# Om Brintspektret.*)

Af

**N. Bohr.**

Brinten har ikke alene den mindste Atomvægt af alle kendte Grundstoffer, men den indtager ogsaa paa mange andre Maader en Særstilling blandt Stofferne saavel ved sine fysiske som kemiske Egenskaber. Et af de Punkter, hvor dette viser sig tydeligst, er Brintens Liniespektrum.

Det Brintspektrum, man iagttager i et almindeligt Geissler'sk Rør, bestaar af en Række Linier, hvoraf den stærkeste er beliggende i det røde, og som strækker sig henimod det ultraviolette, idet Liniernes Afstand samtidig med deres Intensitet stadig aftager. I det ultraviolette konvergerer Rækken til en Grænse.

Som bekendt opdagede Balmer (1885), at Bølgelængderne svarende til disse Linier med overordentlig stor Nøjagtighed kan udtrykkes ved den simple Lov $\frac{1}{\lambda_n} = K\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right)$, hvor K er en Konstant, og n betegner et helt Tal. Bølgelængderne for de fem stærkeste Brintlinier, svarende til $n = 3, 4, 5, 6, 7$, maalt i Luft ved sædvanlig Tryk og Temperatur, samt Værdierne af disse Bølgelængder multiplicerede med $\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}$ findes anførte i den følgende Tabel:

| n | $\lambda \cdot 10^8$ | $\lambda \cdot \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right) \cdot 10^{10}$ |
|---|---|---|
| 3 | 6563,04 | 91153,3 |
| 4 | 4861,49 | 91152,9 |
| 5 | 4340,66 | 91153,9 |
| 6 | 4101,85 | 91152,2 |
| 7 | 3970,25 | 91153,7 |

Det ses, hvor nøje Produktet er konstant; Afvigelserne er ikke større, end at de kan tilskrives Iagttagelsesfejl.

Som De ved, ledte Balmers Opdagelse af Loven for Brintspektret til Opdagelsen af Love gældende for andre Stoffers Liniespektre. De

*) Foredrag holdt i Fysisk Forening den 20. December 1913.

vigtigste Arbejder herover skyldes Rydberg (1890) og Ritz (1908). Efter Rydbergs Paavisning findes i Spektrene af et stort Antal Grundstoffer Rækker af Linier, hvis Bølgelængder med Tilnærmelse er givne ved Formlen $\frac{1}{\lambda_n} = A - \frac{K}{(n+\alpha)^2}$, hvor A og $\alpha$ er Konstanter, forskellige for de forskellige Rækker, medens K er en universel Konstant lig Konstanten i Brintspektret. Dersom Bølgelængderne maales i det tomme Rum, er denne Konstant efter Rydbergs Beregning lig 109675. I Modsætning til det simple Brintspektrum findes i Spektret af mange Stoffer flere Rækker af Linier, der med Tilnærmelse kan udtrykkes ved Hjælp af den Rydbergske Formel, dersom man sætter forskellige Værdier for Konstanterne A og $\alpha$. Rydberg paaviste imidlertid allerede i sit første Arbejde, at der gjaldt visse simple Forbindelser mellem Konstanterne i de forskellige Rækker af et Spektrum af et og samme Stof. De sidste Love er senere af Ritz paa den smukkeste Maade blevne almindeliggjorte ved Opstillingen af det saakaldte Kombinationsprincip. Efter dette kan Bølgelængderne for de forskellige Linier i et Grundstofs Liniespektrum udtrykkes ved Formlen $\frac{1}{\lambda} = F_r(n_1) - F_s(n_2)$. $n_1$ og $n_2$ er hele Tal, og $F_1(n)$, $F_2(n)$, . . . er en Række Funktioner af n, der med Tilnærmelse kan skrives paa Formen $F_r(n) = \frac{K}{(n+\alpha_r)^2}$, hvor K er den Rydbergske universelle Konstant og $\alpha$ en Konstant forskellig for de forskellige Funktioner. I Følge Princippet vil der til hver Kombination saavel af $n_1$ og $n_2$ som af Funktionerne $F_1$, $F_2$ . . . svare en Spektrallinie. Princippets Opstilling betød derfor Forudsigelsen af en Mængde Linier, der ikke var indbefattet i de tidligere betragtede Spektralformler. I overmaade mange Tilfælde har Beregningen vist sig at være i nøje Overensstemmelse med Iagttagelserne. Angaaende Brintspektret antog Ritz saaledes, at Formlen $\frac{1}{\lambda} = K\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right)$ var et specielt Tilfælde af den almindeligere Formel $\frac{1}{\lambda} = K\left(\frac{1}{{n_1}^2} - \frac{1}{{n_2}^2}\right)$, og forudsagde derved blandt andet en Række Linier i det ultrarøde, givet ved Formlen $\frac{1}{\lambda} = K\left(\frac{1}{9} - \frac{1}{n^2}\right)$.

Det lykkedes Paschen (1909) at iagttage de to første Linier i denne Række, svarende til $n=4$ og $n=5$.

Brinten har imidlertid været af Betydning for Udviklingen af vort Kendskab til Spektrallovene ikke alene ved sit sædvanlige simple Liniespektrum, men ogsaa paa anden mere indirekte Maade. Paa et Tidspunkt, da man endnu trængte til Bekræftelse af de Rydbergske Love fandt nemlig Pickering (1897) i Spektret af en Stjerne en Række Linier, hvis Bølgelængder stod i et meget simpelt Forhold til det sædvanlige Brintspektrums, idet de med stor Tilnærmelse kunde udtrykkes ved $\frac{1}{\lambda} = K\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{(n+\frac{1}{2})^2}\right)$. Rydberg tydede disse Linier som en ny Række Linier i Brintens Spektrum og forudsagde efter sin Teori Tilstedeværelsen af endnu en Række Brintlinier, hvis Bølgelængder skulde udtrykkes ved $\frac{1}{\lambda} = K\left(\frac{1}{(\frac{3}{2})^2} - \frac{1}{n^2}\right)$. Ved Gennemsyn af tidligere Observationer viste det sig nu virkelig, at man i Spektret af visse Stjerner havde iagttaget en Linie, der faldt nøje sammen med den første Linie i denne Række (svarende til $n=2$); efter Analogi med andre Spektre var det ogsaa at vente, at denne Linie vilde være den stærkeste. Efter den Triumf for Rydbergs Teori, som dette maatte anses for at være, forstaar man, at enhver Tvivl om, at det nye Spektrum virkelig skyldtes Brint, maatte forstumme. Rydbergs Opfattelse har derfor ogsaa været almindelig antaget lige indtil den allerseneste Tid, hvor Diskussionen er blevet optaget igen, samtidig med at det er lykkedes den engelske Fysiker Fowler (1912) at iagttage de Pickering'ske Linier her paa Jorden ved Laboratorieforsøg. Vi vil i Løbet af Aftenen komme tilbage til dette Spørgsmaal.

Som man kan tænke sig, har Opdagelsen af de smukke og simple Love, der gælder for Liniespektrene, givet Anledning til mange Forsøg paa en teoretisk Forklaring. Saadanne Forsøg er saa meget mere tillokkende, som Spektrallovenes Simpelhed og den eksempelløse Nøjagtighed, hvormed de gælder, synes at love, at den rette Forklaring, om den kan findes, maa være simpel og maa kunne give værdifulde Oplysninger om Materiens Egenskaber. Jeg vilde meget gerne her gaa lidt nærmere ind paa nogle af disse Teorier, af hvilke flere er overordentlig interessante og udført med den største Opfindsomhed og Skarpsindighed, men Tiden i Aften tillader det desværre ikke. Jeg maa indskrænke mig til at sige, at ingen af de fremsatte Teorier synes

at tilbyde en tilfredsstillende eller blot plausibel Forklaring af Lovene for Liniespektrene. Det er i det hele næppe muligt paa Basis af vort mangelfulde Kendskab til de Love, der bestemmer Forløbet af Processer indenfor Atomerne, at give en Forklaring af den Art, som de omhandlede Teorier tilstræber. Manglerne ved vore sædvanlige teoretiske Forestillinger er navnlig bleven tydelige igennem de vigtige Resultater, hvortil man i de sidste Aar er naaet ved det experimentelle og teoretiske Studium af Lovene for Varmestraalingen. De vil derfor forstaa, at jeg i Aften heller ikke selv skal forsøge at fremsætte en Forklaring af Spektrallovene; jeg skal derimod prøve at vise, hvorledes der synes at være en Mulighed for at bringe Spektrallovene i nøje Sammenhæng med andre af Stoffernes Egenskaber, der paa vort nuværende Standpunkt synes ligesaa uforklarlige. Ved disse Betragtninger skal jeg støtte mig saavel til Resultaterne fra Studiet af Varmestraalingen som til de Forestillinger om Atomernes Bygning, man er naaet til gennem Studiet af de radioaktive Stoffer.

Jeg skal begynde med at omtale de Slutninger, man har draget af Forsøgene og Teorien for Varmestraalingen.

Lad os betragte et Hulrum omgivet af Legemer i Temperaturligevægt. I dette vil der findes en vis Energimængde hidrørende fra de Varmestraaler, der udsendes fra de omgivende Legemer og krydser hverandre i alle Retninger. Ved at gaa ud fra den Antagelse, at Temperaturligevægten ikke vil forstyrres ved Legemernes gensidige Varmestraaling, har Kirchhoff (1860) som bekendt vist, at den Energimængde, der vil findes i en Volumenenhed af Hulrummet, saavel som denne Energis Fordeling paa Straaler af forskellig Bølgebredde vil være uafhængig af Rummets Form og Størrelse samt af de omgivende Legemers Natur og kun være afhængig af Temperaturen. Dette Kirchhoffs Resultat er bleven bekræftet af Forsøgene, og man kender nu, efter at der er gjort et stort Antal eksperimentelle Arbejder herover, temmelig nøje den omhandlede Energimængde og dens Fordeling paa de forskellige Bølgebredder samt dens Afhængighed af Temperaturen; eller, som man plejer at udtrykke det, man har et temmelig nøje eksperimentelt Kendskab til »Varmestraalingsloven«.

Kirchhoffs Betragtninger kunde kun forudsige Eksistensen af en Varmestraalingslov, men mange Fysikere har senere ad andre Veje forsøgt at finde en mere indgaaende Forklaring af de eksperimentelle

Resultater. Man indser, at den elektromagnetiske Lysteori sammen med Elektronteorien anviser en Mulighed for denne Opgaves Løsning. Efter Elektronteorien bestaar et Legeme af et System af Elektroner. Gør man bestemte Antagelser om de Kræfter, der paavirker Elektronerne, kan man beregne deres Bevægelser og derfra igen den Energi, som Legemet udstraaler i hvert Sekund fordelt paa elektromagnetiske Svingninger af forskellig Bølgebredde. Paa tilsvarende Maade kan Legemets Absorptionsevne for Straaler af opgivne Bølgebredder beregnes, idet man omvendt kan beregne Virkningen af elektromagnetiske Svingninger paa Elektronernes Bevægelser. Har man beregnet et Legemes Absorptionsevne og Emissionsevne ved enhver Temperatur for Straaler af enhver Bølgebredde, kan man, som Kirchhoff har vist, umiddelbart finde Varmestraalingsloven. Da Resultatet jo skal være uafhængigt af Legemernes Natur, er man berettiget til at vente at finde Overensstemmelse med Erfaringen, selv om man for det hypotetiske Legeme, man betragter, gør meget specielle Antagelser om de Kræfter, som Elektronerne er underkastet. Dette Forhold simplificerer naturligvis Opgaven betydeligt, men ikke destomindre er den vanskelig nok, og det er vidunderligt, at man overhovedet har kunnet komme et Stykke frem ad den Vej. Dette er imidlertid som bekendt lykkedes L o r e n t z (1903). Ved at gaa ud fra de samme Antagelser om Elektronernes Bevægelser i et Metal, som D r u d e (1900) tidligere med Held havde benyttet til teoretisk at beregne Forholdet imellem et Metals Ledningsevne for Elektricitet og for Varme, har Lorentz beregnet saavel Metallets Udstraalingsevne som dets Absorptionsevne for Varmestraaler med store Bølgebredder. Ved dernæst at søge Forholdet imellem Udstraalingsevnen og Absorptionsevnen fandt Lorentz virkelig et Udtryk for Varmestraalingsloven, der for store Bølgebredder stemmer udmærket overens med Forsøgene. Til Trods for dette smukke og lovende Resultat har det alligevel vist sig, at den elektromagnetiske Teori ikke magter den Opgave at forklare Varmestraalingsloven. Man kan nemlig vise, at man, dersom man ikke som Lorentz indskrænker sig til at betragte Svingninger med store Bølgebredder, men ogsaa betragter Svingninger med ringe Bølgebredde, kommer i uafviselig Modsætning til Forsøgene. Dette fremgaar navnlig med stor Tydelighed af J e a n s's Undersøgelser (1905), ved hvilke han har benyttet en meget inter-

essant indirekte statistisk Fremgangsmaade, der først var foreslaaet af Lord Rayleigh.

Vi tvinges derfor til at antage, at den klassiske Elektrodynamik ikke er i Overensstemmelse med Virkeligheden; eller om man foretrækker at udtrykke sig forsigtigere, at den ikke kan bruges til Beregning af Atomernes Absorption og Emission af Straaling. Heldigvis har Varmestraalingsloven dog ogsaa givet Anvisning paa, i hvad Retning de nødvendige Forandringer i Elektrodynamikken skal søges. Allerede inden Fremkomsten af Lorentz's og Jeans's Arbejder havde Planck (1901) ad teoretisk Vej udledt en Formel for Varmestraalingsloven, der er i nøje Overensstemmelse med Erfaringen. Planck holdt sig ikke udelukkende til den klassiske Elektrodynamik, men indførte yderligere den Antagelse, at et System af svingende elektriske Partikler (en elementær Resonator) ikke vil udstraale og absorbere Energi paa den kontinuerte Maade, som den sædvanlige Elektrodynamik forudsætter, men derimod diskontinuert, saaledes at den Energi, som Systemet ad Gangen indeholder, altid er lig et helt Multiplum af det saakaldte Energikvantum, hvis Størrelse er lig $h \cdot \nu$, hvor $h$ er den saakaldte Planck'ske Konstant og $\nu$ Systemets Svingningstal pr. Sek. I formel Henseende lader Planck's Teori meget tilbage at ønske; i visse Beregninger benyttes den sædvanlige Elektrodynamik, medens der ved andre indføres Antagelser, som paa det tydeligste strider derimod, uden at det vises, at der kan gives en sammenhængende Fortolkning af den benyttede Fremgangsmaade. Alene paa Grund af Overensstemmelsen med Forsøgene over Varmestraalingsloven vilde Planck's Teori næppe heller have vundet almindelig Anerkendelse; men som De ved, har Teorien bidraget ganske overordentligt til Forstaaelsen af en Mængde meget forskellige fysiske Fænomener, saaledes som Varmefylde og fotoelektrisk Effekt, Røntgenstraaler og Luftarters Absorption for Varmestraaler. Det drejer sig her ikke alene om den kvalitative Antagelse af en diskontinuert Energiomsætning, men med Benyttelsen af selve Værdien for den Planck'ske Konstant $h$ synes det at være muligt i det mindste med Tilnærmelse kvantitativt at gøre Rede for et stort Antal Fænomener, hvorom man tidligere intet kunde sige. Det er derfor næppe for tidligt at udtale, at hvad end den endelige Fortolkning vil blive, maa Opdagelsen af »Energikvanterne« betragtes som et af Fysikkens vigtigste Resultater, som man nødes til at tage i Betragtning ved

Undersøgelser over Atomers Egenskaber og da navnlig ved Opgaver, som Forklaringen af Spektrallovene, ved hvilke det drejer sig om Udstraaling og Absorption af elektromagnetisk Straaling.

Vi skal nu gaa over til at betragte den anden Del af det Grundlag, paa hvilket vi skal bygge, nemlig de Slutninger, man har draget af Forsøg med Straaler, der udsendes fra de radioaktive Stoffer. Jeg har tidligere her i fysisk Forening haft Lejlighed til at omtale α-Straalernes Spredning under deres Gennemgang gennem tynde Plader og til at omtale, hvorledes Rutherford (1911) for at forklare de ejendommelige og uventede Resultater af disse Forsøg har opstillet en Teori for Atomernes Bygning. Jeg skal derfor i Aften kun kort minde om, at det karakteristiske for Rutherfords Teori er Antagelsen af Tilstedeværelsen af en positiv ladet »Kærne« i Atomets Indre. Omkring Kærnen tænkes Elektroner at bevæge sig i lukkede Baner i et Antal saa stort, at deres samlede negative Ladning neutraliserer Kærnens positive Ladning. Kærnens Dimensioner tænkes at være meget smaa i Sammenligning med Dimensionerne af Elektronernes Baner, og i Kærnen tænkes næsten hele Atomets Masse at være forenet.

Efter Rutherfords Beregning svarer Kærnens positive Ladning til et Antal Elektroner lig omtrent det halve af Atomvægten. Dette Antal falder tilnærmelsesvis sammen med det paagældende Grundstofs Nummer i det periodiske System, og den Antagelse frembyder sig derfor, at Antallet af Elektroner i Atomet netop er lig dette Nummer. Denne Hypothese, der først er udtalt af van den Broek (1912), aabner, som man indser, Muligheden for en simpel Forklaring af det periodiske System. Den nævnte Antagelse bestyrkes stærkt af Forsøg over Grundstofferne med ringest Atomvægt. Først og fremmest er det indlysende, at efter Rutherfords Teori maa en α-Partikel være det samme som Kærnen i et Heliumatom; udfra α-Partiklernes dobbelte positive Ladning følger derfor umiddelbart, at et neutralt Heliumatom maa indeholde to Elektroner. Endvidere gør det samstemmende Resultat af Beregninger af Forsøg over saa forskellige Fænomener som Røntgenstraalers diffuse Spredning og α-Straalers Hastighedstab det overmaade sandsynligt, at et Brintatom kun indeholder én eneste Elektron. Dette stemmer paa den smukkeste Maade overens med den Omstændighed, at J. J. Thomson i sine bekendte Forsøg med positive Straaler aldrig har iagttaget et Brintatom med

mere end én positiv Ladning, medens alle andre undersøgte Stoffer kan optræde med flere Ladninger.

Lad os nu antage, at et Brintatom simpelthen bestaar af en Elektron, der bevæger sig udenom en Kærne med lig og modsat Ladning og med en Masse, der er meget stor i Forhold til Elektronens. Det er indlysende, at denne Antagelse kan anskueliggøre den Særstilling, som Brinten indtager mellem Stofferne, og som jeg omtalte allerførst; men iøvrigt synes det paa Forhaand fuldkommen haabløst at ville forsøge at forklare nogen som helst af Brintens specielle Egenskaber, endsige dens Liniespektrum udfra Betragtning af et saa simpelt System.

Lad os for Kortheds Skyld antage, at Kærnens Masse er uendelig stor i Forhold til Elektronens, samt at Elektronens Hastighed er meget ringe i Sammenligning med Lysets. Dersom vi nu til at begynde med ser bort fra den Energistraaling, der efter den sædvanlige Elektrodynamik vil ledsage Elektronens accelererede Bevægelse, har vi efter den første kepplerske Lov, at Elektronen vil beskrive en Ellipse med Kærnen i det ene Brændpunkt. Betegnes Omløbstallet pr. Sek. med $\omega$ og Ellipsens Storakse med 2 a, finder man, idet Elektronens elektriske Ladning og Masse betegnes ved — e og m, Kærnens Ladning med e, samt den Energimængde, man maa tilføre Systemet for at fjerne Elektronen og Kærnen til en uendelig stor Afstand fra hinanden, med W,

$$\omega^2 = \frac{2}{\pi^2}\frac{W^3}{e^4 m}, \qquad 2a = \frac{e^2}{W}.$$

Disse Udtryk er overmaade simple og viser, at saavel Omløbstallet som Storaksens Længde kun afhænger af W og er uafhængig af Banens Ekscentricitet. Vi ser, at ved at variere W kan vi faa alle mulige Værdier for $\omega$ og 2 a. Denne sidste Omstændighed viser imidlertid, at man ikke direkte kan anvende de fundne Formler ved Beregningen af Elektronens Bane i et Brintatom. Om et saadant maa vi nemlig antage, at Elektronens Bane ikke kan have alle Værdier, og i hvert Tilfælde viser netop Liniespektret tydeligt, at Elektronens Svingninger ikke kan variere kontinuert imellem vide Grænser. At man ikke kan komme nogen Vegne med et saa simpelt System, som det vi betragter, kunde man have forudsagt allerede udfra en

Dimensionsberegning; man kan nemlig ikke ved Hjælp af e og m alene bestemme en Størrelse, der kan tydes som en Diameter af et Atom eller som et Svingningstal.

Dersom vi vil forsøge at tage Energistraalingen i Betragtning paa den Maade, som den sædvanlige Elektrodynamik kræver, vil det kun gøre ondt værre. Paa Grund af Energistraalingen vilde W stadig vokse og samtidig vilde, som de ovenstaaende Udtryk viser, Systemets Omløbstal vokse og Banens Dimensioner aftage. Denne Proces vilde ikke standse, førend Partiklerne var kommen hinanden saa nær, at de ikke mere tiltrak hinanden. Den Energimængde, der vilde udstraales, før dette var sket, vilde være meget stor; dersom man antog, at Partiklerne ikke havde nogen Udstrækning, vilde den jo blive uendelig stor, og med de Dimensioner, som man har beregnet for Elektronerne ud fra deres Masse (c. $10^{-13}$ cm), og som Rutherford har beregnet for Kærnerne (c. $10^{-12}$ cm), vilde den blive mange Gange større end de Energiomsætninger, man kender fra iagttagne Atomprocesser.

Vi ser, at det er umuligt at benytte den Rutherfordske Atommodel, saa længe vi holder os udelukkende til den sædvanlige Elektrodynamik. Dette var jo imidlertid ikke andet, end hvad vi maatte være belavet paa. Som jeg har omtalt, maa det anses for bevist, at det er umuligt paa Grundlag af Elektrodynamiken ved Anvendelse af en hvilken som helst mekanisk Atommodel at naa til en tilfredsstillende Forklaring af Forsøgene over Varmestraaling. At Manglerne ved den Atommodel, vi betragter, lige straks træder saa tydeligt frem, er maaske derfor slet ikke nogen Ulempe; om end Manglerne ved andre Atommodeller er langt bedre skjult, maa de alligevel være til Stede og vil være lige saa alvorlige.

Lad os nu forsøge, om vi ved at anvende den Planck'ske Teori paa det Problem, vi her beskæftiger os med, skulde kunne komme over de Vanskeligheder, som jeg har omtalt.

Vi ser straks, at om en direkte Anvendelse af Planck's Teori kan der ikke være Tale. Planck's Teori handler nemlig om Emission og Absorption af Energi for et System af elektriske Partikler, der svinger med et givet Svingningstal pr. Sek. kun afhængigt af Systemets Natur og uafhængigt af den Energimængde, Systemet indeholder i det betragtede Øjeblik. Ved det System, vi betragter, bestaaende af en Elektron og en Kærne, svarer Svingningstiden til Elektronens Om-

løbstid; men Formlen for $\omega$ viser, at denne Omløbstid er afhængig af W, d. v. s. af Systemets Energi. At man ikke umiddelbart kan anvende Planck's Teori paa vort Problem, er dog ikke saa alvorligt, som man kunde tænke. Ved at antage Planck's Teori har vi nemlig aabenlyst erkendt Utilstrækkeligheden af den sædvanlige Elektrodynamik og afgjort brudt med den sammenhængende Kreds af Antagelser, som bærer denne Teori. Ved et saadant Skridt maatte vi være belavet paa, at al Uoverensstemmelse mellem vore hidtil benyttede teoretiske Forestillinger og Erfaringen ikke vilde være udtømt ved Planck's Antagelse om Størrelsen af den Energi, der ad Gangen indeholdes i et svingende System. Vi staar her paa næsten fuldstændig bar Bund, og maa ved Indførelsen af nye Antagelser blot sørge for, at vi ikke kommer i Modsætning til Erfaringen. Hvorvidt dette kan undgaas paa alle Punkter, maa Tiden vise; men den sikreste Vej er naturligvis at gøre saa faa Antagelser som overhovedet muligt.

Lad os med dette paa Sinde først se paa Forsøgene over Varmestraalingen. Det, der direkte iagttages, er Energimængdens Fordeling paa Svingninger af forskellig Bølgebredde. Selv om man vel maa tænke sig, at denne Energi kommer fra Systemer af svingende Partikler, ved vi saa godt som intet om disse Systemer. Ingen har set en Planck's Resonator, ja ikke engang maalt dens Svingningstid; vi kan kun iagttage Svingningstiden for den udsendte Straaling. Det passer os da overordentlig godt, at det kan vises, at man for Udledningen af Varmestraalingsloven slet ikke behøver at gøre nogensomhelst Antagelse om de Systemer, der udsender Straalingen, undtagen at den Energimængde, der ad Gangen udstraales, er lig $h \cdot \nu$, hvor h er Planck's Konstant og $\nu$ Straalernes Svingningstal. Blot ud fra denne Antagelse kan man, som D e b y e (1910) har vist, ved at benytte en Metode, der er en Kombination af Planck's og Jeans's, komme til dene Planck'ske Straalingslov. Lad os derfor, førend vi gaar nærmere ind paa de svingende Systemers Art, se hvorvidt det er muligt at bringe den nævnte Antagelse om Straalingens Udsendelse i Overensstemmelse med Spektrallovene.

Dersom Spektret af et eller andet Stof indeholder en Spektrallinie svarende til Svingningstallet $\nu$, skal vi saaledes antage, at et af Stoffets Atomer (eller et andet elementært System) kan udsende en

Energimængde $h \cdot \nu$. Dersom Atomets Energi før og efter Straalingens Udsendelse betegnes ved $A_1$ og $A_2$ har vi

$$h\nu = A_1 - A_2 \text{ eller } \nu = \frac{A_1}{h} - \frac{A_2}{h}.$$

Under Straalingens Udsendelse maa Systemet tænkes at gaa over fra en Tilstand til en anden; for at indføre et Navn paa disse Tilstande skal vi kalde dem »stationære« Tilstande, blot for derved at betegne, at de danner en Slags Holdepladser, mellem hvilke Udsendelsen af den til Spektrallinien svarende Energi sker.

Efter Ritz bestaar, som vi saa, et Grundstofs Spektrum af en Række Linier, hvis Bølgelængder kan udtrykkes ved Formlen $\frac{1}{\lambda} = F_r(n_1) - F_s(n_2)$. Ved at sammenligne dette Udtryk med den ovenfor opskrevne Relation ser vi — idet $\nu = \frac{c}{\lambda}$, hvor c er Lysets Hastighed — at enhver enkelt af Spektrets Linier kan tydes som værende udsendt ved et Systems Overgang imellem 2 stationære Tilstande, i hvilke Systemets Energi paa nær en arbitrær Konstant er given ved henholdsvis $-c \cdot h \cdot F_r(n_1)$ og $-c \cdot h \cdot F_s(n_2)$. Ud fra en saadan Tydning udsiger da Kombinationsprincippet, at der for Systemet findes en hel Række stationære Tilstande, samt at det kan gaa over mellem to hvilke som helst af disse under Udsendelse af en monochromatisk Straaling. Vi ser altsaa, at vi ved en simpel Udvidelse af vor første Antagelse er i Stand til formelt at forklare den mest almindelige af de Love, der gælder for Liniespektrene.

Dette Resultat opmuntrer til at forsøge at vinde en anskuelig Forestilling om de foreløbig rent formelt benyttede stationære Tilstande. For at søge en saadan vender vi os naturligt til Brintspektret. Formlen for dette er given ved $\frac{1}{\lambda} = \frac{K}{n_1^2} - \frac{K}{n_2^2}$. Spektret skal derfor efter vor Antagelse tænkes frembragt ved et Systems Overgange imellem en Række stationære Tilstande, hvorom vi foreløbig kun kan udsige, at Systemets Energi i den n'te Tilstand paa nær en vilkaarlig Konstant er given ved $-\frac{Khc}{n^2}$. Lad os nu søge en Tilknytning til den før betragtede Model af et Brintatom. Lad os antage, at vi ved Beregning af Elektronens Omløbstal i Systemets

stationære Tilstand kan benytte den ovenfor opskrevne Formel for $\omega$. 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.

Lad os, svarende til den n'te stationære Tilstand, i Formlen for $\omega$ forsøgsvis sætte $W = \frac{Khc}{n^2}$. Vi faar da

$$\omega_n^2 = \frac{2}{\pi^2} \frac{K^3 h^3 c^3}{e^4 m n^6}.$$

Udstraalingen af Lys svarende til en bestemt Spektrallinie udsendes efter vor Antagelse ved Overgangen mellem 2 stationære Tilstande svarende til 2 forskellige Omløbstal $\omega_{n_1}$ og $\omega_{n_2}$. Efter de benyttede Antagelser er vi ikke berettigede til at vente, at der skal være nogen simpel Forbindelse mellem disse Omløbstal for Elektronen og Svingningstallet for den udsendte Straaling. De vil indse, at jeg her slet ikke forsøger at give, hvad man sædvanlig vil kalde en Forklaring; om hvorledes eller hvorfor Straalingen udsendes, udsiger disse Betragtninger intet. Paa et enkelt Punkt skal vi dog vente en Tilknytning til de sædvanlige Forestillinger. Vi maa nemlig vente, at Udsendelsen af l a n g s o m m e elektromagnetiske Svingninger kan beregnes i Overensstemmelse med den klassiske Elektrodynamik. En saadan Antagelse bestyrkes f. Eks. overordentlig gennem Resultatet af Lorentz's før omtalte Beregninger.

Vi ser af Formlen for $\omega$, at dersom n vokser, bliver Omløbstallet mindre, og samtidig nærmer Forholdet $\frac{\omega_n}{\omega_{n+1}}$ sig mere og mere til 1. Efter det foregaaende er Svingningstallet for den Straaling, der svarer til Overgangen mellem den $(n+1)$'te og den n'te stationære Tilstand, given ved $\nu = K \cdot c \cdot \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right)$. Dersom n er meget stor, bliver dette Udtryk med Tilnærmelse $\nu = \frac{2Kc}{n^3}$. Lad os nu for at faa en Tilknytning til den sædvanlige Elektrodynamik sætte dette Svingningstal lig med Elektronens Omløbstal og altsaa sætte $\frac{2Kc}{n^3} = \omega_n$. Vi ser af Udtrykket for $\omega_n$, at n forsvinder af

denne Ligning, og endvidere at Ligningen kun vil være opfyldt, dersom $K = \frac{2\pi^2 e^4 m}{ch^3}$.

Konstanten K kendes meget nøje, den er, som jeg har nævnt, lig 109675. Ved at indsætte de nyeste Værdier for e, m og h, bliver Udtrykket paa den anden Side af Lighedstegnet lig $1{,}09 \cdot 10^5$. Overensstemmelsen er saa god, som man kan forlange efter Usikkerheden i den eksperimentelle Bestemmelse af Konstanterne e, m og h. Vi maa derfor sige, at vi finder al den Overensstemmelse mellem vore Beregniger og den klassiske Elektrodynamik, som vi var berettiget til at vente.

Som vi omtalte, kan vi ikke vente en tilsvarende Tydning af Omløbstallene for de andre stationære Tilstande. Der gælder imidlertid for alle Tilstandene visse formelt simple Relationer. Ved at indsætte det fundne Udtryk for K finder vi saaledes for den n'te Tilstand $W_n = \frac{1}{2} n \cdot h \cdot \omega_n$. Denne Ligning danner en fuldstændig Analogi til Planck's Antagelse om Energiindholdet af en Resonator. Ved vort System er nemlig W, som man let viser, lig Middelværdien af Elektronens kinetiske Energi under et Omløb. Som De husker, var en Resonators Energi efter Planck altid lig med $n \cdot h \cdot \nu$. For den Planck'ske Resonator er endvidere den kinetiske Energi i Middel lig den potentielle Energi, saa at Middelværdien af Resonatorens Energi altsaa efter Planck er lig $\frac{1}{2} n \cdot h \cdot \nu$. Denne Analogi frembyder en anden Maade at fremsætte Teorien paa, og det er den, ved hvilken jeg oprindelig er bleven ledet ind paa disse Betragtninger. Naar man imidlertid tænker paa, hvor forskelligt Ligningen benyttes her og i Planck's Teori, forekommer det mig misvisende at lægge den omtalte formelle Analogi til Grund, og jeg har derfor ved den Fremstilling, jeg her har fulgt, søgt at frigøre mig saa meget som muligt derfra.

Lad os fortsætte med Anskueliggørelsen af Beregningerne, og lad os i Udtrykket for 2a indsætte den Værdi for W, der svarer til den n'te stationære Tilstand. Vi finder

$$2a = n^2 \frac{e^2}{chK} = n^2 \frac{h^2}{2\pi^2 m e^2} = n^2 \cdot 1{,}1 \cdot 10^{-8}.$$

Vi ser, at vi for smaa Værdier af n faar Værdier for Storaksen af Elektronens Bane, der er af samme Størrelsesorden som

de Værdier for Atomernes Diametre; man har beregnet ved Hjælp af den kinetiske Luftteori. For store Værdier af n bliver dog 2a meget stor i Forhold til de beregnede Atomdimensioner. Dette Resultat er imidlertid ikke nødvendigvis i Uoverensstemmelse med Erfaringen. Vi maa nemlig tænke os, at et Brintatom under sædvanlige Omstændigheder kun vil findes i den Tilstand, der svarer til $n = 1$. I denne Tilstand vil W være størst, og altsaa den størst mulige Energi afgivet; det vil derfor være den stabileste Tilstand, ud af hvilken Systemet ikke kan bringes, uden at der tilføres det Energi udefra. De store Værdier for 2a for store Værdier af n behøver derfor ikke at være i Modsætning til Forsøgene; ja man kan endda i disse store Værdier søge en Forklaring for den Omstændighed, at det ikke hidtil har været muligt ved Laboratorieforsøg at iagttage de Brintlinier, der svarer til store Værdier for n i Balmers Formel, medens de er bleven iagttagne i Spektret af visse Himmellegemer. For at Elektronernes store Baner ikke skal forstyrres af elektriske Kræfter fra Naboatomerne, maa Trykket være meget lavt, saa lavt, at det ikke er muligt at skaffe tilstrækkeligt Lys fra et Geisslersk Rør af sædvanlige Dimensioner. I Himmellegemerne kan man imidlertid antage, at vi har at gøre med Brint i meget stor Fortynding udbredt over uhyre store Rum.

De vil have lagt Mærke til, at vi hidtil slet ikke har omtalt det Spektrum, som var fundet i visse Stjerner, og som efter den sædvanlige Opfattelse skyldes Brint, og sammen med det almindelige Brintspektrum efter Rydberg skulde udgøre et sammenhængende System af Linier i fuldstændig Analogi med Spektret af andre Grundstoffer. De vil maaske ogsaa have indset, at det vilde frembyde Vanskeligheder at bringe dette Spektrum ind under de benyttede Antagelser. Dersom man vilde forsøge derpaa, maatte man nemlig opgive den simple Betragtning, der førte os til Udtrykket for Konstanten K. Vi skal imidlertid se, at det synes muligt paa anden Maade at forklare Fremkomsten af det omhandlede Spektrum. Lad os tænke os, at det ikke skyldes et Brintatom, men et andet simpelt System bestaaende af en enkelt Elektron, der bevæger sig uden om en Kærne med den elektriske Ladning $N \cdot e$. Udtrykket for $\omega$ bliver da $\omega^2 = \frac{2\,W^3}{\pi^2 N^2 e^4 m}$. Ved nu at gentage alle de samme Betragtninger som før, blot i omvendt Orden, kommer vi til det Re-

sultat, at det System, vi betragter, vil udsende et Liniespektrum givet ved

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi^2 N^2 e^4 m}{ch^3}\left(\frac{1}{{n_1}^2} - \frac{1}{{n_2}^2}\right) = K \cdot \left(\frac{1}{\left(\frac{n_1}{N}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{n_2}{N}\right)^2}\right).$$

Ved at sammenligne denne Formel med Formlerne for Picherings og Rydbergs Rækker ser vi, at vi ud fra Teorien kan forklare de iagttagne Linier, dersom vi antager, at Spektret skyldes en Elektron, der bevæger sig uden om en Kærne med Ladning 2e; altsaa efter Rutherfords Teori uden om Kærnen i et Heliumatom. At det omhandlede Spektrum ikke iagttages i et sædvanligt Heliumrør, men kun i Stjerner, kan man forklare derved, at der fordres en meget høj Grad af Ionisation for Spektrets Fremkomst; et neutralt Heliumatom indeholder jo 2 Elektroner, medens det betragtede System kun indeholder 1.

Disse Slutninger synes at bestyrkes ved Forsøgene. Som jeg omtalte, er det fornylig lykkedes den engelske Fysiker Fowler at iagttage de Pichering'ske og de Rydberg'ske Linier ved Laboratorieforsøg. Ved at sende en meget stærk elektrisk Udladning gennem et Rør, der indeholdt en Blanding af Brint og Helium, iagttog Fowler ikke alene disse Linier, men ogsaa en ny Række Linier, der stod i simpelt Forhold til dem, idet deres Bølgelængder med Tilnærmelse kunde udtrykkes ved Formlen $\frac{1}{\lambda} = K\left(\frac{1}{(\frac{3}{2})^2} - \frac{1}{(n + \frac{1}{2})^2}\right)$. Fowler tydede alle de iagttagne Linier som det efterlyste Brintspektrum. Med Iagttagelsen af den sidst omtalte Række af Linier var Analogien mellem det hypotetiske Brintspektrum og Spektret af andre Grundstoffer imidlertid forsvundet, og dermed det Grundlag, hvorpaa Rydberg havde bygget sine Slutninger; derimod indser man, at Fremkomsten af de omhandlede Linier netop var, hvad vi skulde vente efter den ovenfor omtalte Tydning af Spektret.

I den følgende Tabel er i den første Søjle opskrevet de af Fowler maalte Bølgelængder, i den anden de af ham angivne Grænser for Iagttagelsesfejlene; i den tredje Søjle findes Produktet af Bølgelængderne og Størrelsen $\frac{1}{{n_1}^2} - \frac{1}{{n_2}^2}$; de benyttede Værdier for $n_1$ og $n_2$ er anførte i de vedføjede Paranteser.

| $\lambda \cdot 10^8$ | Fejlgrænse | $\lambda \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \cdot 10^{10}$ | |
|---|---|---|---|
| 4685 . 98 | 0 . 01 | 22779 . 1 | (3; 4) |
| 3203 . 30 | 0 . 05 | 22779 . 0 | (3; 5) |
| 2733 . 34 | 0 . 05 | 22777 . 8 | (3; 6) |
| 2511 . 31 | 0 . 05 | 22778 . 3 | (3; 7) |
| 2385 . 47 | 0 . 05 | 22777 . 9 | (3; 8) |
| 2306 . 20 | 0 . 10 | 22777 . 3 | (3; 9) |
| 2252 . 88 | 0 . 10 | 22779 . 1 | (3; 10) |
| 5410 . 5 | 1 . 0 | 22774 | (4; 7) |
| 4541 . 3 | 0 . 25 | 22777 | (4; 9) |
| 4200 . 3 | 0 . 5 | 22781 | (4; 11) |

Vi ser, at Værdierne for Produktet er meget nær lige store, og at Afvigelserne er af samme Størrelsesorden som de angivne Fejlgrænser. Efter den Formel, vi udledte for Spektret, skulde Værdien af Produktet $\lambda\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$ være nøjagtig $^1/_4$ af det tilsvarende Produkt for Brintspektret. Af de to Tabeller finder vi for Produktet 91153 og 22779; og dividerer vi den første med den sidste, faar vi 4.0016. Denne Værdi er meget nær ved 4; Afvigelsen er dog langt større, end det paa nogen Maade kan forklares udfra Forsøgsnøjagtigheden. Det har imidlertid vist sig let at finde en teoretisk Fortolkning derfor. I alle de foregaaende Beregninger har vi forudsat, at Kærnens Masse kan regnes for uendelig stor i Forhold til Elektronens. Dette vil naturligvis ikke være Tilfældet, selv om det finder Sted med meget stor Tilnærmelse; for et Brintatom vil Forholdet mellem Kærnens og Elektronens Masse være ca. 1850, og for et Heliumatom 4 Gange større.

Dersom vi betragter et System bestaaende af en Elektron, der bevæger sig uden om en Kærne med Ladning $N \cdot e$ og med Massen M, finder vi følgende Udtryk for Systemets Omløbstal:

$$\omega^2 = \frac{2}{\pi^2} \frac{W^3(M + m)}{N^2 e^4 M m}.$$

Ved at gaa ud fra denne Formel udleder vi paa ganske tilsvarende Maade som før, at Systemet vil udsende et Liniespektrum, hvis Bølgebredder er givne ved Formlen

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi^2 N^2 e^4 m M}{ch^3(M + m)} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right).$$

Søger vi nu ud fra denne Formel Forholdet mellem det betragtede Produkt for Brintspektret og for det hypotetiske Heliumspektrum, finder vi Værdien 4,00163, d. v. s. en fuldkommen Overensstemmelse med den ovenfor omtalte Værdi, der var beregnet ud af Iagttagelserne.

Jeg maa endnu omtale, at den engelske Fysiker Evans har gjort nogle Forsøg for at prøve at afgøre, hvorvidt det omdisputerede Spektrum skyldes Brint eller Helium. Det lykkedes ham at iagttage en af Linierne i et Rør fyldt med meget ren Helium; der var i alt Fald ikke saa meget Brint til Stede, at de sædvanlige Brintlinier kunde iagttages. Da Fowler i hvert Tilfælde ikke synes at betragte et saadant Vidnesbyrd som afgørende, maa man imidlertid haabe, at disse Forsøg vil blive fortsat. Der er dog ogsaa en anden Mulighed til Stede for Spørgsmaalets Afgørelse. Som det fremgaar af den sidst opskrevne Formel, skulde det betragtede Heliumspektrum foruden de af Fowler iagttagne Linier indeholde en Række Linier, der falder meget nær sammen med de sædvanlige Brintlinier. Linierne fremkommer ved at sætte $n_1 = 4$; $n_2 = 6, 8, 10 \ldots$ Selv om disse Linier var til Stede, turde det være overmaade vanskeligt at iagttage dem paa Grund af deres Beliggenhed i Forhold til Brintlinierne, men skulde de iagttages, maatte vel ogsaa Spørgsmaalet om Spektrets Oprindelse betragtes som afgjort; der syntes nemlig da ingen Grund at være tilbage til at antage, at Spektret skyldtes Brint.

Dersom vi betragter Spektrene af andre Stoffer, bliver Forholdene mere indviklede, fordi Atomerne indeholder flere Elektroner. Det er heller ikke hidtil lykkedes ud fra Teorien at forklare noget andet Spektrum end de, jeg i det foregaaende har omtalt. Paa den anden Side maa det imidlertid fremhæves, at det er meget simpelt ud fra vore Antagelser at tyde de almindelige Love, der er fundne at gælde for Spektrene. Hvad Kombinationsprincipet angaar, er dette indlysende; ved den Fremgangsmaade, vi har benyttet, har vi jo delvis taget vort Udgangspunkt netop fra dette Princip. Men ogsaa for den anden almindelige Lov, nemlig Fremkomsten af den Rydbergske Konstant i alle Spektralformler, kan der gives en simpel Tydning. Lad os antage, at de paagældende Spektre, ligesom Brintspektret, udsendes fra et neutralt System, og at de fremkommer under Bindingen

af en løsreven Elektron. Dersom en saadan Elektron bevæger sig uden om Kærnen i en Bane, der er stor i Forhold til de andre Elektroners, vil den være underkastet meget nær de samme Kræfter som Elektronen i et Brintatom, idet de indre Elektroner hver for sig tilnærmelsesvis vil ophæve Virkningen af en Del af Kærnens positive Ladning. Vi maa derfor antage, at der for Systemet vil findes en Række stationære Tilstande, i hvilke den yderste Elektron bevæger sig tilnærmelsesvis som i de stationære Tilstande for et Brintatom. Jeg skal ikke gaa nærmere ind paa disse Betragtninger, men blot anføre, at de leder til den Slutning, at Rydbergs Konstant ikke er nøjagtig ens for alle Stoffer. I Udtrykket for denne Konstant vil nemlig indgaa Faktoren $\frac{M}{M+m}$, hvor M betyder Kærnens Masse. Korrektionen er overordentlig ringe for Stoffer med stor Atomvægt, men for Brint er den efter spektralanalytiske Begreber meget betydelig. Dersom den benyttede Fremgangsmaade leder til rigtige Resultater, er det derfor ikke tilladt at beregne den Rydbergske Konstant direkte ud fra Brintspektret; Værdien for den universelle Konstant skulde efter Teorien ikke være 109675 men 109735.

Jeg skal ikke i Aften trætte Dem med flere Enkeltheder; jeg haaber senere her i fysisk Forening at komme tilbage til disse Spørgsmaal og at vise, hvorledes man fra de benyttede Synspunkter ledes til en Opstilling af en Teori for Bygningen af Atomer og Molekyler.

Førend jeg slutter, vil jeg blot gerne sige, at jeg haaber, at jeg har udtrykt mig saa tydeligt, at De vil have opfattet, hvor meget de fremførte Betragtninger strider imod den saa beundringsværdigt sammenbyggede Kreds af Forestillinger, som man med Rette har benævnt den klassiske Elektrodynamik. Paa den anden Side har jeg bestræbt mig for at bibringe Dem det Indtryk, at der — netop ved saa stærkt at fremhæve denne Modstrid — maaske er Mulighed for med Tiden ogsaa at bringe en vis Sammenhæng i de nyere Forestillinger.