

Den fotoelektriske effekt og lysets omskiftelige kvantenatur

Klaus Mølmer, Aarhus Universitet

I begrundelsen for tildelingen af Nobelprisen i fysik for året 1921 til Albert Einstein anføres bredt "hans bidrag til fysikken" og "især forståelsen af den fotoelektriske effekt". Partikelbeskrivelsen af lys, som Einstein benyttede til at forklare den fotoelektriske effekt i 1905, forhindrer ikke, at en række fænomener kan beskrives kvantitativt korrekt med en klassisk bølgebeskrivelse af lys. Efter indførelsen af kvantemekanikken og Schrödingers ligning i 1925 kan den fotoelektriske effekt selv beskrives med den klassiske bølgebeskrivelse!

Den fotoelektriske effekt

Enhver lærebog i fysik, der blot antydningssvis beskriver tilblivelsen af atom- og kvanteteorien i starten af det 20. århundrede, præsenterer Albert Einsteins forklaring af den fotoelektriske effekt i 1905 som et afgørende argument for lysets kvantisering og en væsentlig forudsætning for Niels Bohrs atommodel i 1913. Den fotoelektriske effekt, som blev opdaget af Hertz i 1887 og yderligere studeret af Hallwachs i de følgende år, betegner det fænomen, at et materiale under belysning afgiver elektriske ladninger, således at man kan iagttage gnister eller måle en elektrisk strøm. År 1900 havde Max Planck beskrevet frekvensfordelingen af sort hulrumsstråling (elektromagnetisk stråling i termisk ligevægt ved en temperatur T) med en formel, der umiddelbart foreslår - uden at eksperimenter dog direkte påviser det - at lysets energi optræder i kvanter, hver med energien

$$E = hf, \quad (1)$$

hvor $h = 6,54 \cdot 10^{-34}$ J·s betegner Plancks konstant, og f betegner lysets frekvens målt i Hz. I 1905 foreslog Einstein, at den fotoelektriske effekt skyldes, at en enkelt foton absorberes og overfører hele sin energi til en enkelt elektron, hvorved denne kan frigøres fra materialet (navnet foton for et strålingskvantum blev dog først foreslået og indført i 1926). Hvis bindingsenergien af elektronen i materialet betegnes W , medfører energibevarelse således, at elektronen frigøres med den kinetiske energi

$$K = hf - W. \quad (2)$$

Niels Bohrs atomteori fra 1913 gør brug af et tilsvarende argument ved at lade elektroner i banebevægelse om atomkernen foretage "kvantespring" mellem baner, hvorunder fotoner absorberes eller ud-

sendes med en energi, $E = hf$, som netop matcher energiforskellen mellem de to baneenergier. Den amerikanske fysiker Robert A. Millikan fik i 1924 Nobelprisen i fysik dels for sine berømte oliedråbeforsøg, der påviste ladningens kvantisering, dels for eksperimenter der påviste rigtigheden af Einsteins formel, idet han med et variabelt elektrisk potential netop kunne forhindre elektronen i at nå frem til en katode, hvis dette ville indebære en tilvækst i potentiel energi, der oversteg dens kinetiske energi. Millikan skrev i sit Nobelforedrag i 1924:

"After ten years of testing and changing and learning and sometimes blundering, all efforts being directed from the first toward the accurate experimental measurement of the energies of emission of photoelectrons, now as a function of temperature, now of wavelength, now of material (contact e.m.f. relations), this work resulted, contrary to my own expectation, in the first direct experimental proof in 1914 of the exact validity, within narrow limits, of the Einstein equation, and the first direct photoelectric determination of Planck's h ".

Henvisningen til "contrary to my own expectation" skyldes, at Millikan i lighed med mange af tidens fysikere var meget skeptisk overfor Einstein "semikorpuskulære" teori for lyset. Det hører med til historien, at Albert Einstein også selv bekymrede sig for, hvordan Maxwells bølgeløsning med sit veldefinerede rumligt varierende elektromagnetiske felt pludseligt skulle kunne forsvinde fra resten af rummet og manifestere sig med al sin energi i en enkelt elektron. Den samme partikel-bølge dualitet skulle senere plage ham i forbindelse med fortolkningen af Schrödingers bølgefunktion, men det er en anden historie.

Kvantemekanikken og Schrödingers ligning

I 1925 formuleres kvanteteorien, og elektronen beskrives herefter ved en løsning til Schrödingerligningen. Lærebøger i kvantemekanik fokuserer i høj grad på de stationære løsninger, energi-egentilstandene, til denne ligning og de fundne egenværdier giver anledning til det karakteristiske spektrum af frekvenser, der absorberes eller udsendes af et bestemt atom, præcist som i Bohrs atommodel. Kvantemekaniske beregninger af lysabsorption som en dynamisk proces blev foretaget allerede i 1920'erne, men de er lidt tekniske, og en teoretisk gennemgang udelades ofte eller udsættes til et senere kapitel i de fleste lærebøger, f.eks. som eksempel på anvendelse af perturbationsregning.

Faktaboks: Den tidsafhængige Schrödingerligning

$$i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = H\Psi, \quad (3)$$

hvor H er Hamiltonoperatoren, løses hensigtsmæssigt ved at skrive bølgefunktionen Ψ som en linearkombination af egentilstandene for det uforstyrrede atom, $\Psi = \sum_n c_n(t)|n\rangle$. Man får så ligningerne

$$i\hbar \frac{dc_i}{dt} = \sum_j H_{ij}(t)c_j(t) + E_i c_i(t), \quad (4)$$

hvor $H_{ij}(t) = \langle i | -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t) | j \rangle$ er matricelementerne af den elektriske dipolkobling for koblingen til et elektrisk felt, og, hvor $\hbar = h/2\pi$. I tilfælde af lys med frekvensen f , bliver disse led alle af formen $H_{ij}(t) = H_{ij,0} \cos(2\pi f t)$, og ligningerne kan ikke løses simpelt analytisk. Sættes $E_i = 0$ og antages det, at $c_i(t) = 1$ for korte tider, kan vi løse ligningerne til første orden for alle $c_i(t)$,

$$c_i(t) = -\frac{H_{i1,0}}{2\hbar} \left[\frac{e^{2\pi i(f_i+f)t} - 1}{f_i + f} + \frac{e^{2\pi i(f_i-f)t} - 1}{f_i - f} \right], \quad (5)$$

hvor $2\pi f_i = E_i/\hbar$. For optiske excitationer er dette udtryk helt negligibelt, medmindre nævneren i den sidste brøk er meget lille, dvs. netop ved resonant excitation, hvor $\hbar f = E_i$. Konklusion: når frekvensen af det klassiske led i Schrödingers ligning matcher excitationens energi af den atomare elektron opnås excitation af atomet.

Da den fotoelektriske effekt vedrører ionisation, altså en proces mellem en bunden og en fri tilstand, er en fuld teoretisk beskrivelse af denne proces ofte henvist til specialkurser i kvantemekanisk spredningsteori. Her foretager vi os som fysikere en pudsig mental manøvre idet vi tilsyneladende fortrænger vores egne pædagogiske diskussioner af lysets nødvendige kvantenatur og præsenterer fuldt tilfredsstillende gennemgange af Bohrs frekvensbetingelse og af Einsteins fotoelektriske ligning ud fra en helt klassisk bølgebeskrivelse. At det kan lade sig gøre skyldes den tekniske men ikke særligt komplicerede forklaring at amplituden for en given atomar egentilstand i kvantemekanikken oscillerer med en frekvens, givet ved tilstandens energi divideret med $\hbar$. På samme måde, som man får mest fart i gyngen under æbletræet, hvis man skubber med den rette frekvens, skal frekvensen f netop kompensere for forskellen i egenfrekvenser mellem to tilstande for at sandsynlighedsamplituden af den ene tilstand kan forøges på grund af bidrag overført fra den anden. (Se en kort gennemgang af de relevante ligninger i Faktaboksen).

Einsteins argument for sammenhængen mellem lysets kvantisering og den fotoelektriske effekt var kun afgørende, så længe at elektronens bevægelse skulle beskrives klassisk. Efter indførelsen af den kvantemekaniske beskrivelse af elektronens bevægelse er en klassisk feltbeskrivelse tilstrækkelig til at forklare de atomare linespektre og den fotoelektriske effekt, og det illustreres tydeligt den dag i dag i de mest benyttede og berømmede lærebøger i atomfysik. Læseren inviteres til

at checke de eksemplariske fremstillinger af optisk inducerede overgange mellem bundne tilstande og af den fotoelektriske effekt i lærebøgerne Griffith, "*Introduction to Quantum Mechanics*", kapitel 9 og Bransden & Joachain "*Physics of Atoms and Molecules*". (Bemærk at i disse tekster betegner ω frekvensen $2\pi f$).

Den moderne kvanteteori for lys

Efter 1925 får kvanteteorien sin helt egen formalisme med tilstandsvektorer, operatorer og hele fortolkningsproblematikken. Den samme formalisme anvendes straks på elektromagnetismen, og den moderne kvanteteori for lys opstår. I den formelle kvanteteori får lysets kvantisering en ny betydning, idet de elektriske og magnetiske feltkomponenter bliver ikke-kommuterende operatorer, og Hamiltonoperatorens egenverdier viser sig at udgøre en stige af ækvivalente niveauer, som vi fortolker som energierne af foton-antalstilstande. Der er ingen speciel grund til at betvivle rigtigheden af den kvantemekaniske beskrivelse af lyset, men det er uklart om noget eksperiment fordrer denne beskrivelse, eller om ikke en passende klassiske fordeling af strålingsamplituder og frekvenser på lige fod kan redegøre for de observerede fænomener. Samtidigt med at kvanteteorien går sin sejrsgang, og der inden for kvanteelektrodynamikken udføres succesfulde regninger på Compton-spredning, bremsestråling, Lamb-skiftet, elektronens gyromagnetiske forhold og meget mere opstår der en epoke for "neo-klassiske" strålingsteorier, hvor lyset beskrives i termer af fordelinger af klassiske felter, og et stort antal fremragende forskere støtter helt

frem til 1950'erne og 1960'erne en formodning om at alle optiske lyskilder og al fotodetektion kan beskrives korrekt med sådanne klassiske modeller.

Fotodetektion, nu med fluktuationer – kvantelys kan detekteres

Der er observerbare forskelle mellem kvantiserede lysfelter og klassiske felter, men de klassiske teorier kommer først til kort overfor eksperimenter, når man iagttager korrelationerne eller fluktuationerne i detektionen af flere fotoner. I et epokegørende forsøg, ønskede Hanbury-Brown og Twiss i 1956 at undersøge intensitetsfluktuationerne i et lyssignal. Det gjorde de ved at dele lysstrålen og måle på den med to detektorer i forskellig afstand til lyskilden. Produktet af de to detektorers middelfotostrømme kunne nu betragtes som funktion af deres indbyrdes forsinkelse. Et klassisk fluktuerende signal (Hanbury-Brown og Twiss havde lyset fra astronomiske objekter i tankerne) ville give anledning til værdien $\langle I(t)^2 \rangle$ i tilfælde af samtidig detektion, og til en lavere værdi $\langle I(t)I(t + \tau) \rangle$ i tilfælde af en lille forsinkelse τ , mens man i tilfælde af en længere forsinkelse ville få det ukorreleerede produkt $\langle I(t) \rangle^2$. I de foregående udtryk betegner $\langle \dots \rangle$ en middelværdi over tid. Hanbury-Brown og Twiss' eksperimenter var en fysisk observationsform, som endnu ikke var beskrevet teoretisk ud fra kvantemekanikken, og da man først kom i gang med at lave denne formulering, gik der et lys op for de fleste af "neo-klassikerne": her kan der være afgørende forskel på visse kvantemekaniske tilstande og klassisk lys. Lad os illustrere det med et simpelt eksempel: en fotodetektor virker ved at en elektron løsriver fra en bunden (valens) tilstand og er fri til at rejse og evt. forstærkes til et makroskopisk signal, som vi registrerer ved et klik i detektoren. I et givet tidsinterval exciteres en elektron med en sandsynlighed, der er proportional med den intensitet der rammer detektoren, hvilket medfører at det totale antal frigjorte elektroner vil være statistisk fordelt (efter en såkaldt Poissonfordeling). Er der fluktuationer i feltets intensitet vil fordelingen blive bredere. Forestiller vi os nu, at detektoren rammes med et bestemt antal fotoner, har hver enkelt foton en sandsynlighed for at udløse et klik, og er sandsynligheden tæt nok på en, vil antallet af klik være lig med antallet af fotoner – altså givet ved en fordeling som er mindre end Poissonfordelingen opnået med et klassisk felt. En sådan "sub-Poisson" statistik er en signatur af ikke-klassisk lys, dvs. lysets kvantisering. Lys fra en termisk lyskilde har et kraftigt fluktuerende fotonantal, og lyset fra en laser har en Poissonfordeling

i fotoner: disse lyskilder kan begge beskrives klassisk. Enkelte atomer kan kun udsende enkelte fotoner ad gangen da de skal genexciteres, før den næste foton kan udsendes, og deres ikke-klassiske lysudsendelse er blevet påvist. Ikke-lineære krystaller, og lasersystemer med feedback-loop kan producere mere intenst "squeezed" lys, med tilsvarende ikke-klassiske egenskaber, og i disse år undersøges en række mulige anvendelser af det ikke klassiske lys i forbindelse med datakommunikation og højpræcisionsmålinger. Det skal siges til ære for en af de oprindeligt overbeviste advokater for de neo-klassiske beskrivelser af lys, Len Mandel, at da han havde "set lyset", blev han en af de største pionérer i eksperimentel kvanteoptik, og han udtænkte og udførte indtil sin død for få år siden en lang række af de smukkeste eksperimenter over kvantemekanikkens mystiske egenskaber, man kan forestille sig. Mandel og Wolfs hovedværk "*Optical Coherence and Quantum Optics*" giver en omhyggelig indføring og gennemgang af eksperimenter med ikke-klassiske optiske fænomener.

Velfortjent Nobelpris for en "midlertidig" konklusion

Einsteins indsigt i 1905 vedrørende lysets partikelnatur var dristig og korrekt teori "til tiden". Bohrs atommodel i 1913 og den kvantemekaniske beskrivelse af atomet ved Schrödingers ligning i 1925 er delvise konsekvenser af denne indsigt men ender ved skæbnens ironi med at gøre den overflødig. Som ved en højere retfærdighed får vi dog en ny kvanteteori for lys, hvor partikelelementet stadig er til stede, og i den fulde kvanteoptiske beskrivelse af lys-atom vekselvirkningen, der kvantiserer både atomet og den elektromagnetiske stråling, spiller lyset faktisk sin rolle som oprindeligt tiltænkt af Einstein. Men, vi skulle hen i den anden halvdel af det 20. århundrede, før studiet af korrelationer og støj i forbindelse med den fotoelektriske effekt endeligt kunne afsløre lysets partikelnatur.



Klaus Mølmer er fysiker ved Aarhus Universitet. Han beskæftiger sig bl.a. med kvanteoptik og teorien for målinger på kvantemekaniske systemer.