

Chirped pulse amplification – Nobelprisen i Fysik 2018

Af Peter Uhd Jepsen, Institut for Fotonik, Danmarks Tekniske Universitet

Hvordan laver man en laser, der er så kraftig, at intet kendt materiale kan overleve at blive ramt af lyset? Og som samtidig laver så korte lysglimt, at det bliver muligt at fastfryse elektroners bevægelse rundt om atomer? Årets Nobelpris i Fysik blev givet for den opfindelse, der gør alt dette muligt. Læs med, og få indblik i femtosekund-verdenen.

Den 2. oktober 2018 blev årets Nobelpris i Fysik offentliggjort, og det blev klart, at det var inden for optikkens verden, at årets vindere var blevet fundet. Tre videnskabsfolk modtog i fællesskab prisen for deres banebrydende arbejde med vigtige optiske teknikker. Den ene halvdel af prisen gik til Arthur Ashkin, som blev hædret for sin opfindelse af den optiske pincet – en hyldest til denne fantastiske opfindelse, skrevet af en af verdens førende specialister inden for dette område, er at finde andetsteds i dette nummer af KVANT. Den anden halvdel af prisen gik til Donna Strickland og Gérard Mourou for deres banebrydende teknik til forstærkning af ultrahurtige laserpulser. I denne artikel går jeg lidt i dybden med Strickland og Mourous opfindelse af Chirped Pulse Amplification (CPA), som teknikken kaldes.

Hvorfor har verden brug for en lysforstærker?

Hvorfor får man Nobelprisen, verdens mest prestigefyldte videnskabelige pris, for opfindelsen af en forstærker til laserlys? Laseren blev opfundet og demonstreret i starten af 1960'erne, og forkortelsen LASER står jo for "Light Amplification of Stimulated Emission of Radiation" – og Nobelprisen i år er givet for arbejde, som Strickland og Mourou publicerede i en kort artikel i 1985 [1]. Så det lader til, at man i mange år har kunnet forstærke lys. Laser-virkningen opstår, når man lagrer tilstrækkelig energi i et lasermateriale, som under de rette betingelser frigiver denne energi ved hjælp af stimuleret emission. Placeres lasermaterialet mellem to spejle, kan man opnå en stabil laservirkning.

For at forstå behovet for en egentlig laserforstærker, skal vi lige et smut omkring nogle basale begreber. For en fysiker er det rigtig interessant at have adgang til laserlys med ekstrem høj intensitet (se Faktaboks 1). En pulseret laser giver mulighed for at levere en veldefineret mængde energi over et kort tidsrum til en prøve, og dermed bliver det muligt at undersøge vekselvirkningen mellem lys og stof meget præcist og med utrolig stor tidsopløsning.

Jo højere intensitet af lyset, jo mere eksotiske fænomener kan man få adgang til at undersøge – det bliver for eksempel muligt at arbejde med højenergifysik og relativistiske partikler uden nødvendigvis at skulle have adgang til en stor accelerator (se Faktaboks 2). Så det er klart, at så snart laseren var opfundet, så startede kapløbet om at nå højere og højere intensiteter. I starten gik det meget hurtigt, og inden for få år efter laserens opfindelse havde man øget intensiteten med

mange størrelsesordner ved hjælp af opfindelser som Q-switching og mode-locking, som muliggjorde korte laserpulser af nano-, pico-, helt ned til femtosekundlængde. Snart nåede man dog en grænse for, hvor meget man kan forstærke lys – af flere årsager. For det første når man til et punkt, hvor forstærkermediet simpelthen mættes. Der kan så sige ikke absorberes energi og udsendes lys fra materialer med uendeligt mange fotoner per sekund. For det andet begynder ikke-lineære effekter at spille en afgørende rolle for laserens, blandt andet i form af selvfokusering, som er en effekt, der skyldes, at materialer har et intensitetsafhængigt brydningsindex.

Faktaboks 1: Effekt og intensitet af lys

Der er flere måder, hvorved man kan beskrive, hvor kraftigt lys fra en laser (eller andre lyskilder) er. Mest fundamentalt er at måle, hvor mange fotoner, der ankommer til detektoren per sekund. Hver foton har en energi, der svarer til dens frekvens ($E = h\nu = hc/\lambda$), og ankommer der R fotoner per sekund, så er effekten af lyset $P = h\nu \cdot R$, udtrykt i enheden watt [W eller J/s]. Fokuseres dette lys til en plet med areal A , så er intensiteten $I = P/A$, udtrykt i enheden W/m^2 . En simpel laserpointer med grønt lys giver typisk en effekt på 5 mW, hvilket svarer til $1,3 \cdot 10^{16}$ fotoner per sekund. Fokuseres lyset fra laserpointeren med en standardlinse, kan pletten få en diameter på omtrent $10 \mu m$. Intensiteten af lyset i denne plet er derfor $60 MW/m^2$. Dette tal kan sammenlignes med sollys, hvor der midt på dagen ved ækvator indstråler en effekt på omtrent $1 KW/m^2$. En moderne table-top-femtosekundlaser leverer pulser med 35 fs længde og en pulsenergi på 6 mJ, svarende til en spidseffekt på 170 GW – selv om den gennemsnitlige effekt i laserstrålen kun er nogle få watt. Fokuseret til samme pletstørrelse som laserpointerens leverer en sådan laser en svimlende intensitet på $2 \cdot 10^{21} W/m^2$.

Plane, optiske elementer begynder at opføre sig som linser ved høje intensiteter, og det betyder i praksis en katastrofal fokusering af lyset inde i laserens. Dette leder til uforudsigelig opførsel af laserens og til sidst permanente skader på de optiske elementer (spejle, krystaller) ved de høje intensiteter. En mulig udvej ville være simpelthen at gøre laserstrålen større – og

dermed få lavere intensitet af lyset. Dette blev forsøgt i lang tid (frem til 1985), hvilket resulterede i ekstremt store, dyre og komplicerede lasersystemer med optik og forstærkningskrystaller i kvadratmeterstørrelse, som er blevet brugt til forskning i laserdrevet fusion (Nova og NIF).

Faktaboks 2: Ponderomotiv energi

Lys beskrives matematisk som en oscillerende elektromagnetisk bølge, der udbreder sig i rummet. Hvis en elektron (masse m , ladning $-e$) udsættes for det elektriske felt fra lyset, vil den blive accelereret og derved opnå kinetisk energi. Den gennemsnitlige kinetiske energi i løbet af lysets oscillationsperiode ($T = 1/\nu$) kaldes for den ponderomotive energi,

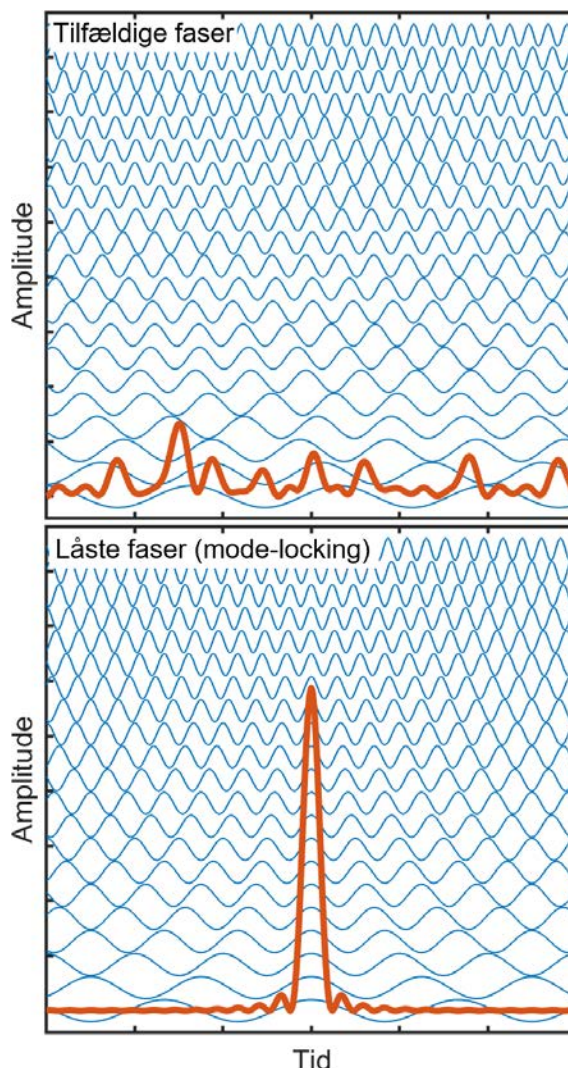
$$U_p = \frac{e^2 I}{2c\epsilon_0 m \omega_0^2}. \quad (1)$$

Denne energi skal sammenlignes med fotonens energi, $U_{h\nu} = h\nu$. For små intensiteter er fotonens energi meget større end den ponderomotive energi, og lys vekselvirker med stof ved udveksling af fotoner. I eksemplet med laserpointeren (Faktaboks 1) er fotonenergien 2,3 eV, mens den ponderomotive energi kun er 10^{-9} eV – aldeles ubetydelig. På den anden side, hvis vi fokuserer femtosekund-lasere fra Faktaboks 1 til en pletstørrelse på $1 \mu\text{m}$, vil lyset tilføre elektroner en ponderomotiv energi på over 2 MeV, omtrent seks størrelsesordener over fotonernes energi, og langt inde i det relativistiske regime – elektronernes gennemsnitlige fart er 97% af lysets. I dette tilfælde vil vekselvirkningen med materialer være domineret af denne energi, og de enkelte fotoners energi er ubetydelig. Som et sjovt kuriosum kan nævnes, at elektroner i sådanne lysfelter udsættes for usandsynligt store accelerationer: $a = -eE/m = 3 \cdot 10^{22}g$. Den vilde acceleration skyldes, at elektronen opnår sin kinetiske energi på ekstremt kort tid – en brøkdel af lysets oscillationsperiode, som for laseren i eksemplet er 2,3 fs.

Femtosekund-lasere

Vi skal lige have på plads, hvordan man laver en laser, der udsender lysglimt, der kun er få femtosekunder lange. Teknikken bag denne fantastiske bedrift kaldes for mode-locking, som hentyder til, at man låser faser af mange egensvingninger, eller modes, i laserens kavitæt. Lyset fra laseren er summen af alle de mange modes i laserens kavitæt, og hvis faserne af alle disse mange modes er låst til hinanden, bliver resultatet en sekvens af korte lyspulser i stedet for en kontinuerlig stråle. På denne måde kan man samle al laserens energi i meget korte pulser, som derfor får en meget høj spidseffekt – se figur 1. De korteste laserpulser med denne teknik er i dag 5 femtosekunder lange – 0,000000000000005

sekunder. Låsningen og specielt stabiliseringen af alle frekvenserne i en laserkavitæt resulterer i en såkaldt frekvenskam – et ekstremt bredt spektrum af laserfrekvenser med ekstremt præcise intervaller, som i dag bruges til absolutte frekvensstandarder og nøjagtige tidsmålinger – og blev belønnet med Nobelprisen i Fysik i 2005 til Hall og Hänsch.



Figur 1. Illustration af mode-locking i en laser. De blå bølger illustrerer en serie sinus-formede elektriske felter, der repræsenterer lysbølger med stigende frekvens i en laserkavitæt. Summen af disse bølger giver det lys, der kommer ud af laseren, hvis intensitet er vist med den røde kurve. I det øverste panel er faserne af de forskellige lysbølger tilfældige, og intensiteten af laseren fluktuerer derfor tilfældigt over tid. I det nederste panel er faserne af lysbølgerne låst til hinanden, og summen bliver derfor en velordnet, kort puls. Jo flere frekvenser, jo kortere bliver pulsen.

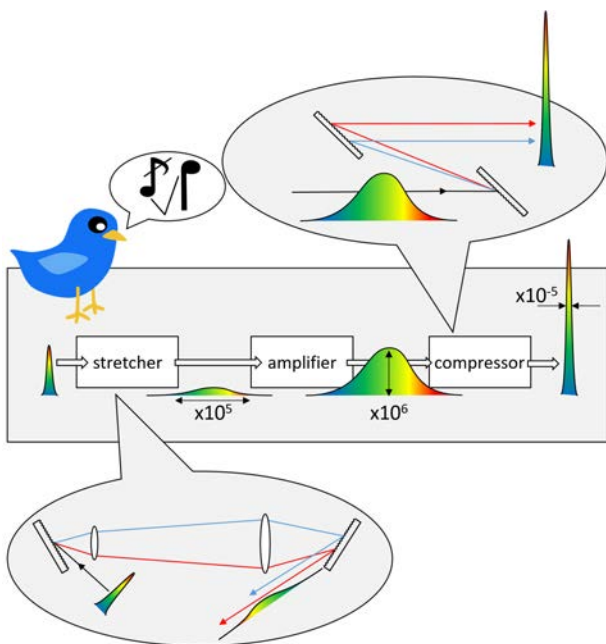
En kort laserpuls består altså af mange frekvenser – eller farver. Jo kortere laserpulsen er, jo bredere er dens spektrum. I samme tråd som kvantemekanikkens usikkerhedsrelationer gælder der, at produktet af pulsens tidslige længde og bredden af dens spektrum er en konstant – skrevet som $\Delta\tau \cdot \Delta\nu = K$.

CPA-princippet

Princippet bag CPA er egentlig simpelt nok – så simpelt og genialt, at det kunne tiltrække en Nobelpris! For at undgå for høj intensitet af laserlyset under forstærkningen, så skal pulsen simpelthen gøres længere inden den

bliver forstærket. Med en given samlet energi af pulsen, vil dette naturligvis betyde en mindre intensitet. Men hvordan gør man en laserpuls længere? Her skal man bruge laserpulsens brede spektrum – som beskrevet i forrige afsnit. For den kortest mulige laserpuls er alle farverne i laserlyset samlet i det kortest mulige tidsrum. Hvis man sender en ultrakort laserpuls gennem et dispersivt medium (for eksempel et stykke glas, eventuelt i form af en optisk fiber, eller ved hjælp af optiske gitre, som vist i figur 2), vil de forskellige farver udbrede sig med forskellig fart – og derved bliver pulsen længere, og dens energi spredes ud over længere tid. Kigger man på laserlysets øjeblikkelige bølglængde, vil man nu se, at de lange bølglængder kommer først, og derefter ankommer de kortere bølglængder. Havde lyspulsen været en lydbølge, ville man høre en tone med stigende frekvens, i stil med fuglekvidder. Af denne grund bruger man det engelske ord chirp til at beskrive effekten med.

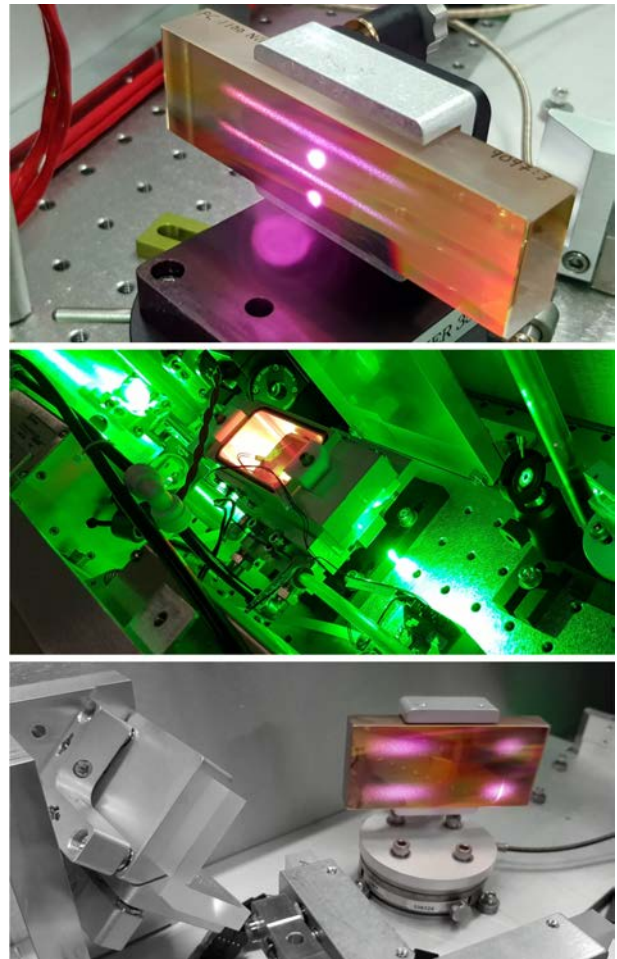
Den forlængede laserpuls kan nu forstærkes uden at ødelægge forstærkermaterialet og optikken, og resultatet er en meget kraftig, men stadig lang laserpuls. Det sidste skridt er at gøre pulsen kort igen ved at sende den igennem et optisk system, der forsinker de lange bølglængder i pulsen i forhold til de korte bølglængder. Resultatet bliver så, at pulsen igen bliver kortest mulig, men nu med en meget stor spidsintensitet – klar til brug i alverdens spændende eksperimenter.



Figur 2. Princippet bag Chirped Pulse Amplification (CPA). En femtosekund-laserpuls gøres en faktor 100.000 længere ved hjælp af dispersion på optiske gitre i en stretcher. Herefter forstærkes den, så pulsenergien øges en million gange. Til sidst trykkes pulslængden tilbage til den oprindelige længde i en kompressor, ligeledes bygget ved hjælp af optiske gitre. Lyset i den udstrakte laserpuls har en stigende frekvens, i stil med fuglekvidder – deraf navnet Chirped Pulse Amplification.

I figur 3 giver jeg et lille indblik i, hvordan CPA-princippet ser ud i praksis. På DTU Fotonik har vi en lang række femtosekund-lasere baseret på CPA-princippet, og figur 3 viser de vigtige komponenter: De

optiske gitre, der henholdsvis strækker og komprimerer laserpulserne, og forstærkeren, der muliggør de ekstreme lysintensiteter.



Figur 3. De centrale elementer i en CPA-femtosekund-laser på DTU Fotonik. Øverst ses det gitter, som udstrækker den svage laserpuls. I midten ses forstærkeren, som øger energien af den lange laserpuls. Nederst ses det optiske gitter, som efterfølgende komprimerer den forstærkede laserpuls tilbage til sin oprindelige længde – her 35 fs.

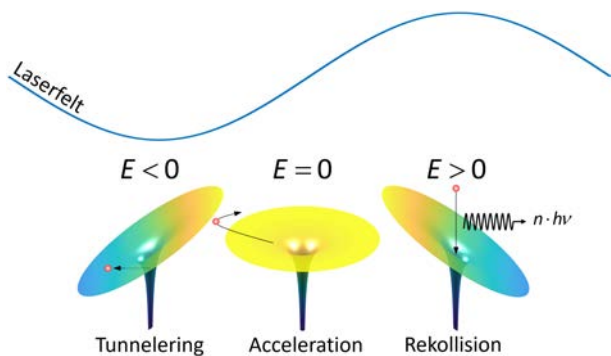
Anvendelser

Forstærkede femtosekund-laserpulser har mange og meget alsidige anvendelser – både i praktisk henseende og inden for den fundamentale videnskab. Den mest kendte praktiske anvendelse af intense laserpulser er uden tvivl til øjenoperationer, hvor den fokuserede stråle af korte pulser fungerer som en uhyre præcis kniv. Præcisionen skyldes dels selve laserpletens lille størrelse, men også, og mindst lige så vigtigt, at det med de korte pulser bliver muligt at have en ekstremt høj intensitet af lyset til skæreprocessen, og samtidig en forholdsvis lav middeleffekt, som minimerer skader på vævet. Af samme grund finder femtosekund-lasere også anvendelser inden for materialeforarbejdning (micromachining).

I den mere fundamentale retning, så er der for tiden meget stort fokus på grundvidenskabelige anvendelser af intense femtosekund-lasere inden for et forskningsfelt, som beskæftiger sig med frembringelsen af endnu kortere lysglimt – attosekund-videnskab [2].

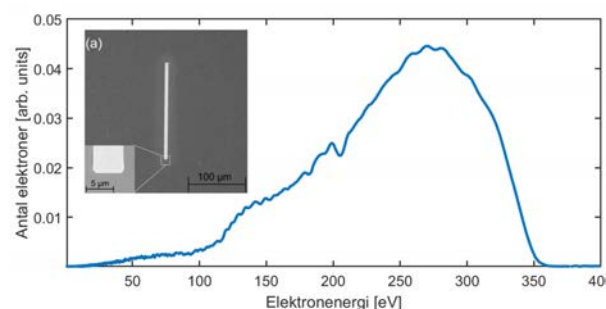
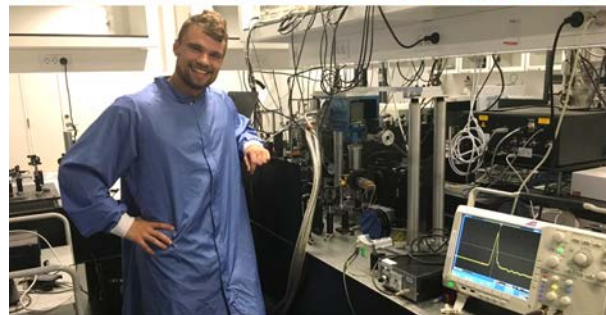
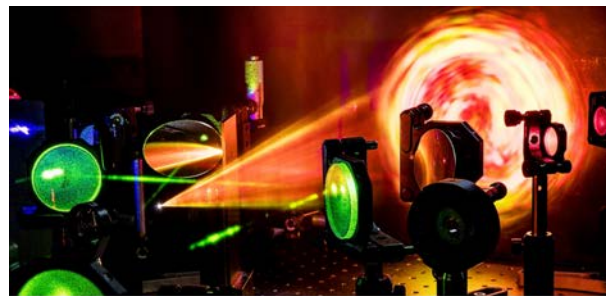
En af attosekund-videnskabens grundpiller er tretrins-modellen (three-step model), oprindeligt ud-

viklet af fysikeren Paul Corkum, og som er vist i figur 4. Her skal man forestille sig et isoleret atom i vakuum, hvor elektronerne er bundet til atomkernen med det atomare Coulomb-potentiale. Udsættes atomet for et meget kraftigt elektrisk felt, så tipper det atomare potentiale, og det bliver muligt for de bundne elektroner at undslippe atomet ved hjælp af tunnelering. Disse frie elektroner bliver nu accelereret af laserfeltet – og opnår en høj kinetisk energi (se faktaboks 2). Når det oscillerende laserfelt skifter retning, accelereres elektronen tilbage mod atomet og kan rekollidere med atomkernen. Hermed frigives den kinetiske energi som en foton med høj energi – det vil sige kort bølgelængde. Denne bølgelængde svarer til de harmoniske overtoner af laserfeltet, og processen kaldes derfor High Harmonic Generation (HHG) [3]. Kigger vi tilbage på figur 1, så kan man måske overbevise om, at de mange harmoniske overtoner, hvis de ellers har låste faser, kan summeres til en helt ekstrem kort laserpuls, som er få attosekunder lang.



Figur 4. Corkums tretrins-model for frembringelse af attosekund-pulser. Det kraftige elektriske felt fra laserpulsen tipper atomets Coulomb-potentiale, så elektroner kan tunnelere ud i vakuum, og atomet ioniseres ($E \leq 0$). Elektronerne accelereres af laserfeltet, og når feltet skifter fortegn ($E = 0$), vender elektronen tilbage til atomet og kan frigive sin ponderomotive energi som en foton med meget høj energi, ved rekollision med atomet.

I min gruppe på DTU Fotonik arbejder vi ikke direkte med attosekund-pulser, men vi udnytter de samme koncepter, som findes i tretrins-modellen. Vi arbejder med femtosekund-pulser til frembringelse af meget korte elektronpulser, som vi gerne vil bruge til at starte og studere kemiske reaktioner med [4]. Vi udsætter metalliske strukturer for meget kraftige optiske pulser ved lange bølgelængder (såkaldte terahertz-pulser), og ved samme tunnelprincip som i tretrins-modellen får vi en kort puls af elektroner frigivet. Det interessante ved disse elektroner er, at de frigives inden for en brøkdal af et picosekund, og laserfeltet accelererer dem til energier mellem 10 og 500 eV. Elektroner med disse energier reagerer kraftigt med vand, DNA-molekyler, og andre biologiske materialer [5]. Vi håber derfor på, at vi med tidsopløst femtosekund-spektroskopi for første gang bliver i stand til at følge, hvordan elektroner slår biologiske molekyler i stykker – og måske finde ud af, hvordan disse processer kan kontrolleres, for eksempel til gavn for forståelsen af strålingsterapi og beskyttelse mod strålingsskader.



Figur 5. Øverst: Fokusering af intens femtosekund-laserpuls i luft. Den ekstreme intensitet ioniserer luftens molekyler, og de frie elektroner accelereres af laserens hurtigt oscillerende elektriske felt. Resultatet er et farverigt spektrum af IR-, synligt, og UV-lys fra plasmaet. Foto: © Joachim Rode, Rode Images. Midt: Ph.d.-studerende Simon Lange foran sit eksperiment med felt-induceret tunnelering af elektroner, drevet af fjerninfrarøde (THz) optiske pulser. Nederst: Energispektrum af elektroner fra optisk drevet tunnelering. Foton-energien er 4 meV, elektronerne opnår op til 350 eV ponderomotiv energi.

Jeg håber, at jeg har kunnet give et lille indblik i den spændende femtosekund-verden, som i år har fået et stort klap på skulderen i form af Nobelprisen til Gérard Mourou og Donna Strickland. Det er et felt, som stadig er i hastig udvikling, og det skyldes primært CPA-teknikken. EU satser meget stort på intense lasere, for eksempel i form af ELI (Extreme Light Infrastructure), med en investering på over 850 millioner euro. I de kommende år kan vi forvente at se lasersystemer, der er så kraftige, at de bliver vigtige værktøjer for kernefysik på de allerhurtigste tidsskalaer.

Litteratur

- [1] D. Strickland og G. Mourou (1985) "Compression of amplified chirped optical pulses", *Opt. Comm.*, bind 55, side 447–449.
- [2] P. B. Corkum og F. Krausz (2007) "Attosecond science", *Nat. Phys.*, bind 3, side 381–387.
- [3] P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, P. Balcou, H. G. Muller og P. Agostini (2001) "Observation of a Train of Attosecond

Pulses from High Harmonic Generation”, *Science*, bind 292, side 1689–1692.

- [4] K. Iwaszczuk, M. Zalkovskij, A. C. Strikwerda og P. U. Jepsen (2015) “Nitrogen plasma formation through terahertz-induced ultrafast electron field emission”, *Optica*, bind 2, side 116–123.
- [5] C. R. Arumainayagam, H.-L. Lee, R. B. Nelson, D. R. Haines og R. P. Gunawardane (2010) “Low-energy electron-induced reactions in condensed matter”, *Surf. Sci. Rep.*, bind 65, side 1–44.



Peter Uhd Jepsen er professor og vicedirektør på Institut for Fotonik, Danmarks Tekniske Universitet. Han forsker i ultrahurtige optiske fænomener, med speciale i ikkelineær optik, femtosekund-lyskilder og deres anvendelser i terahertz-området, som ligger i grænselandet mellem mikrobølger og infrarødt lys.

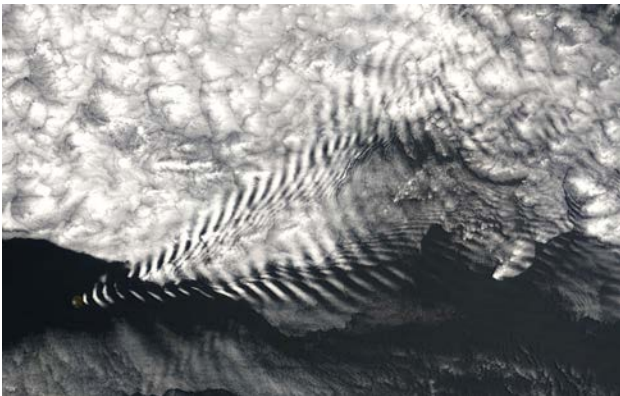
Gravitationsbølger og tyngdebølger

Af Holger Nielsen, *Støvring*

Gravitationsbølger og tyngdebølger beskriver vidt forskellige fænomener. I artiklen forklares forskellen, og der gives eksempler på tyngdebølger, og hvad man kan bruge observationer af dem til.

Hvad er gravitationsbølger?

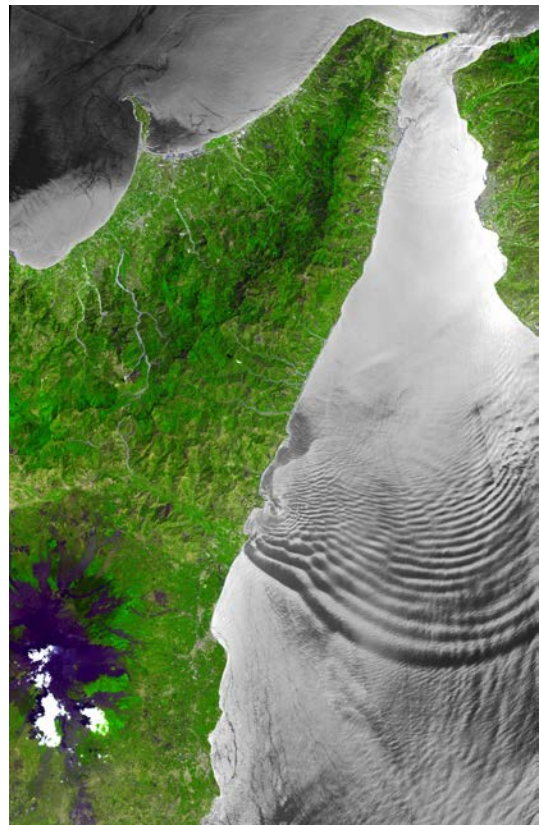
Gravitationsbølger er forstyrrelser i rumtidens struktur, der opstår når en masse udsættes for acceleration. Analogt hermed er elektromagnetiske bølger elektriske og magnetiske felter, der kan dannes, hvis et elektrisk ladet legeme udsættes for acceleration; det kan f.eks. gøres ved at udsætte elektronerne i en metalstang for vekselstrøm, metalstangen kaldes så en antenne. I vakuum udbreder begge bølgetyper sig med lysets fart c .



Figur 1. Tyngdebølger i et skylag dannet ved luftens passage hen over den lille ø L’Île Amsterdam, som i dag er en fransk besiddelse i det sydlige Indiske Ocean. Øen kan skimtes nederst til venstre. Den er opkaldt efter det besøgende nederlandske skib Nieuw Amsterdam, som var opkaldt efter byen Nieuw Amsterdam (i dag New York), som var opkaldt efter ... Foto: Jeff Schmaltz, NASA, GSFC.

Ved passage af en gravitationsbølge øges og formindskes afstanden mellem nærliggende objekter, eller, om man vil, svulmer og krymper selve rummet. Men effekten er på en subatomar skala og derfor yderst vanskelig at påvise. Eksistensen af gravitationsbølger blev postuleret af Albert Einstein i 1916 som en konsekvens af den almene relativitetsteori, han havde udviklet året forinden, og som er den hidtil bedste teori for gravitation [1]. Ganske vist kom Einstein i tvivl og

tilbagekaldte i 1936 denne forudsigelse, for dog senere at tage den op igen.



Figur 2. Tyngdebølger dannet i farvandet syd for Messina-strædet mellem Sicilien og det italienske fastland. I strædet optræder kraftige tidevandsstrømninger. Billedet dækker et areal på 58×90 km. Foto: NASA/GSFC/MET/ERSDAC/JAROS.

I 2015 påviste man definitivt gravitationsbølger fra to kolliderende sorte huller med masser på 35 og 30 solmasser (M_{\odot}). Ved sammensmeltningen dannedes et sort hul med en masse på $62 M_{\odot}$, således at en energi svarende til ikke mindre end $3 M_{\odot}$ blev bortstrålet som