

Niels Bohr's Atommodel

Når hvidt lys sendes gennem et optisk gitter eller et glasprisme, opdeles det i de forskellige farver, som vi kender fra regnbuen. Vi kalder farverækken for lysets *spektrum* – og da farverne glider jævnt over i hinanden, taler vi om et *kontinuert spektrum*.

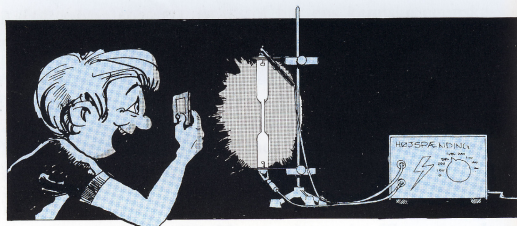
Men i begyndelsen af 1800-tallet opdagede man, at det ikke var alt lys, som gav et kontinuert spektrum.

Grundstoffernes spektrum

Når et atom tilføres tilstrækkeligt med energi f.eks. i form af varme eller elektricitet, udsender det lys. Vi vil se på lyset fra atomerne i de to grundstoffer *hydrogen* og *helium* gennem et optisk gitter.

De to grundstoffer, der jo er gasarter, er hver i et rør, hvori der i hver ende er indsmeltet en elektrode. Et sådant rør kaldes for et *spektralrør*.

Tilslutter vi nu efter tur de to spektralrør til en højspændingskilde, vil de to grundstoffers atomer udsende lys.



Vi kan se, at lyset fra de to grundstoffer er forskelligt – og iagttager vi lyset gennem et optisk gitter, vil vi ikke se et kontinuert spektrum, men nogle farvede linier. Disse linier kaldes for *spektrallinier*.

Vi kan tydeligt se, at spektrallinierne i hydrogen og helium er forskellige – de to stoffers *linespektrum* er ikke ens!

Det har vist sig, at alle grundstoffer har forskellige linespektre. Det betyder, at ethvert grundstof kan *identificeres* ved sit linespektrum – ligesom vi kan identificeres ved vore fingeraftryk.

På hydrogens og heliums linespektre er angivet spektralliniernes bølgelængde (fig. 274 og 275). Bølgelængderne er her angivet i μm , hvilket er det samme som 0,001 mm.

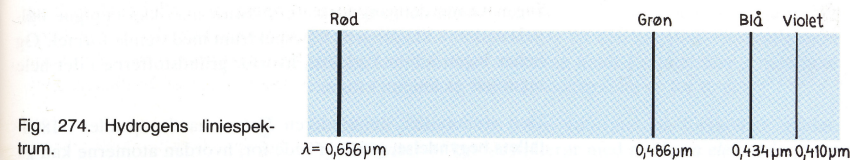


Fig. 274. Hydrogens linespektrum.

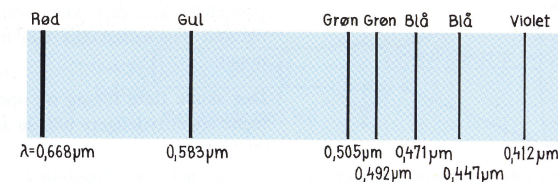


Fig. 275. Heliums linespektrum.

Undersøgelse af et ukendt stofs linespektrum for at finde ud af, hvilket eller hvilke grundstoffer det er sammensat af, kaldes *spektralanalyse*. Spektralanalyse spiller en stor rolle inden for kemien, atomfysikken og astronomien.

Ved spektralanalyse er det f.eks. muligt at bestemme sammensætningen af såvel mineraler som fjerne sole og stjernetaår.

Ethvert grundstof har sit eget **linespektrum**, hvor de forskellige bølgelængder optræder som skarpt lysende linier af forskellige farver, der kaldes **spektrallinier**.

I 1885 opdagede en schweizisk skolelærer, *J.J. Balmer*, at bølgelængderne i hydrogens linespektrum kan beregnes ved hjælp af formelen:

$$\frac{1}{\lambda} = 10,97 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{hvor } n = 3, 4, 5 \text{ og } 6.$$

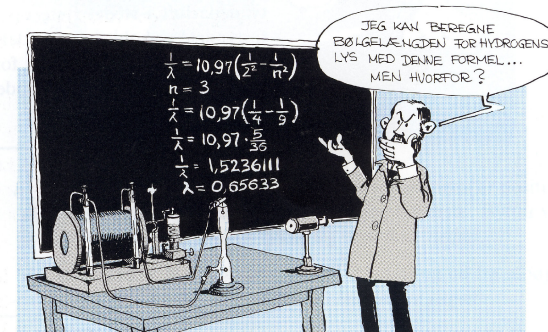


Fig. 276.

Ingen kunne dengang forklare, hvorfor man kan beregne bølgelængderne i hydrogens liniespektrum med denne formel. Og heller ingen kunne forklare, hvorfor grundstofferne i det hele taget har et liniespektrum.

Den atommodel, englænderen *Dalton* havde opstillet i 1800-tallets begyndelse, gør især rede for, hvordan atomerne kan gå i forbindelse med hinanden og danne molekyler. Men da Daltons atommodel opfatter atomerne som universets mindste bestanddele, kan den ikke forklare atomernes *lysudsendelse* – ligesom den heller ikke kan forklare, hvad *elektricitet* er for noget.

Der skulle flere forsøg og opdagelser til, før der kom til at tegne sig et tydeligere billede af atomet.

Elektronens opdagelse

At der kan springe gnister mellem elektroder (elektriske ledere), har man vidst siden borgmesteren i Magdeburg, *Otto von Guericke*, omkring 1680 lavede verdens første elektrisermaskine.

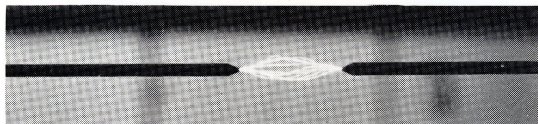


Fig. 277. En gnist kaldes også en elektrisk udladning.

Men først knap 200 år senere lykkedes det for nogle tyske forskere at konstruere et *glasrør*, der kunne pumpes fri for luft, så man kunne undersøge, hvordan *elektriske udladninger* opfører sig i *fortyndet* luft.

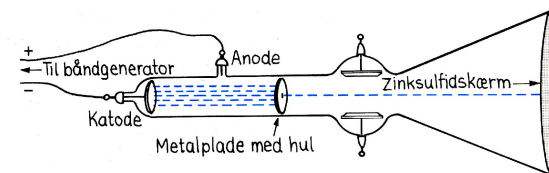
Man opdagede da, at der ingen gnister sprang, og at den fortyndede luft i stedet lyste op. Men gjorde man luften mere fortyndet, så holdt lysudsendelsen op. Der foregik dog stadig noget i det udpumpede rør, for anbragte man en skærm bag *anoden* – den positive elektrode – så *lyste skærmen op*.

SKRÆKKELIGE OLFERT



Forskernes konklusion kunne kun blive, at *der må udgå stråler fra den negative elektrode*. Og da den negative elektrode også kaldtes katoden, blev strålerne kaldt *katodestråler* – men man var ikke enige om, hvad katodestråling er for noget.

E Et *katodestrålerør* kan være udformet på forskellige måder. 47 Fig. 278 viser et katodestrålerør med *to ekstra elektroder*, som

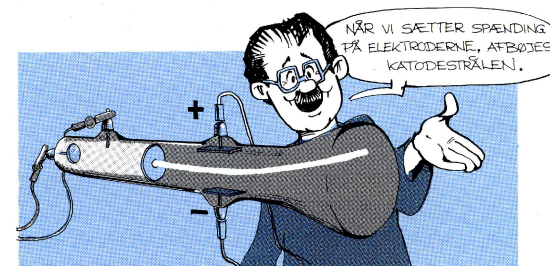


katodestrålerne skal passere, før de rammer en *skærm*, der er belagt med zinksulfid.

Forbinder vi katoden (–) og anoden (+) til båndgeneratoren, vil vi se, at der fremkommer en lysende plet på skærmen. Bytter vi derimod om på plus- og minus-ledningen, kommer der ingen plet.

Vi har hermed vist, at *katodestrålerne kommer fra den negative elektrode*.

Vi tilslutter ledningerne igen, så der atter fremkommer en lysende plet på skærmen, og sætter derefter en spænding til de to ekstra elektroder som vist på fig. 279.



Vi kan se, at pletten flytter sig *opad*, hvis spændingen er positiv på den øverste elektrode og negativ på den nederste. Bytter vi ledningerne om, vil pletten rykke sig et stykke *nedad*.

Katodestrålerne må altså være elektrisk ladet, og ud fra afbøjningen kan vi se, at *katodestrålernes ladning er negativ*.

Holder vi en magnet hen til katodestrålerøret, som vist på fig. 280, vil katodestrålen også afbøjes.

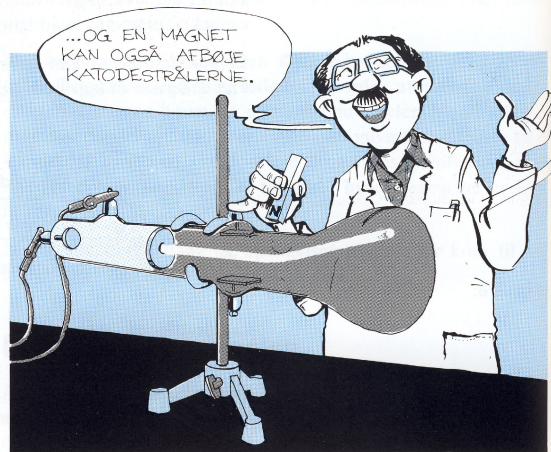


Fig. 280.

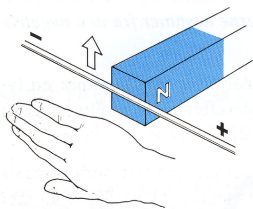


Fig. 281. Lillefingerreglen.

Også en *strømførende ledning* afbøjes i et magnetfelt. Anbringer vi en ledning som vist på fig. 281, vil ledningen afbøjes opad på samme måde som katodestrålen.

Når man skal finde ud af, hvordan en elektrisk ledning afbøjes i et magnetfelt, anbringer man højre hånd sådan, at fingrene peger i strømmens retning, og håndfladen sådan, at den vender mod magnetens nordpol, så vil ledningen slå ud til *lillefinger-siden*.

Vi kan se, at vi kan bruge samme regel, når vi skal finde katodestrålernes afbøjning – blot skal fingrene pege mod strålernes *bevægelsesretning*.

Katodestrålernes ladning er negativ.

Katodestråling er det samme som elektronstråling.

Elektronens masse er ca. 1/2000 af et brintatoms masse.

Atomkernens opdagelse

Få år efter at J.J. Thomson i 1904 havde opstillet sin atommodel, fremkom nogle forsøgsresultater, der *ikke* kunne forklares ved hjælp af Thomsons model.

Det var den engelske fysiker *Ernest Rutherford* (1871-1937), der sammen med nogle medarbejdere havde lavet en række forsøg for at afprøve rosinbollemodellen.

Et af forsøgene gik ud på at »skyde« *alfa-partikler* ind mod et meget tyndt guldfolie. Bag guldfoliet var anbragt en skærm, som lyste op, når alfa-partiklerne ramte den.

Hvis Thomsons forestilling om atomet som en *positiv substans* passede, skulle alfa-partiklerne på grund af deres store fart kunne fortsætte igennem guldatomerne næsten uden at blive spredt.

Rutherfords medarbejdere – *Geiger* og *Marsden* – iagttog da også, at den tynde stråle af alfa-partikler gik igennem det tynde guldfolie næsten uden at blive spredt, men så opdagede de noget som fangede deres opmærksomhed.

En gang imellem kom et *lysglimt* langt fra det sted, hvor alfa-partiklerne skulle ramme. Geiger og Marsden prøvede da at

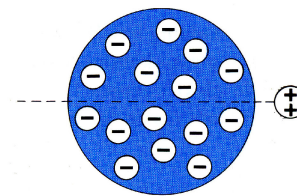


Fig. 284. En alfa-partikel skulle kunne gå lige igennem et atom, hvis Thomsons atommodel var korrekt.

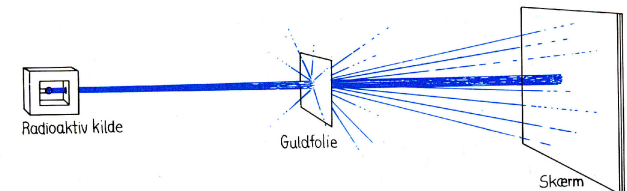


Fig. 285. Ved at bruge alfa-partikler som »projektiler« kan man undersøge det indre af atomet.

anbringe skærmen forskellige steder i forhold til guldfoliet, men der kom stadigvæk glimt en gang imellem. Ja, selv når skærmen var anbragt foran guldfoliet kom der nogle glimt. – *Hvordan kunne alfa-partiklerne blive tilbagekastet fra guldfoliet?*

For Rutherford og de to medarbejdere var det lidt af et mysterium. Rutherford udtalte, at det de så var lige så utroligt, som hvis de havde affyret en 15 tomers granat mod et stykke silkepapir, og den så var kommet farende tilbage.

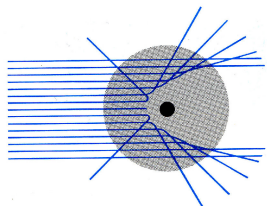


Fig. 286. De positive alfa-partikler afbøjes af den positive kerne. I virkeligheden går langt de fleste alfa-partikler lige igennem, fordi kernens diameter er 10 000 gange mindre end atomets diameter.

Rutherford drog den slutning af forsøget, at Thomsons model ikke passede. Hvis guldatomets positive ladning var spredt over hele atomet, ville den nemlig *ikke* kunne påvirke de positive alfa-partikler særligt meget. Men hvis derimod hele den positive ladning i guldatomet var samlet i *en lille kerne*, så ville den elektriske ladning blive så koncentreret, at den kunne frastøde alfa-partikler.

På fig. 286 kan vi se, hvordan den lille positive kerne kan frastøde alfa-partikler.

Ved hjælp af alfa-partiklernes afbøjning kunne Rutherford beregne *atomkernens diameter* til at være ca. 10^{-14} meter. Atomkernens diameter er altså 10 000 gange mindre end hele atomets diameter.

Ud fra sine iagttagelser opstillede Rutherford i 1911 en ny atommodel. Atomets positive ladning placerede han i en *kerne* og uden om denne *kredsede* elektronerne.

E
48

Rutherfords atommodel kaldes også for *planetmodellen*, fordi den ligner vores solsystem, hvor planeterne kredser rundt om solen.

Men mange forskere var *skeptiske* over for Rutherfords atommodel. Rutherfords påvisning af atomkernen kunne man ikke komme uden om – men *det stemte ikke med de fysiske love*, man dengang kendte, at elektronerne kunne kredse om kernen.

En elektron, der kredser rundt om en kerne, ville nemlig ifølge den tids opfattelse opføre sig som en lille *radiosender* og udsende *elektromagnetiske bølger*. Elektronen ville derved miste energi og i en spiralformet bane hurtigt ende i kernen. Det hele ville ske i løbet af en hundredemilliontedel af et sekund, og når elektronen ramte kernen, ville atomet ophøre med at eksistere!

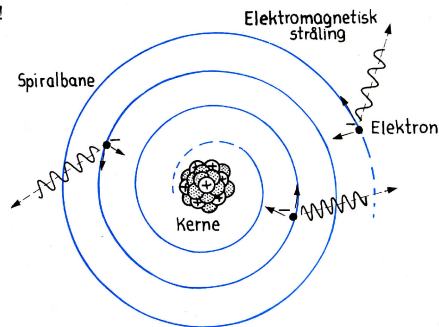


Fig. 288. Hvis en elektron udsender elektromagnetiske bølger under omløbet, vil den miste energi derved, og derfor vil den falde ind mod kernen i en spiralformet bane.



Fig. 289. Niels Bohr (1885-1962) på den tid, da han udviklede sin atommodel.

Niels Bohrs atommodel

Rutherfords atommodel beskrev atomet som en kerne med elektroner kredsende udenom, men der var to problemer:

- Atomet i Rutherfords atommodel var *ikke stabilt*, som man jo vidste at virkelighedens atomer er – ifølge de dengang kendte fysiske love ville atomet i Rutherfords model nemlig hurtigt *gå til grunde* under udsendelse af elektromagnetiske bølger.
- Rutherfords atommodel kunne *ikke* forklare grundstoffernes *spektrallinier*.

Ikke ret mange fysikere beskæftigede sig dengang med disse to problemer – man mente simpelthen, at de i øjeblikket var for svære at løse. Men for *Niels Bohr* var disse problemer ikke til at komme udenom.

Niels Bohr havde da også store vanskeligheder med problemerne, men så pludselig i februar 1913 skete der noget – en af Bohrs studiekammerater gjorde ham opmærksom på *Balmers formel* (se side 147).

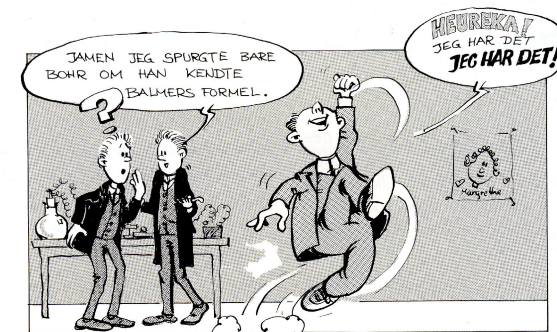


Fig. 290.

Bohr kendte ikke formlen, men da han så den, faldt brikkerne på plads for ham. Og i begyndelsen af marts 1913 kunne han fremlægge en *atommodel*, der ganske vist brød med de vedtagne fysiske love, men atomet i hans model var *stabilt*, og modellen kunne forklare atomernes *linespektre*.

Bohrs atommodel bygger på *to* *grundsætninger* (påstande), samt på Einsteins *foton-teori*. Og han brugte brintatomet til at forklare sin model ud fra.

Bohrs første påstand er:

- En elektron kan kun kredse omkring kernen i nogle bestemte baner uden at afgive energi i form af fotoner (elektromagnetiske bølger).
- I hver bane har elektronen en bestemt mængde potentiel energi: $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$, hvor energien vokser, jo større nummeret er – dvs. jo større banen er.

Bohr kaldte elektronbanerne for *energiniveauer* – og han talte om, at et atom energimæssigt kun kan befinde sig i nogle ganske bestemte tilstande, som han kaldte *stationære tilstande*.

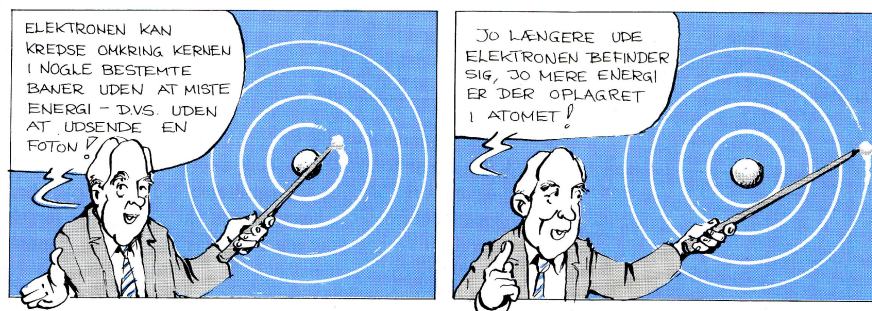


Fig. 291.

E 49-52 Når elektronen befinder sig i den inderste bane, som kaldes *grundtilstanden*, er energien lavest. Energien i de forskellige baner beregnede Bohr ved hjælp af formlen:

$$E = 13,60 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ eV}$$

hvor $m = 1$ og $n = 1, 2, 3 \dots$

Eks. 1: $E_1 = 13,60 (1 - 1) \text{ eV}$
 $E_1 = 13,60 \cdot 0 \text{ eV}$
 $E_1 = 0 \text{ eV}$

Eks. 2: $E_2 = 13,60 (1 - \frac{1}{4}) \text{ eV}$
 $E_2 = 13,60 \cdot 0,75 \text{ eV}$
 $E_2 = 10,20 \text{ eV}$

Skemaet nedenfor viser elektronens *potentielle energi* i de første syv baner. Bane nr. 1 er den inderste bane, grundtilstanden, og bane nr. 7 er den yderste bane:

Bane nr.	Energi	Energiforskel mellem banerne
1	0 eV	10,20 eV
2	10,20 eV	
3	12,09 eV	1,89 eV
4	12,75 eV	0,66 eV
5	13,06 eV	0,31 eV
6	13,22 eV	0,16 eV
7	13,32 eV	0,10 eV

Fig. 292.

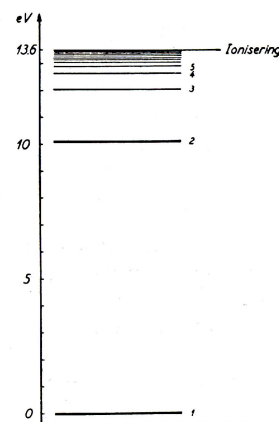


Fig. 293. Energiniveauer i et brintatom.

Fig. 293 viser energi-niveauerne for et hydrogenatom. Vi kan her tydeligt se, at forskellen mellem energi-niveauerne bliver mindre og mindre. Ved en energitilførsel på 13,60 eV eller mere bliver brintatomet *ioniseret* – dvs. at elektronen får så meget energi, at kernen ikke mere kan fastholde den i banen, elektronen bliver *fri*.

Når hydrogenatomerne, f.eks. i et spektralrør, får tilført energi, så bliver elektronerne slået ud i nogle *større baner*. På fig. 292 kan vi se, at et atom kun kan få tilført en af de energimængder, som svarer til energiforskellen mellem to baner – f.eks. 10,20, 12,09, 1,89 og 2,55.

Men hvad vil der ske, hvis en elektron springer *tilbage* mod grundtilstanden? – Dette spørgsmål besvarer Bohr i sin anden påstand.

Bohrs anden påstand er:

- Når en elektron springer fra en større bane til en mindre bane, udsendes en foton.
- Den udstødte fotonens energi (ΔE) svarer til energiforskellen mellem de to baner: $\Delta E = E_n - E_m$

Eks.: Springer en elektron fra bane 5 ned til bane 3, så er den udsendte fotons energi:

$$\Delta E = 13,06 \text{ eV} - 12,09 \text{ eV}$$

$$\Delta E = 0,97 \text{ eV}$$



Fig. 294.

Ifølge Bohrs model fremkommer brints linespektrum ved, at elektronerne springer ned til bane 2. Bohr-modellens bane-energi kender vi fra tabellen i fig. 292, og med formlen fra Bohrs anden påstand kan vi da beregne følgende fotonenergier for spring ned til bane 2:

$$E_n - E_m = \Delta E$$

$$12,09 \text{ eV} - 10,20 \text{ eV} = 1,89 \text{ eV}$$

$$12,75 \text{ eV} - 10,20 \text{ eV} = 2,55 \text{ eV}$$

$$13,06 \text{ eV} - 10,20 \text{ eV} = 2,86 \text{ eV}$$

$$13,22 \text{ eV} - 10,20 \text{ eV} = 3,02 \text{ eV}$$

Tallene ovenfor er Bohr-modellens *forudsigelse* af fotonenergierne i brints linespektrum – men Bohrs model er kun rigtig, hvis forudsigelsen stemmer med fotonenergierne af de bølgelængder, man har *målt* i brints linespektrum (fig. 295).

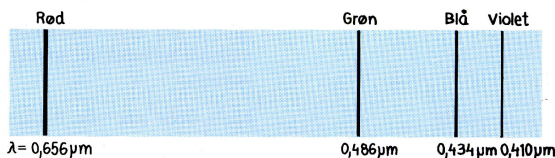


Fig. 295. På tegningen er angivet de målte værdier for bølgelængderne i brints linespektrum.

Farverne i brints linespektrum på fig. 295 er angivet i bølgelængder, men vi kan omregne disse til fotonenergier ved hjælp af to formler, vi allerede kender – og så se om forudsigelsen holder.

Fotonernes energi kan beregnes ved hjælp af den energiformel, vi så i kapitlet om lys:

$$E = h \cdot f$$

hvor h er et konstant tal $4,13 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$, mens f er frekvensen. Energien er altså afhængig af frekvensen – og dermed også af bølgelængden, det fremgår af *bølgeformlen*:

$$c = f \cdot \lambda$$

$$f = \frac{c}{\lambda}$$

hvor c er lysets fart på $3 \cdot 10^{14} \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Ved at erstatte f i energiformlen med $\frac{c}{\lambda}$ kommer energiformlen til at se sådan ud:

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

hvor h og c er to konstante tal, som vi kan gange med hinanden: $h \cdot c = 1,239 \text{ eV} \cdot \mu\text{m}$. Nu har vi en formel, hvormed vi kan beregne fotonenergien, når vi kender bølgelængden:

$$E = \frac{1,239}{\lambda} \text{ eV}$$

Vi kan nu omregne de målte bølgelængder fra fig. 295 til fotonenergier:

BRINTSPEKTRETS LINIER

Farve	Bølgelængde	Fotonenergi
Rød	0,656 μm	1,89 eV
Grøn	0,486 μm	2,55 eV
Blå	0,434 μm	2,86 eV
Violet	0,410 μm	3,02 eV

Sammenligner vi nu disse fotonenergier med dem, der kunne forudsiges ud fra Bohrs model (side 157), så ser vi, at *de stemmer overens*.

Med Bohrs atommodel har man kunnet *forudsige* en række ukendte linespektre, som så senere blev bekræftet ved *direkte måling*.

Niels Bohr ændrede Rutherford's atommodel ved at indføre bestemte *baner*, hvori elektronerne kan kredse uden at udsende fotoner – og han forklarede, hvordan stoffernes linespektre skyldes *elektronerspring* fra et højere energiniveau til et lavere energiniveau.

Fig. 296 viser de spring en elektron skal tage for at udsende de fotoner, der udgør spektrallinierne i brints linespektrum. Når

vi ser alle spektrallinierne på en gang, så skyldes det, at der jo er en utrolig mængde brintatomer i spektralrøret. I nogle af de anslåede brintatomer springer elektronerne f.eks. fra bane 3 til 2, medens de i andre anslåede brintatomer springer fra 6 til 2 osv.

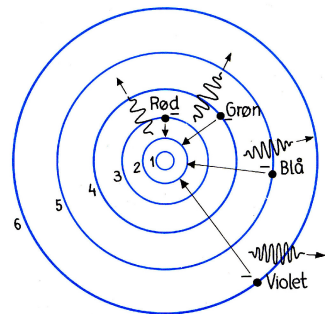


Fig. 296. Elektronspringene med tilhørende fotonudsendelse i brints liniespektrum.

Selv om vi har indtegnet elektronspringene i ét atom som vist på fig. 296, så betyder det altså ikke, at elektronen foretager disse spring på én gang. Vi kan derimod godt forestille os, at elektronen først springer fra bane 3 til 2, og derefter bliver anslået til bane 6. Herfra kan den så igen springe ned til et lavere energiniveau.

I det eksempel vi har gennemgået, har alle elektronerne sprunget fra et højere energiniveau ned til det energiniveau, vi kalder bane 2. Når alle elektronspringene ender i samme energiniveau, taler vi om en *serie*. Den serie, der ender i bane 2, kaldes *Balmer serien*.

E
53

På fig. 297 er vist andre serier i brintatomet. De fotoner, disse serier udsender, ligger uden for det synlige lys' spektrum. *Lyman* serien ligger i det ultraviolette område, medens *Paschen* og *Brackett* serierne ligger i det infrarøde område.

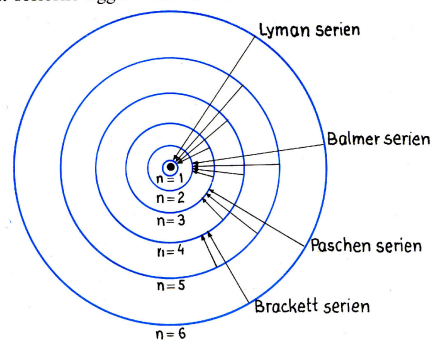


Fig. 297. Brintatomet ifølge Bohrs atommodel. Lyman, Paschen og Brackett serierne blev forudsagt af modellen før de blev fundet eksperimentelt.