

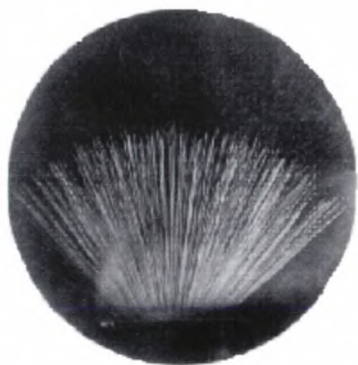
Niels Bohrs teori for α -partiklers nedbremsning i et moderne perspektiv¹

Peter Sigmund, Fysisk Institut, Syddansk Universitet.

Baggrund

1913 var året for Niels Bohrs videnskabelige gennembrud. Hans publikationsliste udviser ét arbejde per år fra 1909–12 men hele fem i 1913, heraf fire om den nye atomteori som udløste Nobelprisen i 1922. Lige forinden nåede Bohr at skrive “On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter” [1], et arbejde der er mindre kendt i den videnskabelige offentlighed men som har haft stor betydning for atom- og kernefysikkens udvikling.

Den historiske baggrund er for nylig blevet beskrevet af Jens Thorsen i dette blad [2]. Bohrs afhandling sammenfatter resultater fra det første projekt han kom i gang med under et længere ophold hos Ernest Rutherford i Manchester. Ved de i titlen omtalte elektrificerede partikler drejer det sig mest om α -partikler fra radioaktive henfald, men teorien fandt også anvendelse på β -partikler. α -partiklers gennemtrængning af gasser og metalfolier var blevet grundigt undersøgt eksperimentelt. Der havde også været forsøg på teoretisk forklaring for strålernes rækkevidde, som Bohr imidlertid ikke anså for holdbare.



Figur 1. Spor af α -partikler i tågekammer. Fra [3].

Figur 1, som er af lidt yngre dato, illustrerer problemstillingen. Billedet viser sporene af α -partikler i et tågekammer. Partiklerne ioniserer nogle af mediets atomer og sporene opstår ved kondensation af vand-

damp til små dråber ved de nydannede ioner. Ioniseringen koster energi, hvorfor partiklerne bremses ned. Sporene er stort set retlinede – en observation der gav anledning til Rutherfords erkendelse af at atomkernen måtte være meget lille – og de er omtrent lige lange. Det sidste skyldes dels at α -partikler fra radioaktive henfald har en veldefineret begyndelsesenergi, dels at den enkelte partikel har energi nok til at danne et stort antal ioner, hvorved fluktuationer bliver små i kraft af de store tals lov. Der er ganske vist målbare fluktuationer som Bohr fortolkede senere hen, men i første omgang gjaldt det om at forstå den information der lå i selve middellængdevidden for partiklerne.

Modellen

En teori for ioniseringsprocessen² måtte nødvendigvis baseres på den klassiske fysik, dvs. primært Rutherfords atommodel. Også efter fremkomsten samme år af Bohrs atommodel forblev dennes forbindelse til stødprocesser uklar i mange år.

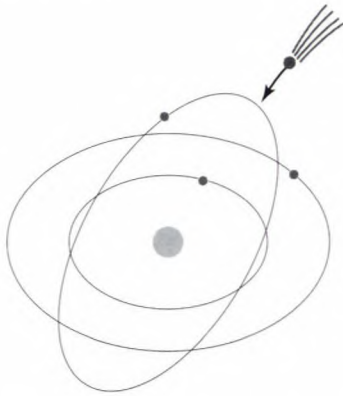
I Rutherfords atommodel ligner et atom et planet-system. Derved kan ionisering ved en α -partikel ansues som påvirkningen af en planet ved en gennemtrængende komet (figur 2). Planeten kan blive slået af banen af den meget tungere komet, når vekselvirkningen foregår på nært hold. Både gravitations- og Coulombkraften har dog en lang rækkevidde. Derfor skal også situationen skitseret i figur 3, hvor stødafstanden er stor, tages i betragtning. Beregnes middelenergioverførslen per vejlængde fra en α -partikel til mediets elektroner – beskrevet som frie partikler – ender man da op med et integral der divergerer ved store stødafstande. De argumenter der var blevet brugt for at bortdiskutere denne divergens gav Bohr sig ikke tilfreds med. Noget væsentligt manglede i teorien, nemlig elektronens binding til atomkernen, men den udgjorde da netop et af tidens uløste problemer.

Situationen skitseret i figur 3 kan sammenlignes med lysets brydning og absorption: I begge tilfælde er der tale om et ydre elektrisk felt der varierer langsomt i rummet men hurtigt i tiden og påvirker mediet. I modsætning til partiklers gennemtrængning vidste man en del om lysets vekselvirkning med stof. Navnlig forelå Paul Drudes klassiske elektronteori som på halvempirisk vis beskrev stoffernes optiske egenskaber. Det

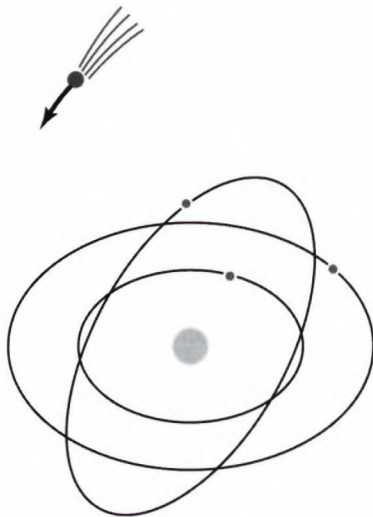
¹ Artiklen bygger på en meddelelse givet til Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab 22. februar 2001

² Der tales her om ionisering og ikke om excitation, for sidstnævnte begreb eksisterede endnu ikke. Bohr skelnede imidlertid omhyggeligt mellem ionisering og energitab, og dette blev en væsentlig årsag til teoriens succes

er denne model, Bohr benyttede sig af til beskrivelse af de fjerne stød skitseret i figur 3, mens fri-Coulomb spredning blev fastholdt som en tilnærmet beskrivelse af de nære stød i figur 2.



Figur 2. Ioniseringsproces modelleret som nærkontakt mellem en komet og et planetsystem.



Figur 3. Samme proces som i figur 2 ved fjern vekselvirkning.

Næsten 20 år senere viste Bethe [4] og Bloch [5] at denne beskrivelse af fjerne stød i analogi med optiske overgange er en direkte konsekvens af kvantemekanikken. At Niels Bohr erkendte denne ækvivalens inden der forelå nogen som helst kvantebeskrivelse for atomet, er et af mange vidnesbyrd om hans legendariske fysiske intuition.

Stoppeformel

Efter omhyggelige beregninger – som udviser forfatteren som en særdeles habil matematiker – nåede Bohr frem til et udtryk for energitabet per vejklængde som i

moderne notation kan skrives på følgende form,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2 e^4}{mv^2} N \sum_v f_v \log \frac{Cmv^3}{|Z_1|e^2\omega_v}. \quad (1)$$

Her er Z_1 og Z_2 kerneladningstallene for projektilet og for mediets atomer, $-e$ og m elektronens ladning og masse, v projektilhastigheden, N antallet af atomer per volumen i materialet og $C = 1.1229$. ω_v og f_v betegner materialets resonansfrekvenser og tilhørende dipoloscillatorstyrker, idet f_v opfylder sumreglen $\sum_v f_v = 1$. Den præcise definition af oscillatorstyrkerne bygger på kvantemekanikken, men tilstedeværelsen af flere resonansfrekvenser samt sumreglen er indbygget i klassisk elektronteori.

Bohr beregnede α -partiklers rækkevidde ud fra ligning (1) og fandt god overensstemmelse (inden for 5 %) med måleresultater for brint, helium og aluminium under antagelse af henholdsvis 1, 2 og 13 elektroner per atom som forudsat i Rutherfords atommodel. Der opstod diskrepanser for tunge stoffer som guld og bly som må tilskrives manglende kendskab til optiske data i røntgenområdet.

Bohrs omhyggelige diskussion af de antagelser der indgår i hans teori slutter med

It seems very difficult to account accurately for the alterations in the result, if the above assumptions are not satisfied,

en bemærkning som forfatteren for denne artikel godt kan tilslutte sig.

Den videre udvikling

Bohr mistede aldrig interessen for problemstillingen som han bl.a. viede sin sidste videnskabelige afhandling til, sammen med Jens Lindhard [6]. Men Bohr var ikke ene om interessen. I 1930 formulerede Hans Bethe sin berømte kvanteteori for partiklers energitab med Bohrs teori som det konceptionelle grundlag og Born-approksimationen som det matematiske redskab. Bethes teori erstatter logaritmen i ligning (1) med $\log(2mv^2/\hbar\omega_v)$. Da der tilmed opnåedes bedre overensstemmelse med målte rækkevidder syntes der ikke længere at være behov for Bohrs teori, som dog fik en vedvarende placering i lærebøger som f.eks. [7].

Lette og tunge ioner

I 1933 fandt Felix Bloch [5] det overraskende resultat at Bethes og Bohrs teorier kunne udledes som grænsetilfælde ved hhv. høj og lav hastighed af en mere generel formel. Den underliggende årsag blev nøje undersøgt af Bohr, især i samarbejde med E. J. Williams, og resultatet blev at Bohrs og Bethes teori har komplementære anvendelsesområder defineret ved parameteren

$$\kappa = \frac{2|Z_1|v_0}{v}, \quad (2)$$

hvor $v_0 = c/137$ er Bohr-hastigheden. Bethes teori, der er en perturbationsteori, gælder for $\kappa \ll 1$, dvs. for små ladninger og høj hastighed, mens en klassisk beskrivelse er adequat i den omvendte situation. Bohr viste at man for $\kappa > 1$ kan konstruere en bølgepakke med udstrækning mindre end støddiameteren i Coulombspredning, hvorved en klassisk Keplerbane bliver en realistisk model for spredningsprocessen.

Bohr tog konsekvensen af dette da han i 1941, efter kernespaltnings opdagelse, havde brug for at vurdere fissionsfragmenters rækkevidde [8]. Men Bethes teori – efter tilføjelse af nødvendige relativistiske korrektioner – blev den næsten universelt anvendte beskrivelse af partiklers nedbremsning i hele kerne- og partikelfysikken hvor projektiler med lavt ladningstal var dominerende.

Da man i 1960'erne, efter fremkomsten af tandem-acceleratoren som kilde til tunge ioner, havde brug for kortlægning og tabellering af de tilhørende energitabsfunktioner, tog man uden tøven Bethes teori som det teoretiske grundlag. Derved befinder vi os i den besynderlige situation, at samtlige eksisterende tabeller for tunge ioners energitab, i det omfang der indgår teori, er baseret på en teori der i det store og hele ikke gælder for tunge ioner.

Anvendelse af accelerators

Som en konsekvens af Bohrs pionerarbejde blev energitabsproblematikken en dansk specialitet som adskillige af landets mest ansete eksperimentalfysikere og teoretikere kom til at levere deres svendestykke i. Både den nationale og den internationale indsats fokuserede i mange år på lette partikler, som også i anvendelser uden for kerne- og partikelfysikken havde mest interesse.

Der står i dag adskillige tusind accelerators rundt omkring i verden, større og mindre, hvoraf kun et lille mindretal anvendes til grundlæggende fysikforskning mens hovedparten bruges som værktøjer i hospitaler, i elektronikindustrien, i miljøadministrationen og i materialeudviklingen. Jeg vil her skitsere to anvendelsesområder hvor hovedinteressen er gået over fra lette til tunge ioner i de senere år³.

Ionterapi

Inspektion af figur 1 viser at sporenes tykkelse ikke varierer dramatisk fra den ene til den anden ende, d.v.s. at ioniseringstætheden næsten er konstant over den synlige del af sporet. Hvis man nu øgede α -partiklernes energi til det dobbelte – ved en accelerator med tilstrækkelig stor accelerationsspænding – så ville man konstatere at sporene bliver omtrent hundrede gange længere. Det viser, at ioniseringstætheden i de første 99 % af sporet i middel er gået ned til en tiendedel. Dette er en konsekvens af faktoren $1/v^2$ i ligning (1), som kort sagt indebærer at ioniseringstætheden stiger med

faldende energi, dvs. stigende indtrængningsdybde. Det er af stor interesse for stråleterapi hvor det gælder om at standse væksten af en kræftsvulst ved ioniserende stråling. At ioniseringstætheden stiger henimod enden af banen betyder at skaden på det sunde væv, strålingen skal passere på vej ind til svulsten, er begrænset. Det betyder færre bivirkninger for patienten end ved konventionel stråleterapi baseret på røntgenstråler, hvor ioniseringstætheden som hovedregel *aftager* med voksende indtrængningsdybde.

Bestemmelse af strålingsdosis er en vigtig opgave hvor der skal findes en balance mellem den dosis der er nødvendig for at dræbe en svulst og den, patienten kan tåle. Når den sidste er mindre end den første kommer strålebehandling ikke i betragtning. Denne situation vil forekomme mindre hyppigt ved ion- end ved røntgenterapi. En anden væsentlig fordel er at strålernes virkning er skarpt afgrænset, som det kan ses i figur 1. Det indebærer at stråleterapi kan komme i betragtning også i tilfælde hvor en tumor grænser op til et livsvigtigt organ der ikke kan tåle bestråling.

Alligevel er man trods disse åbenlyse fordele ikke gået over til ionterapi overalt i verden, og det er der gode grunde til. For det første skal tumoren rammes præcist. Hvis ikke det lykkes sker der kun skade og ingen gavn på patienten. Ud over præcis diagnostik kræver det et nøje kendskab til partiklernes energitab i de dele, strålingen skal passere. Kravet er en præcision på 1 pct., og det er ikke nemt at opfylde.

Dertil kommer økonomien. Der findes p.t. et par håndfulde steder i verden hvor der udføres protonterapi og yderligere to med tungionterapi i hhv. Darmstadt (Tyskland) og Chiba (Japan). Tungionterapi anses for at være mest effektiv for dybtliggende svulster men kræver til gengæld maskiner af en størrelse som de færreste lande har mulighed for at finansiere. Maskinen i Darmstadt blev da heller ikke bygget med ionterapi som hovedformål men som en national facilitet til grundlæggende fysikforskning. Et udviklingsarbejde er i gang med konstruktion af mere overkommelige maskiner som mål.

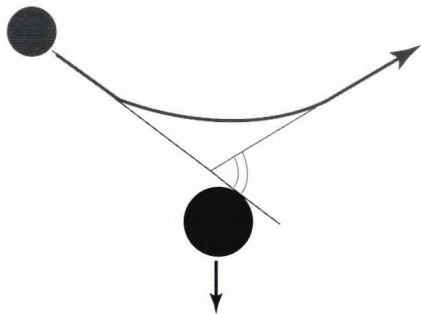
Materialeanalyse

Figur 4 viser et elastisk stød mellem to partikler. Hvis man kender energien af den indfaldende partikel og kan måle både afbøjningsvinklen og slutenergien kan man bestemme den ramte partikels masse og derved dens identitet. Dette enkle princip har i mange år været en standardmetode til materialeidentifikation, ikke mindst i tilfælde hvor andre metoder ikke kommer i betragtning. For eksempel har man på denne måde kunnet få oplysninger om den kemiske sammensætning af måneoverfladen fra den første ubemandede rumsonde der landede på månen i midten af 1960'erne. Det krævede ikke meget mere end en α -kilde og en detektor,

³Siden en meget stor del af den samlede eksperimentelle og næsten hele den teoretiske indsats vedr. hurtige partiklers energitab vedrører protoner og α -partikler, dækker udtrykket 'tunge ioner' i denne artikel alt fra lithium opefter.

begge anbragt på undersiden af landingsfartøjet.

Ud over elementbestemmelse kan teknikken også bruges til såkaldt dybdeprofilering, dvs. til udforskning af koncentrationsprofiler af materialer fra overfladen indad. Her udnyttes energitabet som et mål for dybden. At opnå god dybdeopløsning er af væsentlig betydning i overfladeteknologi, mikroelektronik, miljøforskning etc. Med α -partikler opnås en dybdeopløsning på 3-5 nanometer hvis man udnytter teknikken fuldt ud, men i de senere år er man begyndt på at anvende tunge ioner hvor energitabet er større og opløsningsevnen derved bedre. Man regner med at komme ned på en opløsningsevne på en enkelt atomafstand, og det vel at mærke i en dybde på måske 100 atomafstande. Men hvis denne forbedring skal kunne udnyttes må man kende disse ioners energitab med procents nøjagtighed. Det gør man ikke i dag, og slet ikke for alle de ioner og materialer der har interesse i den sammenhæng.



Figur 4. Elastisk stødproces mellem to partikler.

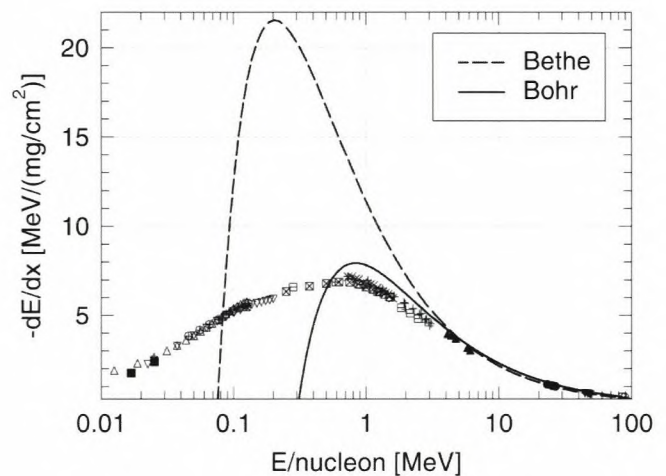
Et ICRU-projekt

Undertegnede blev for nogle år siden af den internationale strålekommission ICRU⁴ opfordret til at tilvejebringe et officielt tabelværk for tunge ioners stoppeevne i samarbejde med en lille ekspertkomite med både dansk og international deltagelse. For at vurdere opgavens omfang bør man holde sig for øje at der findes næsten hundrede elementer, hvoraf ca. halvdelen har interesse både som materialer og projektiler. Det giver tilsammen godt og vel 2.500 kombinationer. Dertil kommer at det relevante energiområde omfatter næsten 10 dekader fra lidt under 1000 til omtrent 10^{12} elektronvolt. Eksperimentel kortlægning ville altså kræve mange tusinde omfattende måleserier og det er der hverken folk, penge eller vilje til.

Med andre ord er der brug for en tilforladelig teori. Standardløsningen i moderne fysik er omfattende computersimuleringer baseret på de grundlæggende kvantemekaniske ligninger. Denne løsning kommer indtil videre ikke i betragtning her: Selv simple stødsystemer som brint på brint beherskes kun over et ret begrænset energiområde og alt arbejde med flerelektronsystemer er baseret på mere eller mindre simplificerede teoretiske modeller.

⁴International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda (Maryland, USA)

Problemer med Bohr-modellen



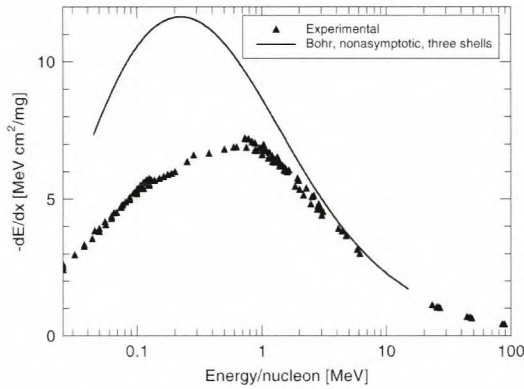
Figur 5. Stoppeevne for oxygen i aluminium: 16 sæt måledata kompileret af Helmut Paul [9] sammenlignet med Bohrs og Bethes stoppeformler.

Efter en gennemgang af eksisterende teorier var der ikke tvivl om at inden for vore randbetingelser var det eneste brugbare udgangspunkt Bohrs teori fra 1913. At denne ikke er problemfri fremgår af figur 5 som viser stoppeevnen for oxygenioner i aluminium. Systemet er meget velundersøgt eksperimentelt med måledata fra 16 forskellige kilder. Sammenligning med de to teoretiske kurver viser at Bohrs formel stemmer bedre end Bethes i det vigtige område fra 0.5 til 5 MeV/nukleon, dvs. fra 8 til 80 millioner elektronvolt per ion. Men derunder falder Bohrs kurve hurtigt mod nul. Også Bethes formel giver en stoppeevne der går mod nul, men dels sker det ved lavere energi og dels har Bethe og medarbejdere allerede omkring 1950 foretaget de nødvendige korrektioner i teorien så stoppeevnen aldrig bliver negativ.

At Bethes teori forudsiger en for stor stoppeevne mellem 0.1 og 4 MeV har man i mange år tilskrevet det faktum at ionen er behandlet som en punktladning mens den i praksis medfører et stigende antal elektroner med faldende hastighed. Det har man så empirisk korrigeret for ved multiplikation af en faktor γ^2 , og γ blev fortolket som forholdet mellem ionens ladningstal q_1 og kerneladningstallet Z_1 . Vi kommer til at se om et øjeblik, at situationen ikke er så ligetil.

Der indgår ikke fysiske antagelser i Bohr-modellen der ville medføre negative energitab. I beregningerne optræder derimod en Besselfunktion som for lette hurtige partikler kan tilnærmes ved logaritmen i ligning (1). Denne tilnærmelse gælder ikke over en stor del af energiintervallet vist i figur 5. Undlader man at anvende den fås figur 6, hvor den teoretiske kurve nu er positiv overalt men til gengæld for høj i forhold til målingerne. Årsagen dertil er igen at ionen behandles som en punktladning i teorien, men i modsætning til Bethes kurve i

figur 5 ligger den reviderede Bohr-kurve mindre end en faktor 2 over måledataene.



Figur 6. Data fra figur 5 sammenlignet med Bohrs teori når asymptotisk udvikling for store værdier af $mv^3/Z_1 e^2 \omega_v$ er undgået.

Afskærmning

Det er en overkommelig opgave at indbygge afskærmningen af projektilets Coulombfelt ved medførte elektroner i Bohrs teori. Det kan ske⁵ ved at man erstatter Coulomb-potentialet $-Z_1 e^2/r$ med

$$V(r) = -\frac{q_1 e^2}{r} - \frac{Z_1 - q_1}{r} e^{-r/a}, \quad (3)$$

hvor r er afstanden mellem projektilets kerne og en af mediets elektroner og a en afskærmningsradius. Figur 7 viser resultater fra en beregning hvor ionens ladning er sat til henholdsvis 8 ('stripped') og 0 ('neutral'). Det ses at målepunkterne ligger mellem disse to kurver, som man måtte forvente.

Den aktuelle ladning ved given projektilhastighed er bestemt ved en ligevægt mellem ladningsskiftprocesser, hvor projektilet enten indfanger en elektron fra mediet eller mister en elektron til det. Bohrs arbejde med disse processer er for nylig beskrevet her i bladet [10]. Allerede i 1941 benyttede han Thomas-Fermi-modellen for atomet til at udlede et udtryk for ligevægtsladningen [8] der i en lidt modificeret form kan skrives som

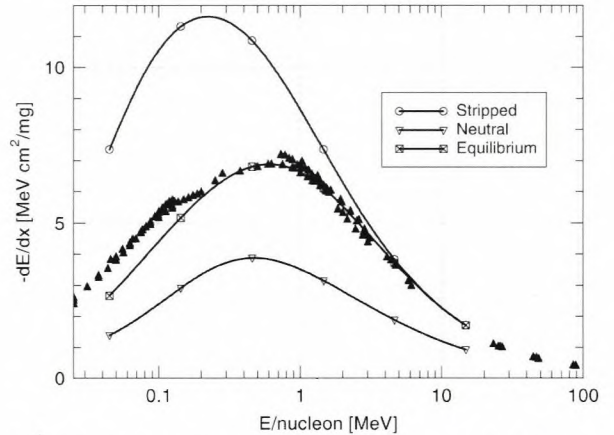
$$q_1 = Z_1 \left(1 - e^{-v/Z_1^{2/3} v_0}\right). \quad (4)$$

Benyttes dette udtryk i beregningen af stoppeevnen fås kurven 'equilibrium' i figur 7. Overensstemmelsen med målepunkterne synes nu meget tilfredsstillende helt ned til 0.2 MeV/nukleon.

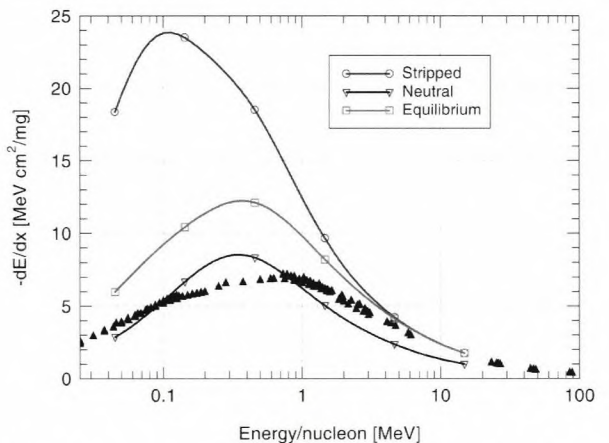
Desværre slutter historien ikke her. Der kendes en række korrektioner som har betydning for lette ioner. Når de i litteraturen stort set blev ignoreret for tunge ioners vedkommende skyldes det ikke at de forventes at være små, men dels at man for nogles vedkommende ikke vidste hvordan de skulle beregnes og dels at feltet i forvejen var så meget behersket af empiri at det

ikke gjorde megen forskel stiltiende at inkorporere disse effekter i den tidligere omtalte faktor γ^2 , som på den måde blev det universelle deponeringssted for manglende viden om hvad der foregik. Ikke desto mindre har den temmelig vildledende betegnelse 'effektivladning' for størrelsen γZ_1 holdt sig til den dag i dag.

Barkas-effekt



Figur 7. Samme system, men afskærmningen af projektilets ladning ved medførte elektroner taget i betragtning.



Figur 8. Samme som figur 7, men Barkaseffekten inkluderet i form af et led proportionalt med Z_1^3 .

Figur 7 lige som alt hvad der følger fra nu af er resultat af et samarbejde med Andreas Schinner fra J. Kepler - Universitetet i Linz (Østrig). Næste skridt i vort samarbejde var rettet imod Barkas-effekten der består i at en partikel ikke nødvendigvis oplever samme stoppeevne som dens antipartikel, som man skulle forvente det ifølge ligning (1). Effekten beskrives traditionelt ved et led proportionalt med Z_1^3 i ligning (1) eller rettere i Bethe-formlen. Deraf følger at Barkas-effekten også påvirker afhængigheden af stoppeevnen for positive ioner på kerneladningstallet. Det er da også sammenligning af præcisionsmålinger med helium- og brintioner og deraf afledte korrektioner [11] der gav anledning til en meget omfattende teoretisk aktivitet i ad-

⁵Jeg følger her traditionen i atomfysikken, hvor man helst bruger gaussiske i stedet for SI-enheder og sætter $4\pi\epsilon_0 = 1$

skillige år og mange steder.

På baggrund af vores erfaring med Barkaseffekten for lette ioner [12] blev det en overkommelig opgave at se hvad der sker for højere kerneladningstal Z_1 . Jeg skal ikke komme ind på detaljerne fordi resultatet – vist i figur 8 – var absolut nedslående: Samtlige tre kurver stiger til omtrent det dobbelte, og selv stoppeevnen for et neutralt projektil kommer til at ligge højere end det der er målt for en ion i ladningslignevægt.

I en sådan situation er der kun to valgmuligheder. Enten beregner man højere-ordens korrektioner eller går man tilbage til square # 1 og starter på et mere eller mindre modificeret grundlag. De fleste fysikere vil foretrække den sidste option, men den kræver at en alternativ løsning kan findes. I dette tilfælde går den ud på at undgå rækkeudvikling i Z_1 .

Binær stoppeteori

I dette afsnit skitseres kernen i en stoppeteori der i sit fysiske indhold ligger meget tæt op ad Bohrs model men hvis konkrete udformning adskiller sig ganske meget fra forbilledet. De væsentlige ingredienser skitseres, men for detaljerne henvises den interesserede læser til originalarbejdet [13].

I Bohrs teori indgår en klassisk elektron der er harmonisk bundet til kernen. Denne bindings mest fremtrædende virkning er at vekselvirkningen med projektilet begrænses til afstande mindre end den såkaldte adiabatradius

$$a_{ad} = \frac{v}{\omega_v}. \quad (5)$$

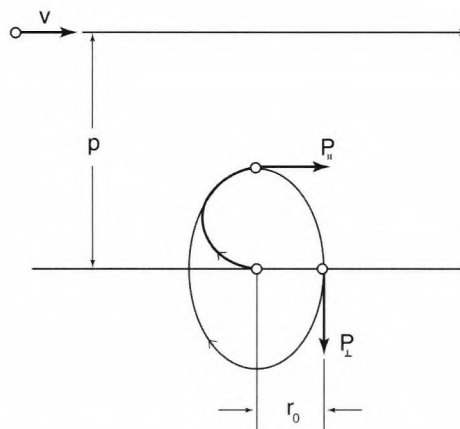
Tanken er derfor nærliggende – og ikke ny – at beskrive bindingens effekt ved en modifikation af vekselvirkningspotentialet. For ren Coulomb-vekselvirkning ville man for eksempel skrive [14]

$$V(r) = -\frac{Z_1 e^2}{r} e^{-r/a_{ad}}, \quad (6)$$

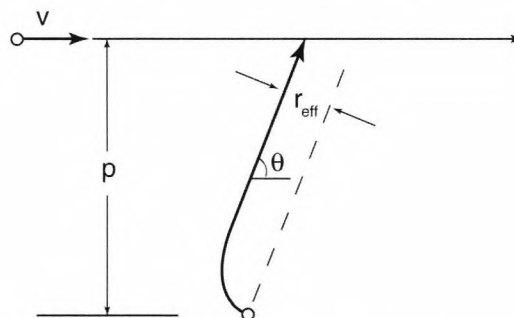
og for et afskærmet potential ville man modificere afskærmningsradius. Derved opnås en reduktion af problemet til en binær stødproces som kan løses ved hjælp af velkendt klassisk spredningsteori. Spredningsintegralerne skal evalueres numerisk, men man undgår at dele problemet op i nære og fjerne stød og Barkaseffekten er inkluderet fra starten.

Spørgsmålet er så hvor godt modellen reproducerer resultaterne i de to grænser for hhv. nære og fjerne stød hvor Bohr-teoriens resultater danner standard. Da bindingens effekt er fremtrædende for de fjerne stød er det denne grænse der kræver nærmere undersøgelse.

⁶Bemærk at så længe interessen fokuseres på energioverførslen fra projektilet til elektronen er det uden interesse hvordan elektronen siden hen kommer af med sin energi



Figur 9. Fjern vekselvirkning i Bohr-modellen.



Figur 10. Fjern vekselvirkning i binært stød.

Figur 9 viser banen af en elektron under og efter påvirkning af en ladet partikel. Når vekselvirkningen er afsluttet løber elektronen på en ellipsebane⁶, d.v.s. der er overført impuls fra projektilet til elektronen både parallelt med og vinkelret på projektilets bane.

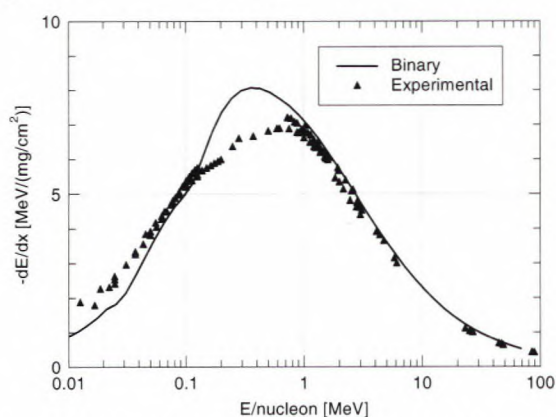
I et binært stød på stor afstand overføres impuls fortrinsvis vinkelret på banen. Som det første skridt viste vi at begge modeller forudsiger eksakt samme impulsoverførsel vinkelret på projektilbanen. Potentialets eksponentielle form i ligning (6) er essentiel i så henseende.

Næste spørgsmål er hvordan vi kan nå frem til den del af energioverførslen der skyldes impulskomponenten parallelt med projektilbanen fra en binær teori. Denne energi kan alternativt karakteriseres som en potentiel energi $\frac{1}{2} m \omega_v^2 r_0^2$ i en afstand r_0 defineret i figur 9 der samtidigt definerer det overførte impulsmoment $r_0 P_{\perp}$. Også i et binært stød overføres imidlertid et impulsmoment, og i dette indgår en afstand r_{eff} , som er indtegnet i figur 10. Beregning af denne afstand kræver lokalisering af banerne i laboratoriesystemet. Det går lidt ud over standard lærebogstof i klassisk mekanik men byder ikke på særlige problemer.

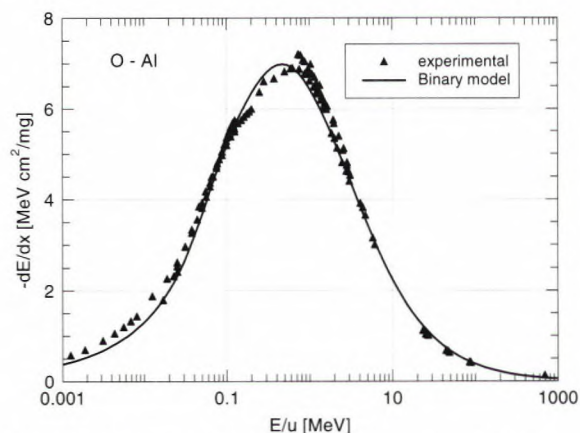
Det overraskende resultat er nu at r_{eff} i grænsen for fjerne stød bliver *eksakt* identisk med r_0 . Derved har vi en mulighed for at beregne overførslen af potentiel energi, på trods af at der ikke indgår nogen ekstern kraft i det binære spredningsproblem.

For at sikre at disse fjerne stød ikke er så fjerne at de ikke betyder noget for det samlede energitab er vi gået et skridt længere og har sammenlignet forudsigelser for Barkaseffekten som funktion af stødafstanden. Jeg vil her nøjes med at konstatere at disse sammenligninger blev mere end tilfredsstillende.

I den anden ende, for helt nære stød, går begge modeller over i Rutherfordspredning, men der er et mellemområde, hvor Bohr-modellens forudsigelser bliver tvivlsomme for lav projektilhastighed. I dette område kan vi i første omgang bare konstatere at den binære models forudsigelser ser mere troværdige ud, men en nærmere retfærdiggørelse må ligge i systematisk sammenligning med eksperimenter eller evt. med beregninger foretaget på basis af mere tilforladelige modeller end det foreliggende. Den sidste kategori mener jeg ikke findes for tunge ioner på indeværende tidspunkt.



Figur 11. Oxygen i aluminium: Binær teori uden skalkorrektion.



Figur 12. Oxygen i aluminium: Binær teori med skalkorrektion.

En sammenligning med eksperimenter er vist i figur 11. Det ses at man er på rette vej men at overensstemmelsen med måleresultaterne fortsat er dårligere end i figur 7.

Skalkorrektion

Elektronernes banebevægelse kan kun ignoreres for

høje projektilhastigheder og er ikke taget hensyn til i det der er refereret indtil nu. Denne effekt kaldes skalkorrektion fordi den er mest udpræget for indreskalselektroner. Der er skrevet meget om emnet fordi effekten er vanskelig at behandle indenfor konventionel stoppeteori, men med afbildningen på et binært spredningsproblem reduceres problemet til en koordinatstransformation af den type man kender fra kinetisk gasteori.

Praktisk beregning kræver kendskab til hastighedsfordelinger for elektroner i de enkelte skaller som kan bestemmes ud fra tabellerede atomare bølgefunktioner. Figur 12 viser at denne korrektion er væsentlig. Overensstemmelsen med måledata er nu *bedre* end i figur 7.

Kvantekorrektion

Som nævnt tidligere har Felix Bloch udledt Bohrs og Bethes stoppeformler som grænsetilfælde af en mere omfattende teori. Den såkaldte Bloch-korrektion bliver i litteraturen ofte anset som en lille korrektion til Bethes formel. Med udgangspunkt i Bohr-formlen kan Blochs teori imidlertid benyttes til at definere den inverse korrektion, d.v.s. en størrelse der er ubetydelig i det klassiske og væsentlig i Born-området. Dette giver mulighed for at udvide gyldighedsområdet af den binære teori. Et eksempel følger nedenfor.

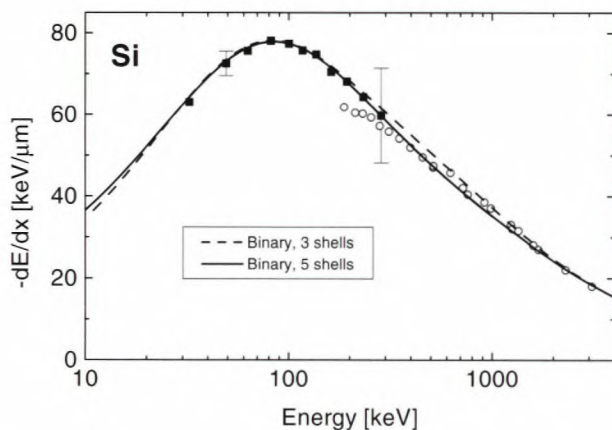
Øvrige korrektioner

Relativistiske effekter skal inkluderes ved høj hastighed. Den vigtigste korrektion er kinematisk og har allerede været udledt af Bohr selv i 1915, men man har længe været opmærksom på en relativistisk kvantekorrektion som blev behandlet overbevisende af Jens Lindhard og Allan Sørensen [15]. Indtil videre ser det ud til at denne teori er den definitive beskrivelse af tunge ioners nedbremsning i det høj- og ultrarelativistiske område.

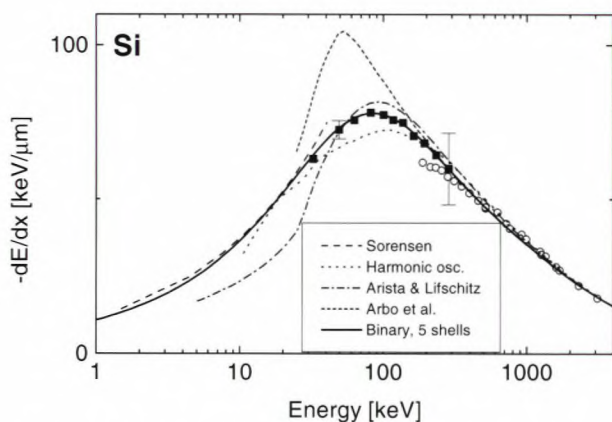
I lavhastighedsområdet skal der tages hensyn til energitab ved ladningsskiftprocesser, ved projektileksitation og ved elastiske stød med atomkernerne. Vi arbejder intensivt med de to første effekter. Bidraget fra elastiske stød er meget vel undersøgt og kan nemt inkluderes når der er behov for det.

Antiprotonstopning

For at teste kvaliteten af vor kvantekorrektion – som er en højhastighedskorrektion – er det ønskeligt ikke at blande den sammen med relativistiske effekter. Det opnås ved at man går over til lette ioner. Allan Sørensen har påpeget at antiprotoner har særlig interesse i kollisionsteorien fordi de forbliver punktladninger under gennemtrængning af stof. Derfor spiller effekter som afskærmning, projektileksitation og ladningsskift ikke nogen rolle og coulombekscitation af materialets elektroner bliver den dominerende proces over et meget stort hastighedsområde.



Figur 13. Antiprotoner i silicium: Binær teori med skal- og kvantekorrekction. Målinger fra [16].



Figur 14. Samme system som figur 13; sammenligning med beregninger fra litteraturen. Fra [17].

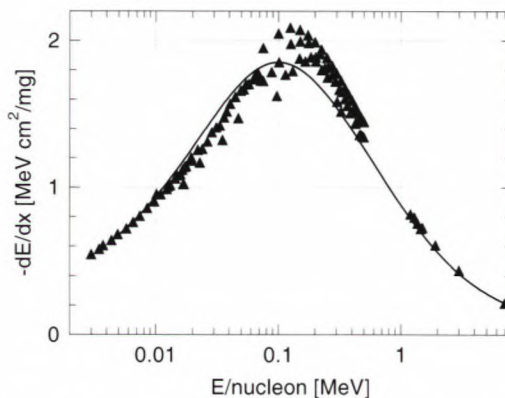
En gruppe ved Aarhus Universitet omkring Erik Uggerhøj og Søren Møller har udført omhyggelige målinger af antiprotonstopning ved CERN med de seneste data sammenfattet i [16]. Målet var oprindeligt at afgøre en kontrovers der var opstået omkring størrelsen af Barkaseffekten. Godt nok var denne kontrovers næsten afklaret da det ambitiøse måleprogram var kommet i gang. Til gengæld er der nu samlet en serie data for otte materialer som er helt ideel til at teste stoppeteori.

Figur 13 viser data for silicium over et energiinterval på to dekader. De eksperimentelle symboler indikerer forskellige måleopstillinger. Der er god overensstemmelse mellem den binære teori og data, også for de øvrige syv materialer, der ikke er vist i figuren. Det bemærkes at der ikke er benyttet tilpasningsparametre i teorien. Figur 14 viser at den binære teori indtil videre er konkurrencedygtig også i sammenligning med andre. Årsagen hertil er den effektive behandling af Barkas- og skalkorrektion.

Andre systemer

Bortset fra de to sidste billeder har jeg her koncentreret mig omkring oxygen i aluminium for at illustrere de forskellige fysiske effekter. I praksis er der undersøgt

et stort antal systemer, og indtil videre har vi ikke identificeret situationer hvor teorien i sin seneste udformning tager helt fejl. For at kunne lave beregninger skal vi imidlertid have et tilforladeligt sæt oscillatorstyrker. Disse bestemmes fra eksisterende tabelværker med optiske data over et bredt spektralområde fra eV- til langt op i keV-området.



Figur 15. Helium i amorft kulstof. Måledata kompileret af H. Paul [9].

Jeg vil slutte denne gennemgang med α -partikler som historien begyndte med. Figur 15 viser data for helium i amorft kulstof. I lyset af spredningen mellem forskellige sæt eksperimentelle data rammer vi ret godt, men nærmere inspektion viser at den beregnede position for stoppemaksimet ligger noget lavt. Selv om vores teori slet ikke er konciperet med α -partikler for øje, så er der med figur 13 skabt en vis forventning om præcise forudsigelser også for andet end tunge ioner, d.v.s. at teorien kan bidrage til sortering af måledata efter kvalitet. Det kan vi ikke på baggrund af figur 15 inden input er optimeret. F.eks. kan heliums ladningstilstand næppe beskrives tilforladeligt ved Thomas-Fermi-udtrykket (4).

Afsluttende bemærkninger

Den teoripakke der er beskrevet her tager direkte udgangspunkt i Bohrs teori fra 1913. Selve stødteori er essentielt klassisk men suppleres ved en simpel kvantekorrekction der er uafhængig af stoppematerialet. Kvanteegenskaberne indgår indirekte via de optiske parametre samt via ladningstilstandene for de gennemtrængende ioner.

Når man bevæger sig i så traditionsrigt et forskningsområde kan man ikke undgå at forholde sig til en række hellige køer som man møder undervejs. Een af dem, den tidligere nævnte effektivladning, har vi gjort vort bedste for at aflive [18], men om det lykkedes er endnu uvist. Andre er vi kørt uden om, f.eks. den såkaldte lokaltæthedstilnærmelse som er manges foretrukne værktøj i denne branche. Vi har også fundet løsningen for et over 25 år gammelt paradoks, nemlig hvorfor Barkaseffekten kan skifte fortegn for kanaliserede tunge ioner, men af pladshensyn vil jeg nøjes med

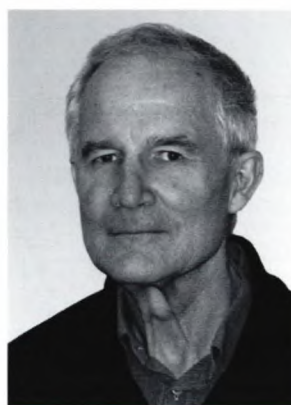
en henvisning til originalarbejdet [19].

Selv om man har lært meget om partiklers nedbrem-
sning siden 1913, hvoraf en del indgår i vores pakke,
så finder jeg det bemærkelsesværdigt at alle centrale
dele af Bohrs klassiske teori, især materialernes op-
tiske konstanter som hoved-input, kan opretholdes som
udgangspunkt for kvantitative beregninger 90 år senere.

Referencer:

- [1] N. Bohr, Philos. Mag. **25**, 10 (1913).
- [2] J. Thorsen, Kvant **10 no. 2**, 7 (1999).
- [3] L. Meitner, K. Freitag, Z. Physik **37**, 481 (1926).
- [4] H. Bethe, Ann. Physik **5**, 324 (1930).
- [5] F. Bloch, Ann. Physik **16**, 285 (1933).
- [6] N. Bohr, J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **28 no. 7**, 1 (1954).
- [7] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1975).
- [8] N. Bohr, Phys. Rev. **59**, 270 (1941).
- [9] H. Paul, *Stopping power for light ions*,
www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping.
- [10] P. Hvelplund, Kvant **10 no. 2**, 3 (1999).
- [11] H. H. Andersen, H. Simonsen, and H. Sørensen, Nucl. Phys. **A125**, 171 (1969).

- [12] H. H. Mikkelsen, P. Sigmund, Phys. Rev. A **40**, 101 (1989).
- [13] P. Sigmund, A. Schinner, Europ. Phys. J. D **12**, 425 (2000).
- [14] J. Lindhard, Nucl. Instrum. Methods **132**, 1 (1976).
- [15] J. Lindhard, A. H. Sørensen, Phys. Rev. A **53**, 2443 (1996).
- [16] S. P. Møller, E. Uggerhøj, H. Bluhme, H. Knudsen,
U. Mikkelsen, K. Paludan, and E. Morensoni, Phys. Rev. A
56, 2930 (1997).
- [17] P. Sigmund, A. Schinner, Europ. Phys. J. D **15**, 165 (2001).
- [18] P. Sigmund, A. Schinner, Nucl. Instrum. Methods B **174**, 535
(2001).
- [19] P. Sigmund, A. Schinner, Phys. Rev. Lett. **86**, 1486 (2001).



Peter Sigmund er professor
ved Fysisk Institut på
Syddansk Universitet.

Fred Hoyle død

Michael Cramer Andersen, Kvant

Den engelske astrofysiker og forfatter Fred Hoyle døde 20. august 2001 i en alder af 86 år. Hoyle er mest kendt for Steady State teorien som et alternativ til Big Bang-teorien. Han forklarede også grundstofsyntesen i stjernerne og mente at livet kunne være spredt i Universet f.eks. via kometer. Allerede som 9-10 årig kunne han navigere efter stjernerne og han observerede hele nætter med teleskop fra han var 13 år.

I Steady State teorien (fra 1948) har Universet eksisteret altid og har ikke nogen begyndelse. Nyt stof skabes i det tomme rum og danner nye galakser. Den konkurrerende teori om en eksplosionsagtig begyndelse døbte Hoyle 'big bang-teorien' med tydelig ironi.

Hoyle var en glimrende popularisator og blev kendt i vide kredse gennem en serie radioforedrag om "The Nature of the Universe" i 1950. Han udbredte teorierne om kosmologi undertiden i heftig debat med fortalere for big bang teorien, George Gamow.

Men big bang blev mest populær da den kunne forklare flere ting og da den fik bekræftet en vigtig forudsigelse i 1965 – den kosmiske mikrobølgebaggrundsstråling – betød det reelt dødsstødet for Steady State. Baggrundsstrålingen kunne ikke passes naturligt ind i teorien trods ihærdige forsøg i slutningen af 1960'erne.

Hoyle ville ikke blindt acceptere en ortodoks kosmologi men var åben for alternativer. Der findes stadig tilhængere af Steady State teorien blandt hans elever, f.eks. Narlikar. Sammen med astronomerne Geoffrey og Margaret Burbidge

og kernefysikeren William Fowler forklarede Hoyle i 1957 hvordan grundstofferne bliver syntetiseret i stjerner. Hoyle argumenterede for, at alle kulstof-, silicium- og jernatomer i Jorden og vores legemer engang blev fremstillet af brint i fjerne stjerner der har levet og er døde længe inden vores Solsystem blev dannet. Dette arbejde står næsten uænnret den dag i dag. Nobelprisen i 1983 gik til S. Chandrasekhar og W. Fowler for teoretiske og eksperimentelle studier af kernereaktioner af betydning for stjernernes struktur og (kemiske) udvikling. Mange følte at Fred Hoyle havde fortjent at dele denne ære. Det var Fred Hoyle der forudsagde en resonans i kulstofkernen som gør, at tre helium-kerner lettere kan fusionere til kulstof. Kulstof-resonansen blev senere fundet. Uden den ville der ikke være så meget kulstof og tungere grundstoffer og uden kulstof intet liv.

Hoyle var fascineret af livets oprindelse og udbredelse. Han skrev flere science fiction bøger, bl.a. "Den sorte tåge" (1957), om en interstellar gaståge der kommer tæt på Jorden og viser sig at indeholde (intelligent) liv. Hoyle mente, at kometer kunne være stedet hvor livet opstår og vi har kun observeret en lille hale af de komplicerede organiske molekyler som findes der. Om der virkelig er liv i kometerne er uvist, men man identificerer stadigt mere og mere komplicerede kulstof-forbindelser i kometer.

Fred Hoyle forskede i solens fysik, solsystemets dannelse, galaksernes struktur, kvasarer og han formulerede en ny teori for gravitation. I 1966 blev han direktør for Institute of Theoretical Astronomy, hvor en ny generation af astrofysikere blev udklækket bl.a. Stephen Hawking, Brandon Carter og Martin Rees. Hoyle vil blive husket som en original og dristig forsker ofte med kontroversielle idéer der gik på tværs af mainstream-forskningen.

Kilder: Nekrolog i *The Times* 22. august 2001. Hoyles bøger;
<http://members.tripod.com/~infini-3/Books/hoyles.htm>