne beskrivelse må tværtimod, som det fremgår af den foregående diskussion, karakteriseres som en rationel udnyttelse af alle muligheder for entydig interpretation

af målinger, forenelig med den af virkningskvantet betingede endelige og ukontrollable vekselvirkning mellem objekterne og måleinstrumenterne på kvanteteorien område. Det er kun det gensidige udelukkelsesforhold mellem to forsøgsanordninger, tilladende entydig definition af komplementære størrelser, der giver plads for nye fysiske love, hvis optræden ved første blik synes uforenelig med naturvidenskabens grundlæggende principper. Det er netop denne helt nye situation med hensyn til beskrivelse af fysiske fænomener, som betegnelsen *komplementaritet* tager sigte på at karakterisere. «

I artiklen fra 1949 tilføjede Bohr: »Ved at læse disse afsnit igen føler jeg stærkt udtryksformens mangler, der må have gjort det meget vanskeligt at følge tankegangen, som tilstræber at fremhæve den flertydighed der rummes i en henvisning til objekters fysiske attributter, når talen er om fænomener, hvor der ikke kan skelnes skarpt mellem objekternes egen opførsel og deres vekselvirkning med måleinstrumenterne. Jeg håber imidlertid, at redegørelsen for diskussionerne med Einstein i de foregående år, der bidrog så meget til at gøre os fortrolig med situationen i kvantefysikken, giver et klarere indtryk af at genoprettelsen af logisk orden på dette erfaringsområde krævede en gennemgribende revision af grundlaget for fysisk forklaring. «

Vi ser, at situationen virkelig er præcis den samme som i dobbeltspalteforsøget: Umiddelbart efter objektets passage af skærmen S_1 står vi først over for valget, om vi vil bestemme skærmens rekyl – og dermed hvilket af de to huller i skærmen S_2 objektet passerede; eller om vi foretrækker at lokalisere skærmen S_1 *relativt* til det øvrige måleudstyr, hvorved pletten på fotografipladen vil kunne korreleres til et interferensmønster – således som det vil opbygges, prik efter prik, i *denne* målesituation. – Sammenfattende må vi konkludere, at der ikke er grundlag for at hævde, at der »eksisterer« dele af den »fysiske virkelighed« hinsides den kvanteteoretiske beskrivelse.

Afslutning: Om »Virkeligheden«

Kvanteteorien har lært os at forstå naturen i en vidde og dybde, som vel ingen før havde anset for mulig. Hvorfor der er faste stoffer og væsker, hvordan det kan være, at solen skinner, og først og sidst: stabiliteten af de stoffer, hvoraf vi selv og verden omkring os er bygget op.

Men kvanteteorien har også givet os en almen »filosofisk« belæring: Den har demonstreret for os, at når vi udvider erfaringsområdet til noget

så fjernt fra dagligdagen som studiet af atomernes opførsel og lovmæssigheder, så støder vi på hidtil uanede *forudsætninger* for anvendelsen af begreber som »virkelighed« og »eksistens« på dette gebet. Som ofte fremhævet af Bohr, er betydningen af sådanne glosor i sproget ikke givne én gang for alle og nedskrevet i en ordbog. Når vi i vor udforskning af naturen drister os ind på nye og fremmedartede territorier, må vi være forberedt på, at dagliglivets glossarium – som jo til syvende og sidst er det, vi endelig må falde tilbage på – kun kan anvendes under særlige vilkår, med forsigtighed og en ellers ikke påkrævet nøjagtighed.

Således, når nogle bruger den talemåde, at vi – ved valget af en iagttagelse af én ud af to eller flere komplementære (hinanden udelukkende) fysiske størrelser – *ændrer virkeligheden*, en del af det hele *univers*, er det nok en vending, man skal bruge med varsomhed: Også i dagligverdenen er næsten enhver handling med til at ændre virkeligheden: én sår et træ, én skriver et digt, én føder et barn. Også den livløse natur selv formår jo at ændre sig selv ret drastisk, som når den skaber en ny vulkansk ø, et solsystem, ja, måske livet selv.

Hvis man imidlertid foretrækker den farverige talemåde, må man i hvert fald pointere, at den »ændring af virkeligheden«, hvorom der er tale i forbindelse med iagttagelsen, vedrører *fremtiden*: Ingen tænkelig iagttagelse eller noget som helst maskepi overhovedet kan selvfølgelig ændre på *fortiden* – til beklagelse for mange af os! Men vi kan beslutte, hvilke træk i fortidens virkelighed vi vil korrelere med nutidens eller fremtidens.

Det er her vigtigt at erindre – som allerede tidligere påpeget – at en statistisk forudsigelse af et eksperiments udfald er et lige så *objektivt* udsagn om virkeligheden, som en deterministisk forudsigelse. Allerede i den klassiske fysik fører det til store vanskeligheder, hvis man forsøger at fastholde den anskuelse, at en sandsynligheds-beskrivelse blot svarer til en given uvidenhed hos iagttageren. Og i kvantebeskrivelsen fører en sådan anskuelse til direkte logiske modsigelser. Det beror på, at ubestemthedsrelationerne – for eksempel mellem position og impuls – giver plads for helt nye lovmæssigheder; og sådanne nye lovmæssigheder kan vel næppe antages at være afhængige af én eller andens uvidenhed – hvis, i særdeleshed?

* * *

Den overraskende belæring, som kvantefysikkens udvikling har givet os, om vilkårene for i en objektiv beskrivelse at anvende ord som »virkeligheden« på konsistent måde, rejser selvfølgelig spørgsmålet, om denne belæring kunne have relevans for andre kundskabsområder. Bohr mente

at kunne skimte sådanne vidt forgrenede konsekvenser for mange sider af sammenfatning af menneskelige erfaringer. Hele denne problemkreds har jo været drøftet i David Favrhholdts artikel.

Her skal vi derfor blot pege på, at selve erkendelsen af den blotte mulighed, i logisk henseende, for en *generalisation* af selve *arten* af naturbeskrivelsen – hele dens væsen – er en *irreversibel* proces. Dette var måske den pointe, som Bohr havde i tankerne, når han somme tider for spøg sagde: Selv om vi en morgen vågnede op og opdagede, at hele kvantefysikken havde været en drøm – så ville vi *dog* have lært noget!

Appendix

I dette appendix skal vi sammenfatte nogle fysiske grundbegreber, som kan være nyttige i forbindelse med hovedteksten.

Klassisk partikel-mekanik

En partikel er en genstand, hvis indre struktur i den foreliggende situation ikke er af vigtighed – det kan for eksempel være Jorden i dens bane omkring solen. Partiklen karakteriseres ved den position $\vec{r}(t)$ (i størrelse og retning) til tiden t :

$$\vec{r} = \vec{r}(t).$$

Men en position har kun mening *i forhold*, eller *relativt* til noget, som kan fungere som reference-system. I den Newton'ske mekanik har *tiden* en absolut karakter, men i den specielle relativitetsteori har også tiden kun mening i forhold til et referens-system; det er på mange måder mere tilfredsstillende for tanken, at rum-koordinat og tids-koordinat optræder på en symmetrisk måde.

Foruden partikler opererer den klassiske mekanik med *potential-felter*

$$V = V(\vec{r}, t)$$

som afhænger af positionen i rummet, og måske af tiden (eksplicit). Man kan sige, at tilstedeværelsen af et sådant potentialfelt indfører en forskel imellem rummets punkter derved, at det varierer i værdi fra et punkt til et andet. Også potential-feltets argument (de uafhængige variable, \vec{r} , t) må jo henføre til et referens-system; blandt disse spiller *inertial-systemerne* en særlig betydningsfuld rolle. For disse systemer gælder det, at dersom potential-feltet er nul (eller blot konstant), vil en partikel bevæge sig med konstant impuls (hastighed) og energi:

$$\begin{aligned}
 V(\vec{r}, t) &= \text{konstant (uafhængig af } \vec{r}, t) \\
 \vec{p} &= m\vec{v} = \text{konstant i størrelse og retning.} \\
 E &= \frac{\vec{p}^2}{2m} = \frac{1}{2} m v^2 = \text{konstant,}
 \end{aligned}
 \tag{A1}$$

hvor m er partiklens masse, og \vec{v} dens hastighed (i størrelse og retning). I et inertial-system udtrykkes rummets og tidens »ensartethed« eller »isotropi« ved, at et prøvelegeme (en partikel) bevæger sig med konstant impuls og energi. Tilstedeværelsen af potentialfelter, der bryder rummets og tidens »isotropi« giver sig til kende i inertial-systemet derved, at prøvelegemet ændrer sin impuls og energi fra ét tidspunkt til et andet. Lad os koncentrere opmærksomheden på et tids-uafhængigt potentialfelt; da gælder for ændringen af: prøvelegemets impuls fra øjeblikket t til det næste øjeblik $t + \delta t$:

$$\frac{\vec{p}(t + \delta t) - \vec{p}(t)}{\delta t} = - \frac{V(\vec{r} + \delta\vec{r}) - V(\vec{r})}{\delta\vec{r}}$$

hvor $\vec{r} + \delta\vec{r}$ står for et nabopunkt til det punkt \vec{r} , hvor prøvelegemet befinder sig til tiden t . Når δt bliver meget lille kaldes venstre side den »tidsafledede« af \vec{p} ; når $\delta\vec{r}$ bliver meget lille kaldes højre side for »gradienten« af V :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = - \frac{\partial V}{\partial\vec{r}} = \vec{F}(\vec{r})
 \tag{A2}$$

hvor \vec{F} kaldes »kraften« (Newtons 2. lov).

Nu kunne jo prøvelegemet godt selv bestå af mange partikler, der udøvede kræfter på hinanden, mens de fór rundt mellem hverandre, holdt sammen på én eller anden måde: Da vil der »indeni« den begrænsede del af rummet være potentialfelter, der skelnede ét punkt fra et andet. Men hvis legemet er isoleret, fjernt fra andre legemer, der kunne skabe potentialfelter, vil det »udenfor« liggende rum være »ensartet« eller »isotrop«. Det betyder, at medens de enkelte partiklers impulser og energier stedse ændrer sig, vil det *samlede systems impuls og energi være konstant i tiden*, i overensstemmelse med konstateringen (1). I teksten benyttes denne afgørende »impuls-energi-sætning« især i forbindelse med et sammenstød mellem to genstande, der tilsammen kan anses for isoleret fra omverdenen. Da må så *summen* af legemers impulser og energier *før* stødet være lig med *summen* af impulser og energier *efter* stødet.

* * *

Hvis et system består af mere end nogle få partikler, bliver det både uoverkommeligt og uinteressant at holde rede på hver enkelts bevægel-

se, dens position og energi; da vil en statistisk beskrivelse være det naturlige hjælpemiddel. For eksempel kan man undersøge det gennemsnitlige antal partikler $\delta n(\vec{r}, t)$, der til tiden t befinder sig i et lille volumen δV omkring punktet \vec{r} . Dividerer vi δn med det lille volumen δV , får vi gennemsnittallet pr. cm^3 ; og dividerer vi videre med N , det samlede antal partikler i systemet, får vi

$$q(\vec{r}, t) = \frac{1}{N} \frac{\delta n(\vec{r}, t)}{\delta V}, \quad (\text{A3})$$

som repræsenterer *sandsynligheden* for at antræffe én partikel i én cm^3 omkring stedet \vec{r} til tiden t .

Et for hovedteksten særlig vigtigt eksempel på en sådan statistisk fordeling er vist på figur A1:

En sværm af partikler, der ikke udøver kræfter på hinanden, styrer ind mod en skærm med to huller. Først ser man fordelingspletten på en fotografiplade eller lignende bag skærmen, hvor kun det *øverste* hul er åbent. Heraf aflæser man sandsynligheden $q_{\text{O}}(r)$ for at antræffe en partikel i et givet punkt på fotografipladens plads. Derefter ser vi situationen, når kun det *nederste* hul er åbent – idet det antages, at afstanden mellem hullerne er passende meget større end fordelingspletternes udstrækning. Af denne figur aflæses sandsynlighedsfordelingen $q_{\text{N}}(r)$. Endelig ser man fordelings-mønsteret, når *begge* huller er åbne *på én gang*, og man ser, at dette mønster selvfølgelig blot er *summen* af de to forrige:

$$q_{\text{O+N}}(r) = q_{\text{O}}(r) + q_{\text{N}}(r). \quad (\text{A4})$$

Dette resultat beror jo derpå, at en partikel, der går igennem det *øverste* hul overhovedet ingen relation har – eller *kan* have – til én, der går igennem det *nederste* hul, ej heller hvis fordelingerne q_{O} og q_{N} overlappede.

Klassiske felter

Vi skal her blot skitsere nogle af de træk ved felter, der er af betydning for hovedteksten.

Ved et felt forstår man i almindelighed blot en fysisk størrelse, hvis værdi (i en eller anden enhed) er knyttet til de forskellige punkter i rummet, til en given tid; for eksempel kunne man tænke på temperaturen af Jordens atmosfære på forskellige steder til forskellige tider. Der kan være tale om felter, hvis værdi i et punkt udtrykkes ved et enkelt tal – som potential-felterne $V(\vec{r}, t)$; eller det kan dreje sig om felter, der foruden en størrelse også angiver en retning (de kræver således 3 tal for at

Fig. A1.

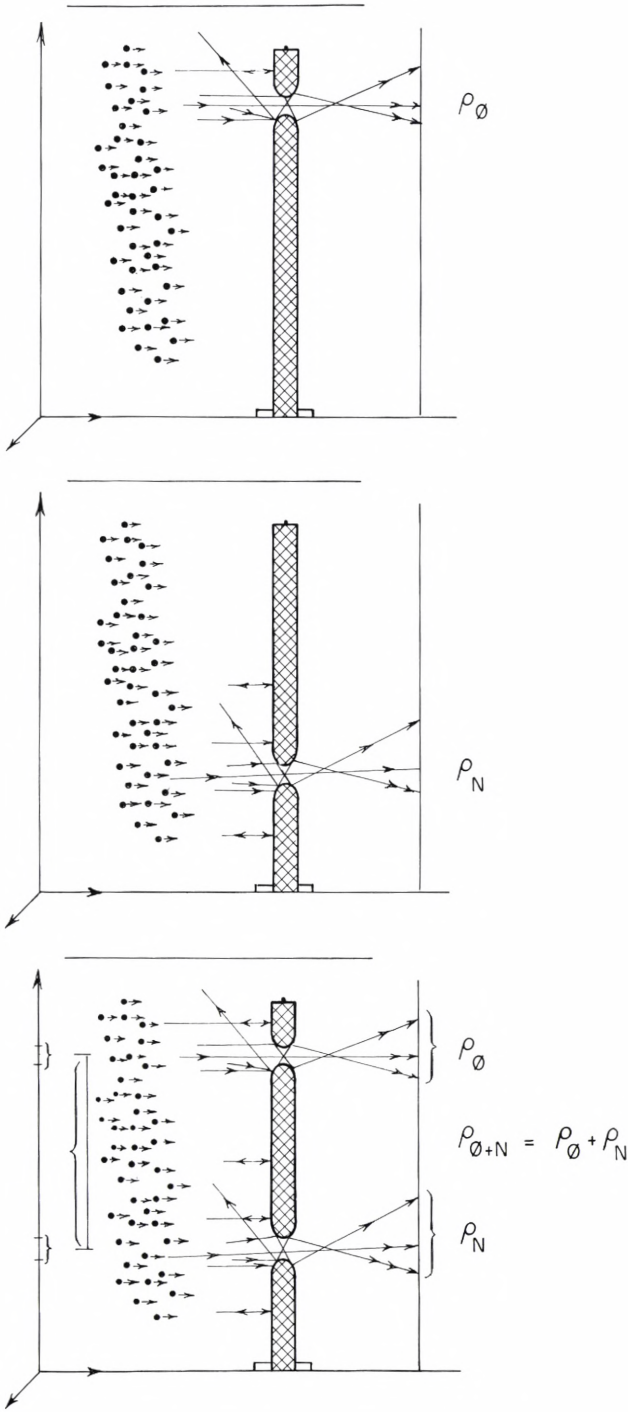
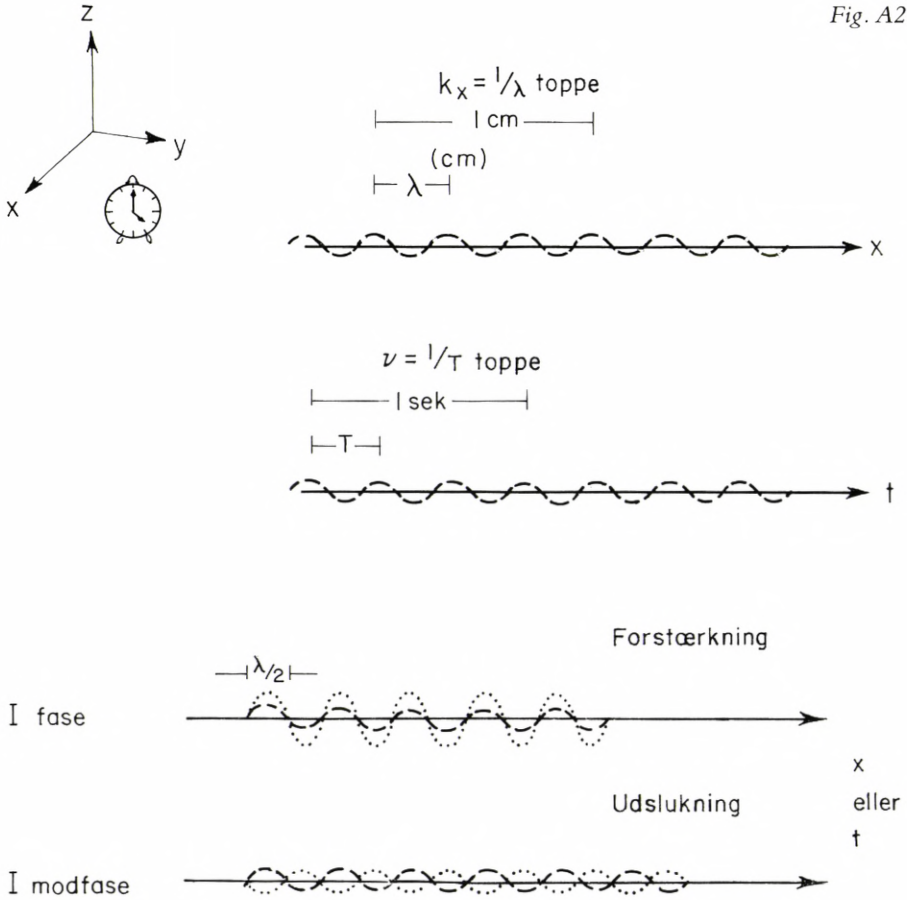


Fig. A2.



være fastlagt) som et kraft-felt $\vec{F}(\vec{r}, t)$ eller de elektriske og magnetiske felter. Lovene for deres udbredelse blev opstillet af Maxwell efter grundlæggende bidrag af især Faraday. Vi skal ikke her nedskrive disse love, men blot nævne deres vigtigste egenskaber.

De »kilder«, der »skaber« elektromagnetiske felter, er ladede partikler, som accelereres – for eksempel i en svingning; dette er det *klassiske* billede, der har et vidt anvendelses-område. Det er en konsekvens af Maxwells ligninger, at felterne adlyder *superpositions-princippet*: Hvis to felter »mødes« i et punkt i rummet til en bestemt tid, vil det resulterende felt være *summen* af de to felter. Især er dette betydningsfuldt for *bølger*: Det er elektromagnetiske felter (lys, radiobølger, Røntgen-stråler), der udbreder sig i rummet med samme konstante fart, c , i alle *inertial*-systemer, $c = 3 \times 10^{10}$ cm/sek. Specielt kan man betragte det idealiserede

tilfælde af en monokromatisk bølge, d.v.s. en bølge med konstant bølgelængde λ , eller frekvens ν (se figuren), hvor

$$\lambda \cdot \nu = c \quad (\text{A5})$$

Som antydnet på figur A2 kan *to* sådanne monokromatiske bølgetog bringes til at *forstærke* hinanden, hvis de overlejres (superponeres) i en »fase«, og til at *udslukke* hinanden, hvis de overlejres i »modfase«. Et interessant eksempel på en overlejring af bølger – ligegyldig af hvilken art – med *forskellig* bølgelængde står man overfor, hvis man vil opbygge et bølgetog med en endelig udstrækning i rummet. En strengt monokromatisk bølge repræsenteres ved en periodisk funktion i rummet med perioden λ (bølgelængde) og i tiden med perioden $1/\nu$ (svingningstiden). Som antydnet på figur A3 og som nøjagtig bevist af den store engelske fysiker Rayleigh, må man for at udslukke bølgen uden for et rumområde af størrelsen l , eller uden for et tidsinterval af størrelse τ , overlejre bølger med forskelligt bølgetal $k = 1/\lambda$ henholdsvis frekvenser ν inden for et interval, der mindst er af størrelse

$$\begin{aligned} \Delta k &\gtrsim 1/l \\ \Delta \nu &\gtrsim 1/\tau \end{aligned} \quad (\text{A6})$$

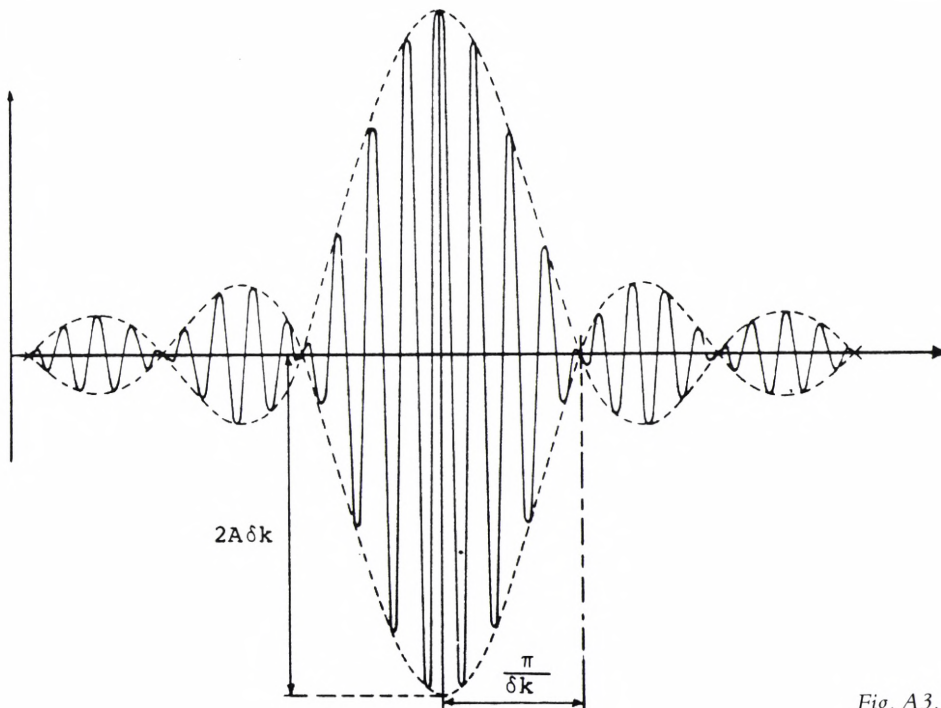


Fig. A3.

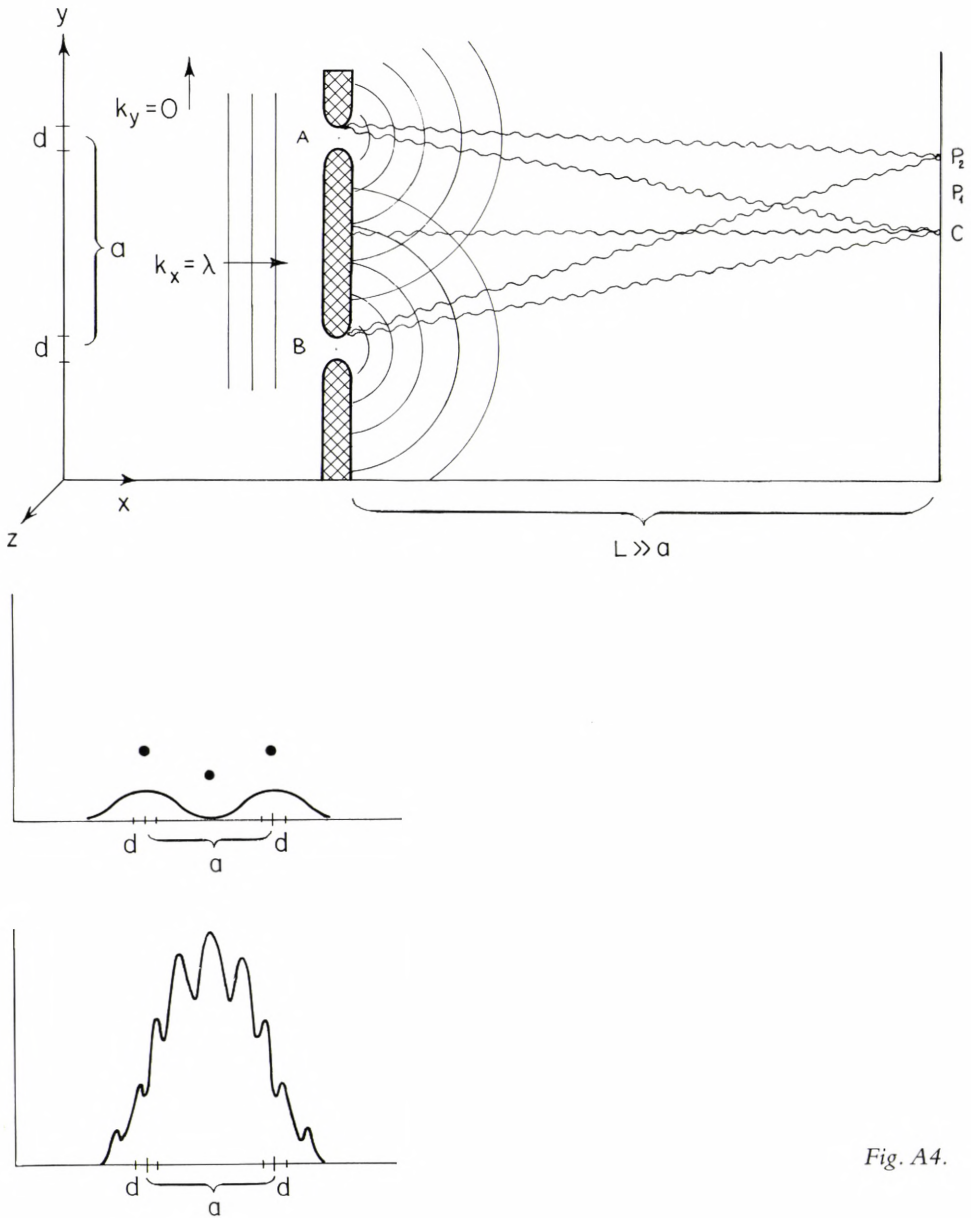


Fig. A4.

Lad os vende tilbage til skærmen med de to spalter og betragte et bølgefelt, der udbreder sig i x -aksens retning med bølgevektoren \vec{k} :

$$k_x = 1/\lambda \quad (\text{A7})$$

$$k_y = 0$$

Når bølgen passerer gennem hullerne (se figur A4) og senere opfanges på en fotografisk film bag skærmen, vil interferensen mellem de to delstråler give anledning til en række skiftende lyse og mørke striber. Det er let forståeligt, thi i punktet lige midt mellem hullet A og B er vejforskellen

$$BC - AC = 0 \quad (\text{A8})$$

Derfor vil bølgetoppe, der starter i A og B, forstærke hinanden i punktet C. Vandrer vi nu opad filmen til punktet P_1 , således at

$$BP_1 - AP_1 = \lambda/2 \quad (\text{A9})$$

så vil bølgetop fra det ene hul falde sammen med bølgedal fra det andet og bølgetogene vil ganske udslukke hinanden. Maksimal forstærkning får vi næste gang i punktet P_2 , hvor

$$BP_2 - AP_2 = \lambda \quad (\text{A10})$$

og således videre. Man efterregner let, at stribeafstanden CP_2 , når – med figurens betegnelse –

$$L \gg a$$

er givet ved

$$CP_2 \approx \frac{L}{a} \lambda \quad (\text{A11})$$

Dette resultat kan også forstås på basis af Rayleighs relationer (A6). Thi mens bølgevektoren k_x kan anses for uændret under bølgens passage af skærmen, vil indsnævringen af feltet i y-aksens retning til beløbet

$$\delta y \approx a \quad (\text{A12})$$

hvor uden for bølgetoget er nul, betyde en optræden af bølgevektorer i y-aksens retning af størrelsesordenen

$$\delta k_y \approx \frac{1}{a} \cdot n \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (\text{A13})$$

I afstanden L fra skærmen vil det netop give indfald af stråler med afstande

$$\frac{\delta k_y}{k_x} \cdot L \approx \frac{L}{a} \lambda \cdot n \quad (\text{A14})$$

i overensstemmelse med (A11).

Et sidste vigtigt punkt vedrørende for eksempel det elektromagnetiske strålingsfelt er dette, at der med feltets udbredelse er forbundet en energi- og impuls-transport. Det omtaltes allerede i det første kapitel, hvori radiobølgers transport af elektromagnetisk energi fra sender-antennen til modtager-antennen, blev berørt af Erik Rüdinger.

Betragter vi det simple tilfælde af en fri elektromagnetisk bølge, hvori den elektriske felt-vektor \vec{E} og den magnetiske feltvektor \vec{H} svinger vinkelret på hinanden, og begge vinkelret på bølgens udbredelsesretning, er der i denne retning en elektromagnetisk impuls, der i et lille volumen δV beløber sig til

$$|\delta\vec{\pi}| = \frac{1}{4\pi c} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}) \delta V \quad (\text{A15})$$

og en tilhørende energimængde

$$\delta\varepsilon = \frac{1}{8\pi} (\mathbf{E}^2 + \mathbf{H}^2) \delta V \quad (\text{A16})$$

Da, i det betragtede tilfælde, det elektriske og magnetiske felt i numerisk henseende er ens:

$$\mathbf{E} = \mathbf{H} \quad (\text{A17})$$

ser vi, at der gælder

$$\delta\varepsilon = c|\delta\vec{\pi}| \quad (\text{A18})$$

I den klassiske felt-teori er den elektromagnetiske energi og impuls ganske uafhængig af frekvensen, ν , eller bølgelængden λ , af en tilnærmelsesvis monokromatisk strålingsbølge. Det er på det punkt, at kvanteteorien indfører den drastiske og for forstanden svimlende relation for den totale elektromagnetiske energi og impuls, der kan overføres til en ladet »partikel«:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \text{Sum} (\delta\varepsilon) = h\nu \\ \vec{\pi} &= \text{Sum} (\delta\vec{\pi}) = h\vec{k}, \end{aligned} \quad (\text{A19})$$

hvor h står for den nye naturkonstant, kvantefysikkens heraldiske symbol, som har fået navn efter den tyske fysiker Planck, som først anede dens eksistens.

Påvirkningen af den ladede partikel vil derfor i mange henseender have karakter af et stød med en »partikel«, en »foton« eller et »lyskvantum« med den pågældende impuls og energi.

Sammenholder man udtrykkene (A16) og (A19), slutter man, at det

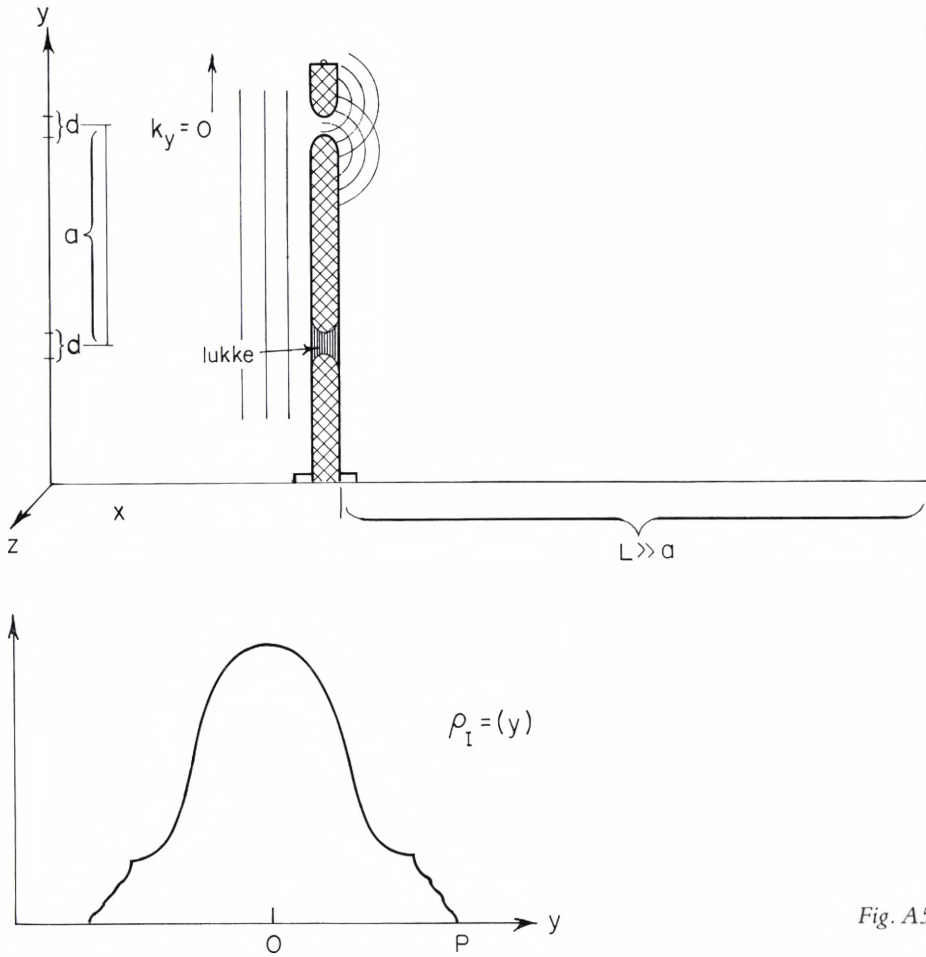
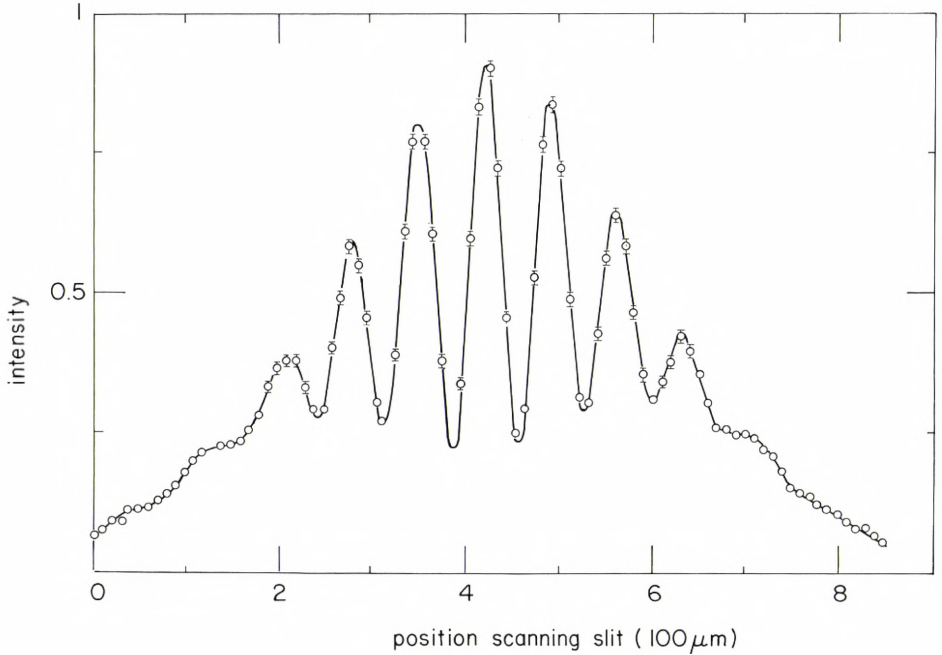


Fig. A5.

åbenbart må være umuligt frit at specificere de elektriske og magnetiske felter rundt omkring i rummet – thi så kunne man jo arrangere sig således, at kvantebetingelsen (A19) var ugyldig. Der er da også *ubestemt-hedsrelationer* mellem feltstørrelser i forskellige rum- og tidspunkter, hvis nøjere betydning Bohr analyserede i et banebrydende arbejde fra 1933 (i samarbejde med L. Rosenfeld). Hermed var komplementaritetets-argumentet udstrakt til den *relativistiske* kvanteteori.

Tilbage står at nævne, at dualiteten mellem felt og partikel, eller feltkvantum viser sig at være et helt generelt træk i studiet af de atomare objekter som elektroner, protoner eller atomkerner. I en eksperimentel opstilling, der er ækvivalent med den på figur A5, vil de atomare »par-



Figur A6. Interferens-striber fra et virkelig dobbelt-spalte forsøg udført med langsomme neutroner. Afstanden mellem spalterne var $a=10^{-4}$ cm, afstanden mellem skærmen var $5 \cdot 10^2$ cm og den til neutronernes impuls svarende bølgelængde var $\lambda = 2 \cdot 10^{-7}$ cm. Afstanden mellem stiberne $\lambda \cdot l/a$ bliver derfor 1 cm, svarende til figuren.

Spalternes bredde var $20 \cdot 10^2$ cm, hvorfor bøjningspletten bliver 2 gange 4 gange stribeafstanden, altså 8 cm. Summen af mønstrene, hvis først den ene og så den anden spalte åbnes, bliver derfor to brede pletter forskudt det lille-bitte stykke 10^{-4} cm – i praksis falder de altså oven i hinanden og svarer til profilen af kurven, hvis toppe og dale midles ud.

«tikler» udvise en *interferens-effekt* ganske svarende til et bølge-felt med bølgelængde λ givet ved

$$\lambda = h/p = \frac{h}{mv} \quad (\text{A20})$$

eller

$$p = h \cdot k,$$

hvor m er »partiklens« masse, p dens impuls og v dens hastighed. Hvad der særmærker dette mønster er jo, at det *ikke* er summen af de to mønstre, der fremkommer ved at åbne den øverste, henholdsvis den nederste spalte alene (sml. fig. A5). På grundlag af kvanterelationen (A20) *generaliseres* de klassiske Rayleigh-relationer – som jo er af geome-

trisk natur og derfor også må gælde for f.eks. elektron-feltet – til *ubestemtheds-relationerne*

$$\Delta x \cdot \Delta p \gtrsim h \quad (\text{A21})$$

Som vist af Heisenberg og Bohr i 1927 betyder Δx og Δp i denne relation det mindste spillerum, hvormed et hvilket som helst objekts position og impuls kan fastlægges sammen i en hvilken som helst given forsøgsopstilling. Bohr viste også – og det er forklaret i hovedteksten – at det alene er denne komplementaritetets-relation, der forhindrer en logisk modstrid mellem partikel-beskrivelse og felt-beskrivelse.

BEN MOTTELSON

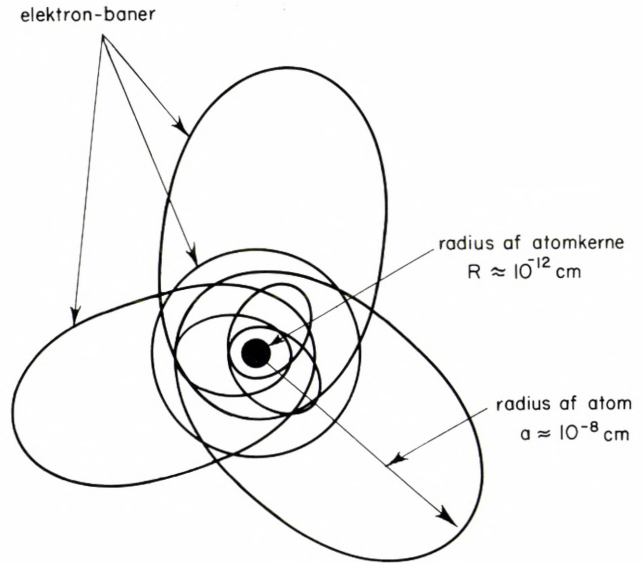
Niels Bohr og udviklingen af begreber vedrørende atomkernestruktur

Emnet for dette kapitel er af en anden karakter end de andre i samlingen. De andre beskriver den omvæltning i fysikkens forestillingsverden og den ændring i fysiksprogets egentlige grammatik, som blev os påtvunget af kvantebegrebets opdagelse. Her drejer det sig om nogle af de grundlæggende udviklinger i udforskningen af atomkerner – fysikerens forsøg på at opnå forståelse af kernens egenskaber på basis af samspillet mellem systemets bestanddele. Dette giver os lejlighed til at se eksempler på, hvorledes den moderne fysiske forskning har kunnet trænge ind i en uanet ny verden og på basis af en beskrivelsesramme, skabt af kvanteteorien, har kunnet udvikle egnede begreber til forståelse af et hjørne af denne verden. Temaet er snarere udforskning i og forståelse af en ny verden end skabelse af et helt nyt sprog til at udtrykke fysiske erfaringer.

Som en sidebemærkning synes jeg, det er interessant at se, hvorledes problemer af den art, vi møder i udforskningen af atomkerner, dvs. problemer vedrørende atomare systemer med mange partikler, er kommet til at spille en central rolle i en stor del af al den aktuelle forskning inden for fysikken. I forskningsområder så forskellige som studium af stoffets ejendommelige egenskaber nær det absolutte nulpunkt i temperatur, atomers og molekylers egenskaber, atomkerners struktur og selv egenskaber hos de såkaldte kvarker og gluoner, som udgør protonens bestanddele, er man stillet over for spørgsmålet om, hvorledes systemegenskaber opstår, om helhedens kollektive træk som udtryk for mønstre i bestanddelenes bevægelser. Denne gennemgående problemstilling giver en meget smuk og inspirerende sammenhæng til de ofte ret specialiserede og forskellige udviklinger inden for fysikkens deldiscipliner.

Men lad os nu komme i gang med kernefysikkens problemer. Som omtalt i første kapitel blev atomkernen opdaget af Rutherford i 1911 på basis af studier over spredning af α -partikler (dvs. hurtige He-kerner) i deres passage gennem tynde folier af forskellige stoffer. Til at begynde med måtte atomkernen betragtes som en elementarpartikel, altså udele-

Fig. 1.
 Atomet og
 atomkernerne;
 størrelser.



$$\frac{R}{a} \approx 10^{-4} \approx \frac{\text{kirsebær}}{\text{foldbold-bane}}$$

lig og uforanderlig – en tung, lillebitte, positivt ladet partikel siddende midt i ethvert atom (se fig. 1). Der var dog næsten fra starten antydninger af atomkernens sammensatte natur. Atomkernerne findes nemlig i en række forskellige heltallige størrelser – dvs. kernernes ladning, Z , målt i enheder af elektronens ladning, kan være $Z = 1, 2, 3, \dots$; ligeledes kan kernernes masser M tilnærmelsesvis udtrykkes som hele tal, A , gange protonens masse, M_p ,

$$\begin{aligned} M &= AM_p \\ A &\approx 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (1)$$

Disse forhold fører naturligt til forestillinger om kernen som et sammensat system bestående af elementære byggesten, der hver for sig har en masse svarende nogenlunde til protonens masse.

Denne antagelse blev stærkt støttet af Rutherfords opdagelse (1919) af den første kunstigt fremkaldte kernereaktion. Rutherford opdagede at: når en alfa partikel (*skabt* ved henfald af polonium) *rammer* en kvælstofkerne, *skabes* derved en hurtig proton og en (iltkerne-)rekyl (se også fig. 2)



Den sidste ligning beskriver Rutherfords kernereaktion i en moderne notation, hvor hver atomkerne, der optræder, er beskrevet med $\frac{A}{Z}$ (kemisk symbol); denne og alle andre kernereaktioner overholder nogle meget vigtige bevarelsessætninger, blandt andet bevarelse af ladning $Z_1 + Z_2 + \dots = Z_1^* + Z_2^* + \dots$ og bevarelse af massetal $A_1 + A_2 + \dots = A_1^* + A_2^* + \dots$, hvor ladningerne (masserne) for de kerner, som optræder i reaktionens begyndelsesstade, er $Z_1, Z_2 \dots (A_1, A_2 \dots)$, mens de tilsvarende størrelser for sluttetilstandens kerner er $Z_1^*, Z_2^* \dots (A_1^*, A_2^* \dots)$.

Vi er nu kommet til 1920'erne. De erfaringer, jeg har nævnt, gjorde det overvejende sandsynligt, at atomkerner er sammensatte systemer; men der kom ikke nogen frugtbar teoridannelse over kernestrukturen, dvs. forklaring af kernens egenskaber på basis af samspil mellem kernens elementære bestanddele. Vi kan i dag se, at denne udvikling ikke kunne

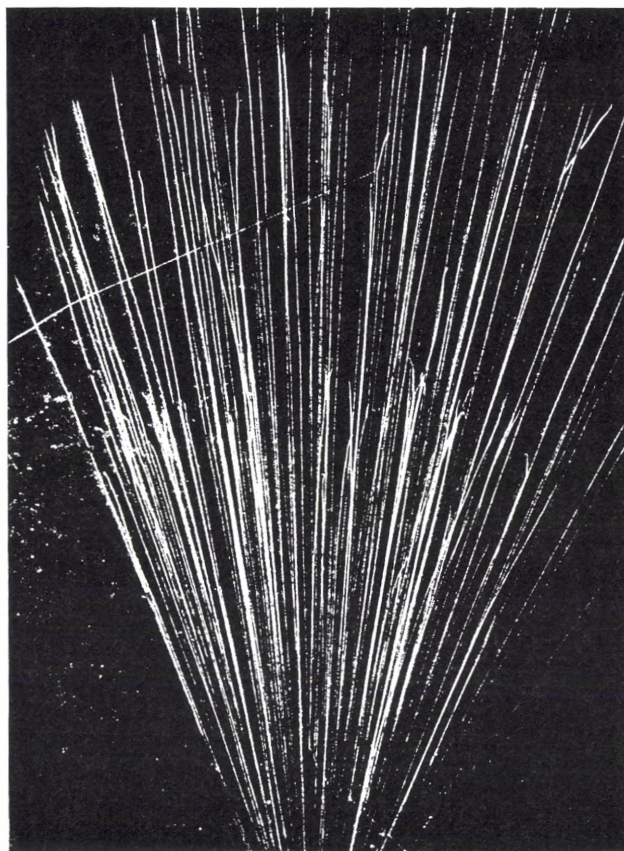
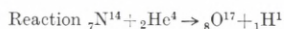


Fig. 2. Tågekammer-billede af alfa-partikel-baner. De fleste alfa-partikler løber lige ud, indtil de gradvis bliver bremset på grund af utallige stød mod luftens molekyler. I et enkelt tilfælde rammer en alfa-partikel en kvælstofkerne (øverst og lidt til højre for midten); resultatet af stødet er en løsrevet brint-kerne, der løber ud til venstre og en ilt-kerne-rekyl, som fortsætter næsten lige ud.



komme i gang, førend man havde opdaget kernens egentlige bestanddele.

Denne opdagelse blev færdiggjort af Chadwick i 1932 med hans påvisning af en ny partikel, neutronen, skabt i en kernereaktion mellem α -partikel og beryllium



Jeg kan ikke her gå nærmere ind på omstændighederne omkring opdagelsen af neutronen ud over at nævne, at allerede i 1920 havde Rutherford spekuleret over den mulige eksistens af en partikel med masse nær ved protonens masse, men med nul elektrisk ladning, en partikel som han forestillede sig bestående af en elektron og en proton tæt bundet sammen. Han og Chadwick havde siden 1920 brugt enhver lejlighed til at lede efter denne formodede nye partikel, og det lykkedes endelig i 1932.

Kort efter neutronens opdagelse var det Heisenberg, der indså to ting: For det første, at den nyfundne neutron sammen med protonen kunne betragtes som atomkernernes fundamentale byggesten. Denne beskrivelse giver en tolkning af kernens heltallige kvantetal (A, Z) således:

Z = antal af protoner

A = antal af protoner + antal af neutroner.

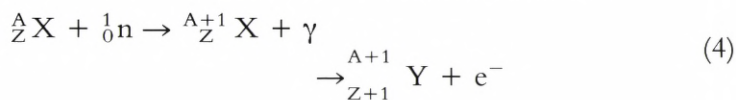
Og for det andet kunne Heisenberg konkludere, at der måtte være en ny naturkraft til at holde kernerne sammen. På dette tidspunkt kendte man kun de elektriske og magnetiske kræfter og tyngdekraften. I kernerne virker de elektriske kræfter frastødende mellem protonerne, og tyngdekraften er alt, alt for svag til at holde kernerne sammen. Derfor måtte der være en ny naturkraft, som kunne virke tiltrækkende mellem neutroner og protoner, og derved holde kernerne sammen. Denne nye naturkraft måtte virke med meget stor styrke, idet man vidste, at den energi, som måtte tilføres en kerne for at løsrive en neutron eller proton, er cirka en million gange større end den tilsvarende energi, som skal til for at løsrive en elektron fra et atom. Denne voldsomme kraft mellem neutroner og protoner har senere vist sig at være det første eksempel i en hel familie af fænomener, kaldet de »stærke vekselvirkninger«, som spiller en afgørende rolle for stoffets atomarstruktur. Det er stadig en gåde, hvorfor elektroner er helt upåvirkede af disse stærke vekselvirkninger, som er så vigtige for neutroner og protoner.

Det næste skridt i udforskningen af atomkernerne blev taget af Enrico Fermi og hans medarbejdere i Rom. Fermi indså, at den nylig opdagede

neutron måtte være et meget nyttigt værktøj i studiet af kernerne. Lad mig forklare lidt om hvorfor. Langt det meste af den oplysning, vi har om atomare systemer (og det er lige så sandt for den aktuelle forskning i dag som for forskning i 30'erne eller 20'erne) kommer fra opstillinger, hvor man – groft beskrevet – lader to atomare systemer støde sammen og iagttager de partikler eller stråler, som udsendes efter dette sammenstød. Med en smule poetisk overdrivelse kan vi sammenligne denne fremgangsmåde med en situation, hvor man står i et mørkt rum, hvori en skulptur bliver ramt af en vandstråle. Ens viden om skulpturen må så bygges op af erfaringen om, hvordan sprøjtene fordeler sig.

I begyndelsen af 30'erne var det meget svært at få atomkerner til at støde sammen, fordi de kernepartikler, man rådede over, ikke havde tilstrækkelig energi. Alle kernepartikler, der indeholder protoner, har positive elektriske ladninger og frastøder derfor hinanden. Frastødningen bevirker, at kernepartikler kun kan igangsætte en kernereaktion, hvis de først har tilstrækkelig energi til at overvinde denne frastødning og trænge helt ind til hinanden. De store maskiner, som kan danne meget energirige kernepartikler, kom først senere i udviklingen, og i 30'erne var de tilgængelige partikler kun i stand til at trænge ind til de allerletteste kerner. Men neutronen har ingen ladning og kan derfor trænge ind og fremkalde kernereaktioner i selv de tungeste kerner.

Det var denne helt specielle egenskab ved neutroner, som Fermi fik øje på, og han og hans medarbejdere begyndte at bestråle alle mulige stoffer med neutroner. De kunne straks erfare, at næsten hver gang et nyt stof blev bestrålet med neutroner, blev der dannet nye radioaktive stoffer. Det var virkelig en revolution i kerneforskning. Hvor man i de 15 år siden Rutherford's opdagelse af reaktionen mellem He og N havde fundet en yderligere håndfuld af kunstige kernereaktioner, kunne Fermi nu, inden for et par måneder, vise cirka et halvhundrede nye reaktioner. Han kunne vise, at i de fleste tilfælde var reaktionen af formen



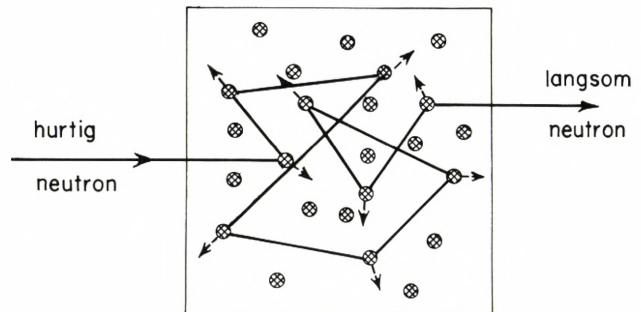
hvor den nydannede atomkerne ${}^{A+1}_Z X$ kunne iagttages på grund af dens radioaktive henfald vist på den anden linie. Symbolet γ på højre side i ligning (4) antyder, at gammastråler bliver udsendt samtidig med dannelsen af kernen ${}^{A+1}_Z X$.

Et af de vigtigste spørgsmål, som umiddelbart melder sig, er spørgsmålet om effektiviteten af neutronen i denne proces; dvs. hvor meget

radioaktivitet der bliver dannet, når et givet antal neutroner passerer en afmålt mængde af et givet stof. Straks begyndte man at iagttage højst interessante variationer i denne effektivitet; f.eks. blev det næsten tilfældigt opdaget, at neutroner, som først havde passeret igennem et stykke paraffin eller vand, var meget mere effektive end neutroner, der kom direkte fra kilden. Fermi indså straks, at paraffin fremkaldte en nedbremsning af neutronen. I disse forsøg blev neutronerne nemlig skabt i α -Be-reaktioner (se ligning (3)) med ret høje hastigheder (ca. en tiendedel af lysets hastighed). I paraffin vil en sådan hurtig neutron støde mod en proton (kernen i et brintatom, hvoraf der er mange i paraffin), og da masserne af neutronen og protonen er næsten ens, vil de to partikler efter stødet i gennemsnit have lige megen energi, dvs. neutronens energi bliver halveret. Den lidt langsommere neutron vil snart igen støde ind i en anden proton i paraffinen, og igen bliver neutronens energi halveret. Efter tyve stød er energien nede på en milliontedel af den oprindelige (se fig. 3). Vi har nu at gøre med en ret langsom neutron, og forsøgene viste, at disse langsomme neutroner i de fleste tilfælde var meget mere effektive i deres reaktioner med kerner end de oprindelige hurtige neutroner – denne nedbremsning kunne i nogle tilfælde forøge mængden af produceret radioaktivitet 10 til 100 gange.

Fig. 3.

Nedbremsning af neutroner i paraffin



$$v \text{ (hurtig neutron) } \sim \frac{1}{10} c$$

$$v \text{ (langsom neutron) } \sim 10^{-5} c$$

$$c = \text{lysets hastighed} = 3 \times 10^{10} \text{ cm / sek.}$$

Disse opdagelser vakte betydelig opsigt i fysikernes kredse, og snart kom flere af verdens ledende teoretiske fysikere med teoretiske analyser af langsomme neutroners reaktioner med atomkerner. Jeg vil gerne gengive hovedpunkterne i disse analyser, delvis fordi de spillede en vigtig rolle som baggrund for Niels Bohrs formulering af compound-kernebegrebet, men også fordi de giver en værdifuld illustration af de værktøjer og den forestillingsverden, som fysikere på dette tidspunkt anvendte i deres analyse af kerneproblemer. Analysen er givet i fig. 4 og fører til følgende konklusioner:

1. Sandsynligheden for neutronindfangning varierer omvendt proportionalt med neutronens hastighed; dette forklarer den forøgede sandsynlighed for reaktioner med nedbremsede neutroner!
2. Sandsynligheden for reaktion med langsomme neutroner skal variere med energien på samme simple måde for alle stoffer.
3. Sandsynligheden for neutronindfangning selv for meget langsomme neutroner er sammenlignelig med eller mindre end sandsynligheden for en reaktion, hvor neutronen til sidst kommer ud af den ramte kerne og fortsætter (en såkaldt spredningsreaktion).

Det er vigtigt at lægge mærke til det grundlæggende billede af neutronens bevægelse i kernen, som danner basis for denne teoretiske analyse; man antager, at bevægelsen er upåvirket af de andre kernepartiklers bevægelser, men kun er bestemt af den totale tiltrækning, som frembringes af hele kernen. Dette billede er en direkte overførsel af erfaringer fra beskrivelsen af atomer, hvor den giver et udmærket udgangspunkt for forståelsen af en elektrons bevægelse inde i atomet.

Som sagt, den fremførte analyse kunne give en forklaring på forøgelsen af indfangningseffektiviteten ved nedbremsning af neutroner; men snart kom nye eksperimentelle erfaringer, som passede yderst dårligt med den analyse. Til at begynde med kom der målinger, som viste, at sandsynligheden for indfangning af langsomme neutroner kunne blive meget, meget større end for spredning – ved nogle atomkerner mere end tusind gange større. Og så kom den helt forvirrende erfaring, at sandsynligheden for indfangning kunne variere ret voldsomt med energien som f.eks. vist i fig. 5. (Desværre er der ikke her lejlighed til at beskrive de elegante forsøg, som førte til opdagelsen af denne effekt; de målinger, som er vist i fig. 5, er resultatet af en meget mere moderne måleteknik.)

Vi kan af disse målinger direkte se, at neutronen forbliver betydelig længere i kernen end forventet ud fra de foregående analyser. Argumen-

tet er følgende: Som Jørgen Kalckar beskriver ovenfor, er der altid i kvantebeskrivelsen en gensidig relation mellem nøjagtigheden i en energibestemmelse ΔE og det tidsinterval Δt , som skal bruges til at foretage bestemmelsen (Heisenbergs usikkerhedsrelationer)

$$\Delta E \cdot \Delta t > \frac{h}{2\pi} \quad (5)$$

hvor det er Plancks konstant, der står på højre side.

Fra neutronens reaktion med Cd kan vi se stærke variationer for en

Fig. 4. Analyse af langsomme neutroners reaktioner med atomkerner, givet af Bethe, Fermi og andre (1935)

I. Hastighed (v) og bølgelængde (λ)

(i) udenfor kernen

$$v_{ud} \sim 10^{-5}c$$

$$\lambda_{ud} = \frac{h}{Mv_{ud}} \sim 10^{-8} \text{ cm}$$

$c = \text{lysets hastighed}$
 $h = \text{Plancks konstant}$
 $M = \text{neutronens masse}$

(ii) inde i kernen

$$v_{ind} \sim \frac{1}{3}c$$

(neutronens binding til kernen kendes fra energien, som skal til for at løsrive neutronen)

$$\lambda_{ind} \sim 4 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

II. Opholdstid i kernen, t_{ind}

(i) tid til at gennemløbe kernen, τ_0

$$\tau_0 = \frac{2R}{v_{ind}} \sim \frac{10^{-12} \text{ cm}}{10^{10} \text{ cm/sek}} = 10^{-22} \text{ sek.}$$

(ii) spejling ved overgang fra v_{ind} til v_{ud}

$\mathcal{S} = \text{gennemtrængningskoefficient}$

$$\sim \frac{\lambda_{ind}}{\lambda_{ud}} \sim 10^{-4} \text{ til } 10^{-5}$$

(iii) opholdstid

$$t_{ind} = \tau_0 \frac{1}{\mathcal{S}} \sim 10^{-17} \text{ til } 10^{-18} \text{ sek.}$$

Fig. 4. (fortsat)

III. Gammastråling; kernens bevægelse sammenlignes med svingninger i en lille antenne.

T = sandsynlighed for stråling pr. sekund

= antennes effekt/energi i én gammakvante

$$= \left(\frac{1}{3} \frac{(2\pi\nu)^4}{c^3} p_0^2 \right) \frac{1}{h\nu} \quad \nu = \text{svingningstal for gammastråling}$$

$$= \frac{E}{h}$$

E = energi i én gammakvante

h = Plancks konstant

p_0 = antennes »dipolmoment«

$$\sim \left(\frac{Ze}{A} \right) R$$

R = kernens radius $\sim 10^{-12}$ cm

$$T \sim 10^{17}/\text{sek.}$$

. . . sandsynlighed for udstråling

$$= t_{\text{ind}} \cdot T \lesssim 1 \text{ for langsomme neutroner}$$

$$\text{NB: udstråling} \propto \frac{1}{v_{\text{ud}}} \text{ p.g.a. } \mathcal{G} \text{ (se II (ii))}$$

ændring $\Delta E \approx 0.1$ eV, som ifølge ligning (5)* kræver et tidsinterval $\Delta t \sim 5 \times 10^{-15}$ sek. eller mere end tusind gange længere end den teoretiske beregning af den tid, neutroner kunne blive inden i en Cd-kerne (se fig. 4). Det er klart, at der er noget helt galt med vores teoretiske udgangspunkt!

Det var Niels Bohr, der først og klarest indså, at disse eksperimentelle erfaringer måtte føre til en radikal ændring i opfattelsen af kernestrukturer og kernereaktioner; det nye billede, som han foreslog, hedder *compound-kernen*, og jeg skal snart forsøge at beskrive dette begreb. Men først vil jeg citere to beretninger fra fysikere, som var yngre forskere på Niels Bohr Institutet på dette tidspunkt.

Otto Frisch, som vi skal møde igen i forbindelse med forklaring af kernespløtning, skrev:

* Værdien af Plancks konstant er $(h/2\pi) = 1.1 \times 10^{-27}$ ergs sek = 6.5×10^{-16} eV sek.

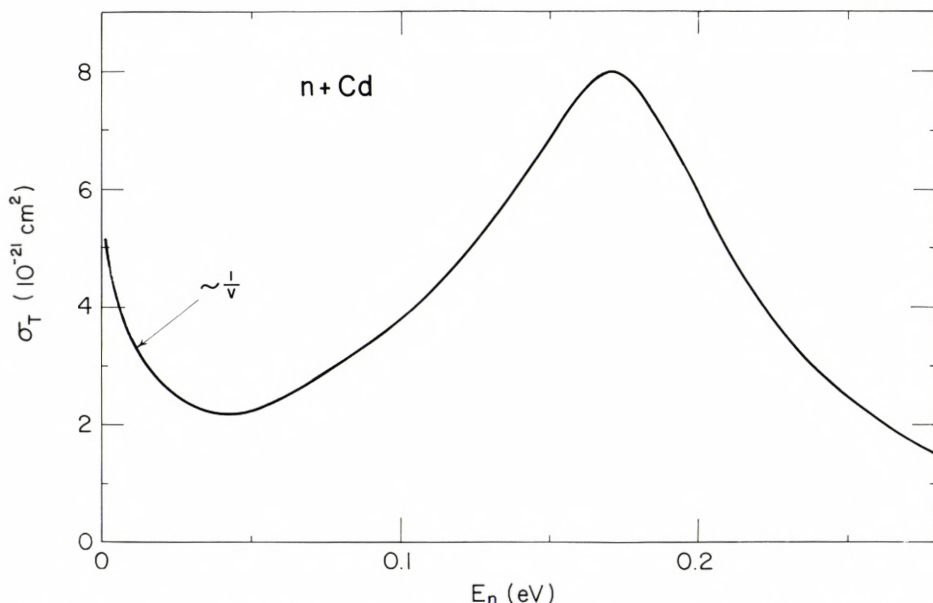


Fig. 5. Sandsynlighed for reaktion af en neutron med en cadmium-kerne. Neutronens energi er angivet i enheder af »elektron-volt«, d.v.s. den energi en elektron ville få ved at gennemløbe en elektrisk spænding på een volt.

Fermi havde nemlig fundet ud af, at neutroner kunne bremses, ved at man lod dem passere gennem stoffer, der indeholdt brint, som f.eks. paraffin eller vand, og at sådanne neutroner meget let blev indfanget af kerner. Dette var særdeles overraskende. Efter hvad man dengang troede om kerner, skulle selv en langsom neutron som oftest passere tværs gennem kernen med ringe sandsynlighed for at blive indfanget. Bethe i USA havde forsøgt at beregne denne sandsynlighed, og jeg husker det kollokvium – i slutningen af 1935 – hvor en eller anden fortalte om Bethes afhandling. Bohr blev ved med at afbryde, og jeg undrede mig, lidt utålmodigt, over at han ikke lod taleren blive færdig. Så standsede Bohr brat midt i en sætning og satte sig ned; hans ansigt var pludselig ganske livløst, og vi var bange for, at han var blevet dårlig. Men efter nogle sekunders forløb rejste han sig igen og sagde med sit undskyldende smil: »Nu forstår jeg det.« Den forståelse, han nåede frem til ved hint mindeværdige kollokvium, er blevet kendt som »compound-kernen«.

En lignende oplevelse er beskrevet af den amerikanske forsker John Wheeler, som senere kom til at arbejde sammen med Niels Bohr om et meget væsentligt bidrag til forståelse af kernespaltningsprocessen. Wheeler skriver (min oversættelse):

Jeg skal aldrig glemme den dag, jeg første gang hørte om disse resultater og deres betydning. Nyheden kom i et seminar i København, arrangeret med kort varsel for at høre om nyheder fra Rom bragt hjem af Christian Møller, der havde tilbragt påskeferien 1935 med Fermigruppen. De store tværsnit, Møller fortalte om, af reaktioner af langsomme neutroner, var helt uforenelige med de forestillinger om atomkerner, man havde dengang. Ifølge disse forestillinger kunne en neutron gennemløbe en atomkerne uden sammenstød på samme måde som elektroner i atomer eller planeter i solsystemet. Møller havde kun talt cirka en halv time og var kun lige begyndt at gennemgå Romgruppens resultater, da Bohr trådte frem og tog ordet. Bohr talte, medens ideerne faldt ham ind. Bohr beskrev, hvordan de store tværsnit fører til forestillinger af stik modsat idéindhold: En gennemsnitlig fri vejlængde for de enkelte neutroner, som er kort i forhold til kernens størrelse. Han sammenlignede en sådan samling af partikler med en væskedråbe. Han understregede, at »compound-kernen« ikke ville kunne huske, hvordan bevægelsesmønsteret blev dannet. Det var klart, før Bohr var færdig og seminariet slut, at en revolutionær omvæltning i opfattelse var under opsejling. Andre lærte om det gennem jungletelegrafien, før han gav sit første foredrag om emnet for det danske Videnskabernes Selskab den 27. januar 1936 med en efterfølgende artikel i Nature.

Disse beretninger giver lidt af et billede af stemningen og stilen i diskussionerne på Niels Bohr Institutet på dette tidspunkt, men jeg må fortælle, at der er stærke indicier for, at Frisch's og Wheelers beretninger beskriver to forskellige seminarer. Det er derfor umuligt, at begge disse lejligheder kan være øjeblikket for undfangelsen af »compound-kerne«-ideen. Jeg er tilbøjelig til at være enig med professor Rudolf Peiels, der har gennemgået alle de mange breve og manuskripter i Niels Bohr Arkivet og konkluderet, at Bohr havde tænkt længe over disse problemer og gradvis udviklet compound-kerne ideen. De dramatiske begivenheder beskrevet af Frisch og Wheeler må således svare til lejligheder, hvor endnu en vigtig brik i dennes opbygning faldt på plads.

Det centrale dokument i compound-kerne-historien er Bohrs artikel i Nature, nævnt i Wheelers beretning. Det var om denne artikel, at Weisskopf skrev i 1955,

Sjældent har en enkelt afhandling i den grad domineret et af fysikkens forskningsområder, som Bohrs foredrag for det Kgl. Danske Viden-

skabernes Selskab i 1936, hvor han foreslog ideen om compound-kernen. I de 18 år, der er gået siden dens publicering, har den haft en afgørende indflydelse på alle analyser af kernereaktioner.

Dog vil enhver, der kigger på denne afhandling, straks erfare, at den er ganske anderledes end næsten alle de andre afhandlinger om teoretisk fysik, som han har set. Den er kun på fem sider og indeholder ingen formler, ingen kvantitative eksperimentelle data, ingen udregninger af specifikke tal, som kunne sammenlignes med eksperimentelle resultater. Den består udelukkende af en beskrivelse af nogle billeder (af forhold i atomkernerne) og en diskussion af, hvorledes disse billeder kunne bruges til at forklare vigtige træk i de nylig fundne resultater i atomkerneforskningen. I denne diskussion er det meget vigtigt for Bohr at fremhæve den store forskel mellem atomet, en luftig struktur med stor afstand mellem de enkelte elektroner, og atomkernen, et tætpakket system, hvor de enkelte neutroner og protoner er i konstant berøring med hinanden. Medens atomets arkitektur fører til sammenligninger med planetsystemer, skal atomkernerne ifølge Bohr snarere sammenlignes med en væskedråbe, hvor molekylerne fylder næsten hele volumenet, men alligevel kan deltage i kollektive strømninger eller bølger.

Jeg kender ingen billeder, som bedre belyser compound-kernens egentlige tankegang, end de to lysbilleder, som Bohr selv brugte i sine foredrag i Videnskabernes Selskab. Det første (fig. 6) illustrerer den store forskel i et reaktionsforløb, afhængig af om den indkommende partikel støder mod de enkelte partikler af det ramte system eller ej. Hvis de enkelte kugler i midterområdet af figuren er fjernet, vil den indkommende kugle løbe ind på den ene side, få et skub og derefter løbe ud på den anden side. Reaktionstiden bliver ganske kort. Det skub, kuglen får på vejen ind, og den barriere, som den skal overvinde for at komme ud, giver en billedlig forestilling om kernens tiltrækning på en indkommende neutron.

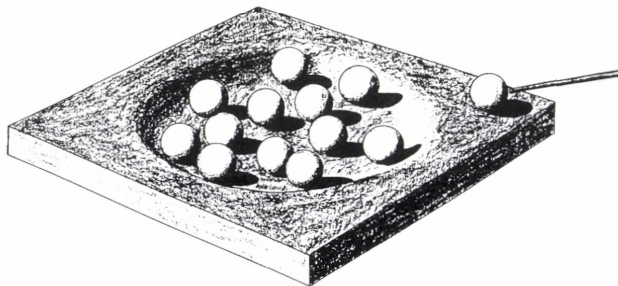


Fig. 6.

Men hvis nu den indkommende neutron kan ramme andre neutroner og protoner, så bliver reaktionens forløb et ganske andet. Den indkommende neutron vil meget hurtigt ramme en af disse partikler, og så vil energien blive delt mellem de to, og derefter vil ingen af dem have tilstrækkelig energi til at komme ud; de vil kunne løbe ud mod kernens kant, men dér vil kernens tiltrækning tvinge dem tilbage. Hver af disse to vil nu snart igen ramme andre af kernens partikler, og snart bliver energien fordelt over alle de tilstedeværende partikler. Disse partikler fortsætter med at støde ind i hinanden og udveksle energi. Der må således gå en overordentlig lang tid, før den meget usandsynlige situation opstår, hvor en af partiklerne har fået næsten hele energien og derfor har mulighed for at løbe ud af kernen. Dette forløb betyder en mange tusinde ganges forøgelse af reaktionstiden (sammenlignet med det forløb, som vi beskrev før, hvor neutronen bare løb uhindret gennem kernen).

Denne forøgelse af reaktionstiden giver forklaringen på den store sandsynlighed for indfangning af neutronen, idet kernens udstrålingskraft pr. sekund forbliver næsten konstant al den tid, neutronen opholder sig inde i kernen. Når tiden bliver så meget længere, så bliver sandsynligheden for udsendelse af gammastråling ganget med den samme store faktor.

Endnu mere umiddelbart er det klart, at forøgelsen af reaktionstiden åbner mulighed for en forståelse af de ejendommelige variationer i sandsynligheden for neutronindfangning, som vi har set i fig. 5. Når varigheden er så meget længere, er det ikke længere noget problem at få store variationer i sandsynligheden for strålingsudsendelse med lille variation i neutronens energi. En formel, som giver en detaljeret beskrivelse af den iagttagne energivariation, blev afledt af Breit og Wigner i USA samtidig med og uafhængigt af Bohrs udvikling af compound-kerne-begrebet.

Essensen af compound-kerne-begrebet, som antydtes i billedform i fig. 6, er, at en indkommende neutrons energi hurtigt bliver fordelt på alle de tilgængelige partikler i den ramte kerne. Dette fører for det første til en meget stor forøgelse i reaktionstiden og for det andet til et meget kompliceret mellemstadium i reaktionen, hvor energien er fordelt over alle de tilgængelige partikler. Efter dette komplicerede mellemstadium må reaktionens endelige afslutning være bestemt af statistiske love uden »hukommelse« for den proces, hvorved systemet er blevet dannet.

Det andet billede, som Bohr benyttede i sit foredrag i Videnskabernes Selskab (fig. 7), viser en skematisk tegning af energierne af en kernes kvantetilstande. Et sådant billede er noget mere teknisk og en god del

mere abstrakt end de andre begreber, som jeg har omtalt; men jeg har taget det med, fordi begrebet er så centralt i al kvantefysik, også i den aktuelle forskning over en bred front. Det er igennem tyding af mønster og struktur i tilsvarende billeder, at fysikere først fik en dyb indsigt i atomer og molekyler, senere i atomkerner og nu i atomare systemer fra superledere til kvarker. Disse mønstre kan ses som en slags kode, hvori de atomare systemer giver præcise udtryk for deres indre bevægelser. En stor del af al kvantefysik i dette århundrede er knyttet til den gradvis voksende indsigt i tyding af denne kode.

Men lad os nu se på Niels Bohrs originale indsigt i kernens spektre. På dette tidspunkt kendte man nogle eksempler på de laveste tilstande i enkelte kerner, og kendte deres energi, som er groft sagt en million gange så stor som energien, der kan anslå et atom. Bohr forestillede sig, på basis af analogien til en væskedråbe, at disse laveste anslag kunne svare til kollektive svingninger i kernens form eller til trykbølger i kernen. Med voksende energi vil det være muligt at anslå mange forskellige typer af kollektive svingninger. Den totale energi vil være summen af energien i de forskellige typer svingninger. Antallet af kvantetilstande

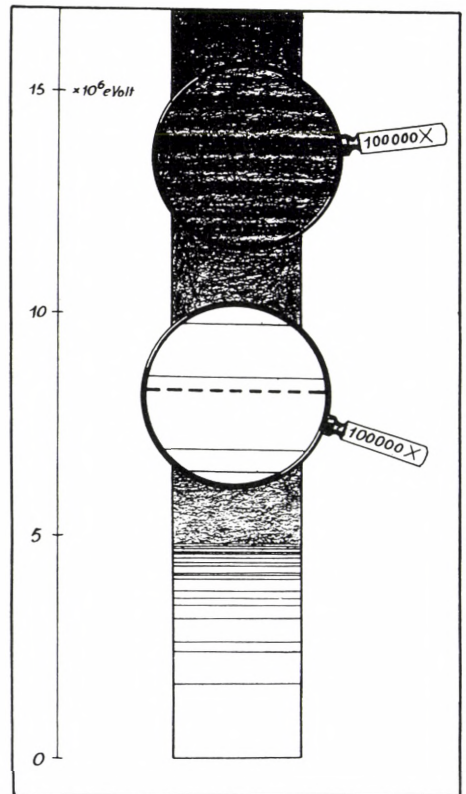
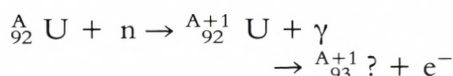


Fig. 7.

svarer til antallet af de forskellige måder, på hvilke den totale energi kan opdeles mellem de mange forskellige typer af svingninger. Når vi derfor opnår tilstrækkelig høj energi, bliver der et enormt antal af kernetilstande, og energiforskellen mellem tilstandene bliver tilsvarende mindre. Alle de mange, mange tilstande kan blive sat i sving af en neutron, der kommer ind i kernen udefra. Dette står i skarp kontrast til forholdet i et atom, hvori en hurtig elektron passerer igennem; oftest passerer elektronen lige igennem, men hvis den skulle støde ind i en enkelt elektron, bliver kun denne elektron flyttet fra en bane til en anden, og så er der ganske få kvantetilstande i det tilsvarende spektrum.

Straks efter at Niels Bohr havde vist vejen, blev det nye billede af kernens struktur taget op af en lang række andre fysikere og videreudviklet og anvendt til at beskrive de mange igangværende kerneforskningsforsøg. Niels Bohr selv bidrog til denne videreudvikling, især i et vigtigt arbejde gennemført sammen med den danske medarbejder Fritz Kalckar. Det er ikke her muligt at fortælle om de mange fænomener, som således blev forstået på basis af compound-kerne-ideen. Men jeg vil gerne antyde noget af denne udvikling ved at fortælle lidt om opdagelsen og fortolkningen af kernespaltningen.

Denne historie går tilbage til Fermis forsøg i 1934, hvor han og hans medarbejdere på systematisk vis bestrålede alle mulige stoffer med neutroner; deriblandt blev uran, det tungeste af de kendte grundstoffer, bestrålet. De fandt ud af, at ligesom i næsten alle de andre bestrålede stoffer blev der dannet nye radioaktive stoffer i bestrålet uran. Dette var meget spændende, fordi man kunne forestille sig, at



hvor det stof, der blev skabt således med ladning $Z = 93$, måtte være et nyt grundstof, som ikke ellers findes her på jordkloden – et menneskeskabt grundstof. Som sagt, bestråling af uran skabte radioaktivitet; men problemet var, at ikke kun ét radioaktivt stof blev dannet, men mindst fem, og det var ikke muligt at indpasse disse stoffer hverken i det periodiske system af grundstoffer eller i radioaktive familier. Fermi og hans gruppe kom aldrig videre med dette problem, selv om mange forsøg blev gennemført.

Først fire år senere kom det afgørende fremskridt med disse problemer, da Hahn og Strassmann i Berlin viste, at et af de radioaktive stoffer, skabt med neutronbestråling af uran, var kemisk ikke til at skelne fra barium (${}_{56}\text{Ba}$). Men hvordan kan neutronbestråling af uran ($Z = 92$)

skabe en atomkerne med $Z = 56$? det var næsten ikke til at tro på. Hahn og Strassmann skrev i deres afhandling (min oversættelse): »Som kemikere må vi på basis af de kort beskrevne forsøg ændre benævnelserne Ra, Ac, Th i det ovenfor angivne skema til Ba, La, Ce. Som kernekemikere, et fag der på sin vis ligger tæt på fysik, kan vi endnu ikke tage dette spring, som ville være i konflikt med alle tidligere erfaringer i kernefysik.« Men deres kemi stod fast.

Det var Frisch og Meitner, som gav forklaringen på, hvordan dette kunne ske. Den afgørende udvikling i deres tanker er beskrevet af Frisch selv. Han var på juleferie i Sverige sammen med Lise Meitner, som var hans tante. Han skriver:

Jeg havde altid haft for skik at fejre jul med hende i Berlin. Denne gang blev hun inviteret til at tilbringe julen hos nogle svenske venner i Kungälv (i nærheden af Göteborg), og hun inviterede nu mig med. Det skulle blive det mest betydningsfulde besøg i hele mit liv. Da jeg kom ud fra mit hotelværelse efter den første nat i Kungälv, fandt jeg Lise Meitner i færd med at studere et brev fra Hahn, øjensynlig meget forvirret over det. Jeg ville diskutere et nyt eksperiment, jeg var ved at planlægge, med hende, men hun ville ikke høre efter; jeg måtte læse det brev. Dets indhold var virkelig så forbløffende, at jeg i begyndelsen var tilbøjelig til at stille mig skeptisk. Hahn og Strassmann havde fundet, at de tre stoffer ikke var radium, kemisk set; det havde nemlig vist sig, at det var umuligt at adskille dem fra det barium, som de havde tilsat for at lette de kemiske undersøgelser. De var, omend modstræbende og tøvende kommet til den konklusion, at det var isotoper af barium.

En formodning om, at de alligevel havde begået en fejl, blev afvist af Lise Meitner; hun forsikrede mig, at Hahn var alt for god en kemiker til, at dette kunne være muligt. Men hvordan kunne da barium blive dannet af uran? Man havde aldrig før fraspaltet dele af atomkerner, der var større end protoner og heliumkerner (alfa-partikler), og den tanke, at et større antal af sådanne fragmenter skulle blive fraspaltet på én gang, kunne afvises; dertil var der ikke energi nok. Det var heller ikke muligt, at urankernen kunne være blevet spaltet midt over. En atomkerne er jo ikke som et skørt legeme, der kan spaltes eller brækkes i stykker. Bohr havde fremhævet, at atomkernen langt snarere lignede en væskedråbe. Måske kunne en dråbe deles i to mindre dråber, hvis det foregik mere gradvis, ved at den først blev aflang, dernæst snævredes ind på midten for til sidst nærmere at blive revet

end brækket i to stykker. Vi vidste, at der var stærke kræfter, der ville modvirke en sådan proces, på lignende måde som overfladespændingen hos en almindelig væskedråbe modvirker dens deling i to mindre dråber. Men atomkernen adskilte sig på ét væsentligt punkt fra en almindelig dråbe: den var elektrisk ladet, og man vidste, at dette ville formindske virkningen af overfladespændingen.

Da vi var kommet så vidt, satte vi os ned på en træstamme (hele diskussionen havde fundet sted, medens vi vandrede i sneen gennem skoven, jeg med ski på, Lise Meitner uden) og begyndte at regne på nogle papirlapper. Vi kom til det resultat, at urankernens ladning virkelig var stor nok til næsten fuldstændigt at ophæve virkningen af overfladespændingen; urankernen kunne faktisk være en temmelig ustabil dråbe, der var rede til at dele sig ved den mindste påvirkning (såsom stødet fra en neutron).

Et par dage senere rejste jeg temmelig spændt tilbage til København. Jeg var ivrig efter at forelægge vore spekulationer – på dette tidspunkt var det faktisk ikke andet – for Bohr, der netop skulle rejse til USA. Da jeg fik fat på Bohr, havde han kun nogle få minutter tilovers, men jeg var næppe begyndt at tale, før han slog sig for panden og udbrød: »Sikke nogle idioter, vi har været allesammen! Men dette her er jo vidunderligt! Det er netop sådan, det må være! Har De og Lise Meitner skrevet en afhandling om det?« Jeg sagde, at det havde vi ikke, men vi ville gøre det straks. Så styrtede han af sted for at nå båden.

Bohr blev straks helt optaget af de nye perspektiver, som denne opdagelse åbnede for. De næste par skridt i denne udvikling er beskrevet i en livlig beretning af Léon Rosenfeld, som rejste sammen med Bohr på denne tur til USA. Han skriver:

Nu springer jeg til sidst over til de dage i begyndelsen af 1939, da vi kom til Princeton med den store nyhed, at Frisch og Meitner lige havde forklaret Hahn og Strassmanns opdagelse som en spaltning af urankernen. På skibet havde vi under hele sejladsen drøftet de dertil knyttede teoretiske problemer, og Bohr havde som sædvanlig fundet det afgørende punkt at gribe sagen an på: Spaltningen viste sig at passe udmærket ind i den almindelige beskrivelse af kernereaktioner baseret på compound-kerne-begrebet; den svarede til en deformation af compound-kernen førende til dens spaltning i to omtrent lige store dele, og det var nemt at forstå, at for de tungeste kerner skulle den proces

ikke være mindre sandsynlig end udsendelsen af enkelte neutroner. Mere vidste vi ikke, indtil Placzek (vistnok en af de første dage i februar) ankom til Princeton, og vi så ham ved morgenmaden i Nassau Club.

»Nu,« bemærkede Bohr under samtalen, der naturligvis drejede sig om fissionen, »er vi endelig fri for alle disse isomerer af transuraner.« Dette fremkaldte imidlertid en skarp protest fra Placzek, idet han især fremhævede vanskeligheden ved at forene den temmelig skarpe indfangningsresonans i uran ved 10 eV med det glatte forløb af fissionstværsnittet i det samme energiområde. Ved thorium derimod, der har en lignende resonans for indfangning af langsomme neutroner, kan fissionen kun fremkaldes ved hurtige neutroner; tærskelen ligger ved 1,5 MeV. Da Bohr hørte dette, blev han rastløs, og snart rejste han sig fra sin stol. »Lad os gå til Fine Hall,« (hvor han havde sit arbejdsværelse), sagde han til mig; og jeg var vel nødt til at følge ham, medens Placzek overlodes til sin skæbne. Undervejs (der var kun fem minutters gang) var Bohr ganske tavs, fordybet i tanker. Men da vi kom ind i arbejdsværelset, styrtede han hen til tavlen, idet han sagde til mig: »Nu skal du høre, jeg har det hele!« Og uden et ord begyndte han at tegne på tavlen. Han tegnede først en figur forestillende det totale neutrontværsnit for thorium som funktion af energien således, fig. 8a.

Dernæst tegnede han ved siden af en fuldstændig identisk figur (blot med 0.5 MeV for fissionstærskelen), men han mærkede den med U^{238} og skrev massetallet 238 meget omhyggeligt med tykke cifre. Til slut tegnede han under den sidstnævnte figur fig. 8b.

Igen blev massetallet, nu 235, fremhævet med et stort forbrug af kridt. Det var velkendt, at indfangningsresonansen skulle tilskrives den hyppige uranisotop med massetal 238; thi ellers ville maksimum overstige den af teorien fastlagte absolutte grænse. Men: hvad Bohr nu havde indset, var, at fraværelsen af resonans for fission i det samme energiområde kun kunne betyde, at denne isotop slet ikke spaltes ved neutroner med sådanne energier og altså opfører sig kvalitativt ligesom thorium; til gengæld må netop den sjældne isotop med massetal 235 besidde et meget stort tværsnit for fission ved langsomme neutroner. Her havde vi en af disse typiske logiske analyser, som lynhurtigt kunne foregå i Bohrs hjerne; og der manglede heller ikke denne gang den sædvanlige skuffelse, da det viste sig, at næsten ingen af de fysikere, som i de følgende dage hørte Bohrs argument, kunne vurdere dets kraft. De sagde alle: »Det er en interessant hypotese, ... nu må vi gøre forsøg ...«.

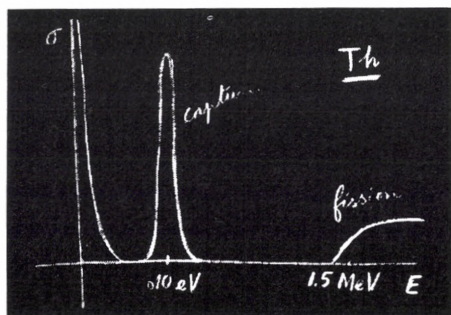


Fig. 8a.

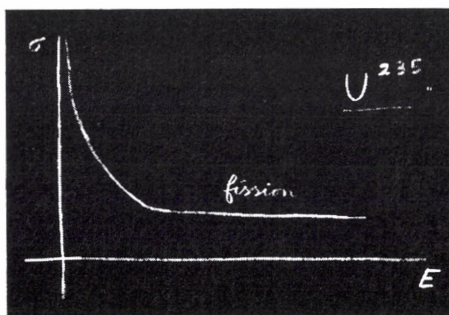


Fig. 8b.

Bohr kunne gå videre og forklare forskellen mellem ^{232}Th og ^{238}U på den ene side og ^{235}U på den anden side med kernens »pairing effect«; det var kendt, at alle kerner med lige antal af neutroner (eller protoner) har en større bindingsenergi, end hvis dette tal er ulige – kernepartikler vinder en ekstra binding ved at danne par. Når ^{235}U har et ulige antal neutroner, vil tilførsel af en neutron skabe et ekstra par, og således bliver den frigjorte energi større end ved tilførsel af en neutron til ^{232}Th eller ^{238}U , hvor alle neutroner er parrede i forvejen. Denne ekstra energi er lige nok til at bringe systemet $^{235}\text{U}+n$ over tærskelen for kernespløtning, medens $^{238}\text{U}+n$ og $^{232}\text{Th}+n$ først kan nå denne tærskel, når neutronen medbringer ca. 1 MeV af kinetisk energi.

Det er måske unødvendigt at sige, at dette forhold, som Niels Bohr afslørede på basis af et smukt og strengt logisk argument, blev af afgørende betydning for den senere anvendelse af kernespløtningsprocessen såvel til militærvåben som til udnyttelse som fredelig energikilde. Niels Bohr fortsatte sin analyse af en lang række fænomener knyttet til kernespløtningsprocessen og publicerede seks måneder senere sammen med John Wheeler en skelsættende afhandling, som har dannet grundlag for alt senere arbejde med dette emne, helt op til vore dage.

Jeg kan ikke her nærmere beskrive de mange fysiske ideer og resultater, som dette værk indeholdt, men jeg vil gerne til slut give et kort indblik i compound-kernens senere skæbne i fysikkens udvikling. Efter den anden verdenskrig kom der et vældigt opsving i bestræbelserne på at udforske atomkernens egenskaber – en indsats, der blev båret af forskere i alle verdensdele. Et af de første resultater af denne store indsats blev en eksperimentel konstatering af, at sandsynligheden for, at en indkommende neutron vil ramme en kernepartikel inde i kernen, er meget mindre, end man havde troet i tiden siden undfangelsen af compound-kernedejen. En neutron kan faktisk gennemløbe hele atomkernen, måske end-

da flere gange, inden den støder sammen med en af kernepartiklerne. Derfor må man sige, at et af de centrale argumenter, som blev brugt som begrundelse for compound-kernen, viste sig at være forkert; men alligevel havde denne idé dannet grundlag for næsten alt, hvad man forstod angående atomkerner. Niels Bohr tog dette paradoks op og skrev nogle foreløbige ideer om dets løsning i et notat (1949), som er opbevaret i Niels Bohr Arkivet, men som aldrig blev publiceret.

Andre tog også dette emne op, og det viste sig, at det ikke var nødvendigt for compound-kerne-dannelse, at neutronen skulle støde sammen med en kernepartikel, inden den havde gennemløbet kernen en enkelt gang. I en kvantebeskrivelse må man tage hensyn til neutronens bølgeegenskaber, og en bølge ville blive stærkt spejlet ved kerneoverfladen (se diskussion i fig. 4). Neutronen kan derfor ikke komme ud efter kun ét gennemløb af kernen, men bliver tvunget til at gå frem og tilbage mange gange, inden den kommer ud. Hvis sandsynligheden er stor for sammenstød inden for det nu meget længere tidsrum, imedens neutronen løber frem og tilbage, vil det sammenstød til sidst føre til en energifordeling mellem alle de tilgængelige partikler og dannelse af en compound-kerne. Jeg skal ikke forfølge disse ideer videre, da de fører hen til perioden, efter at Niels Bohr var aktiv deltager, men jeg synes, at det var værdifuldt at tage disse sidste med, fordi de giver et smukt eksempel på, hvorledes man i fysikkens udvikling ofte oplever, at store landvindinger fra en tidligere tid senere kan se ud til at være i konflikt med nyere erfaringer. Det ligger i sagens natur, at det, der var sandt før, stadig er sandt; og derfor, som vi har set det med compound-kerne-begrebet, bliver de gamle landvindinger som regel bevaret, men nu indpasset i en større ramme.

Citerede artikler

- O. R. Frisch, i: *Niels Bohr, Hans liv og virke fortalt af en kreds af venner og medarbejdere*, Schultz Forlag (1964).
- J. A. Wheeler, i: *Nuclear Physics in Retrospect, Proceedings of a Symposium on the 1930's*, University of Minnesota Press (1979).
- V. F. Weisskopf and F. L. Friedman, i: *Niels Bohr and the Development of Physics*, Pergamon Press (1955).
- L. Rosenfeld, i: *Niels Bohr, Et mindeskrift*, Fysisk Tidsskrift (1963).

Vigtige årstal i Niels Bohrs liv

- 1885 Født 7. oktober i ejendommen ved Stranden 14 i København.
1903 Student fra Gammelholm Latin- og Realskole.
Påbegynder fysikstudiet ved Københavns Universitet.
1907 Videnskabernes Selskabs guldmedalje for prisopgave om bestemmelse af vandets overfladespænding.
1909 Magisterkonferens.
1911 Doktordisputats om metallernes elektronteori.
1911-12 Studieophold i Cambridge hos J.J. Thomson.
1912 Studieophold i Manchester hos Ernest Rutherford.
Gift med Margrethe Nørlund 1. august.
1913 Teori for atomernes opbygning og spektre.
Docent ved Københavns Universitet.
1914-16 Lektor ved universitetet i Manchester.
1916 Professor i teoretisk fysik ved Københavns Universitet.
1917 Medlem af Videnskabernes Selskab.
1921 Indvielse af Universitetets Institut for Teoretisk Fysik.
Teori for det periodiske system.
1922 Nobelprisen i fysik.
1927 Analyse af iagttagelsesproblemet i atomfysikken (komplementaritetssynspunktet).
1931 Tildeling af Æresboligen på Carlsberg.
1933 Analyse af måleproblemet i kvanteelektrodynamikken (i samarbejde med Léon Rosenfeld).
1936 Dråbemodellen for atomkernen.
1939 Præsident for Videnskabernes Selskab.
Teori for atomkernefission (i samarbejde med John A. Wheeler).
1943 Flugt til Sverige.
1943-45 Tilknyttet det engelsk-amerikanske atomenergiprojekt.
1945 Tilbagekomst til Danmark.
1950 Åbent brev til De Forenede Nationer.
1955 Formand for Atomenergikommissionen.
1962 Død i sit hjem på Carlsberg 18. november.

Udarbejdelsen er redigeret af dr. Stefan Rozental.

RHODOS Internationalt Forlag for Videnskab og Kunst