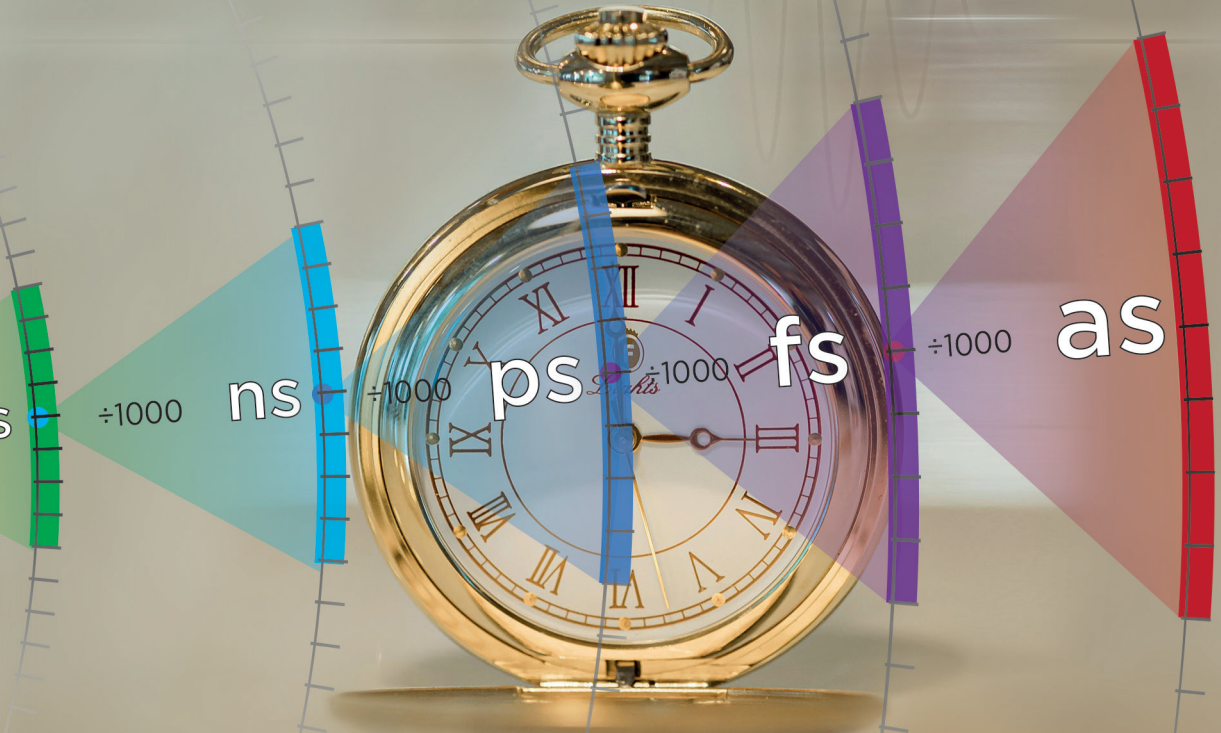


# KOSMOS

## attofysik

SVENSKA FYSIKERSAMFUNDETS ÅRSBOK 2025



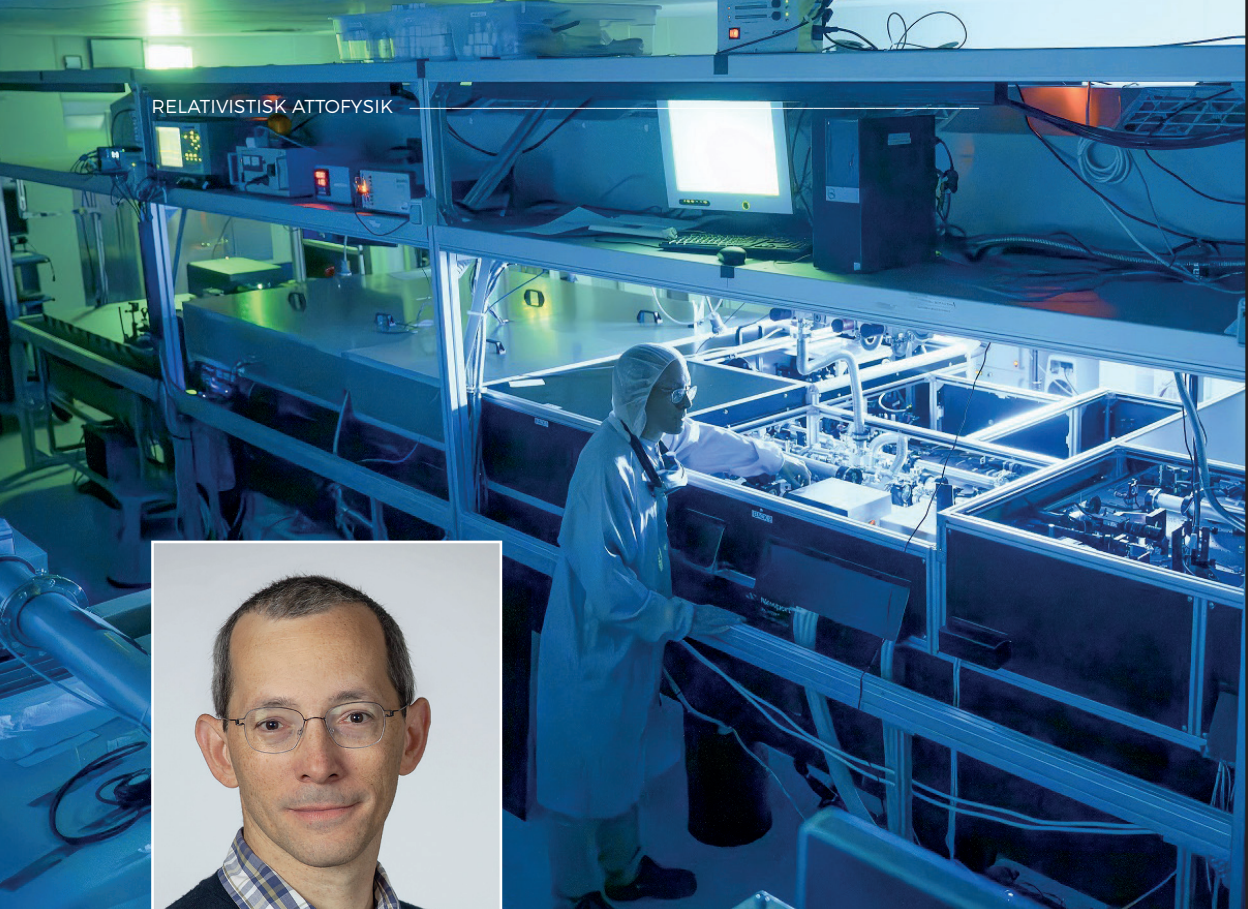
## RELATIVISTISK ATTOFYSIK

© LÁSZLÓ VEISZ



Artikeln publiceras under Creative Commons-lisensen CC BY-NC-SA 4.0  
För bildmaterial med källhänvisning gäller samma upphovsrättsliga regler som för källan.

*f* SVENSKA  
FYSIKER  
SAMFUNDET



### László Veisz

är professor i Institutionen för fysik vid Umeå Universitet. Hans forskningsområden inkluderar utveckling av lasrar med ultrahög topp-effekt och få optiska cyklers pulslängd och deras tillämpningar inom attosekund- och laser-plasmafysik. Han disputerade vid Friedrich-Schiller-universitetet i Jena, Tyskland, och arbetade därefter vid Tekniska universitetet i Wien, Österrike och Max-Planck-institutet för kvantoptik i Garching, Tyskland, där han var biträdande direktör.

László Veisz skriver i denna artikel om hur det extremt intensiva ljuset i en laserplasma kan tillämpas för att studera relativistiska effekter. I hans experiment skapar ljuspulser ett plasma och då intensiteten är tillräckligt hög blir elektroners rörelser i plasmat relativistiska. Den genererade plasmaspiegeln komprimerar laserpulsen till en varaktighet i attosekundsområdet. Artikeln förklarar också sambandet mellan extremt korta pulser och extremt hög intensitet.

*Bilden: The Light Wave Synthesizer 100, en 100 TW, nästan encykellaser och optimal drivenhet för relativistisk högharmonisk generering.*

# Relativistisk attofysik

Attosekundsphysik är studiet av ultrasnabba processer som sker på tidsskalor på 100 attosekunder, dvs.  $100 \text{ as} = 10^{-16}$  sekunder, vilket gör det möjligt att observera och kontrollera elektroners rörelse i atomer, molekyler och fasta ämnen i realtid. En viktig teknik som möjliggör detta forskningsområde är generering av övertoner (eng. *High Harmonic Generation*, HHG) i gaser — som beskrivs i andra artiklar i denna volym av Kosmos — där ett intensivt femtosekundslaserfält växelverkar med gasatomer, driver bort elektroner och sedan leder dem tillbaka, så att de kan återförenas med sina moderjoner. Denna återförening resulterar i högfrekvent strålning och bildar en serie attosekundspulser. Dessa pulser fungerar som ett unikt verktyg för att undersöka och manipulera elektronernas dynamik, vilket i sin tur möjliggör studier av jonisering, laddningsmigration och kemiska reaktioner i deras naturliga tidskala.

Attosekundspulser kan också genereras i vätskor och fasta material. Användningen av vätskor har dock demonstrerats först nyligen och är inte en utbredd teknik. Nyttjandet av fasta ämnen för HHG är intressant för studier av fasta tillståndsmaterial, men inte särskilt mycket som attosekundkällor. Den fjärde formen av materia är plasma, en blandning av fria elektroner och joner, som kan erhållas från en av de andra tre formerna genom jonisering med en intensiv laserpuls. HHG produceras också från plasmaytor som bildas på fasta ämnen, vilket är ett lovande men utmanande sätt att generera attosekundspulser. I det följande kommer vi först att diskutera varför detta system kallas relativistiskt och sedan ge en översikt över genereringen av plasmaytor, de fysiska processer som leder till HHG, den experimentella realiseringen av relativistiska attosekundspulser, samt de viktigaste egenskaperna hos HHG från plasmaytor och en ny potentiell tillämpning av dessa attosekundspulser.

## Ljus-materieväxelverkan vid höga intensiteter

En laserpuls intensitet (se faktaruta *Laserintensitet — växelverkansregimer*) är en grundläggande storhet som påverkar växelverkan när ljus träffar materia.

### Laserintensitet --- växelverkansregimer

Laserpulsers intensitet ( $I$ ) är ett mått på ljusets energitäthet och bestäms av

$$I = \frac{E}{\tau A},$$

där  $E$  är pulsens energi,  $\tau$  är pulsens varaktighet — förhållandet mellan dessa två ger toppeffekten — och  $A$  är laserpunktens area. För ökande intensitet får man fundamentalt olika förutsättningar för växelverkan mellan ljus och materia. Låga laserintensiteter ligger under tröskeln för att skada materien (cirka  $10^{10}$  W/cm<sup>2</sup> för nanosekundpulser och upp till  $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> för femtosekundpulser). Detta är domänen ”molekylär icke-linjäritet” (se figur 1). I detta fall växelverkar laserljuset endast svagt med materialet och initierar optiska icke-linjäriteter — atomerna kan exciteras eller värmas upp något, men materialstrukturen förblir intakt.

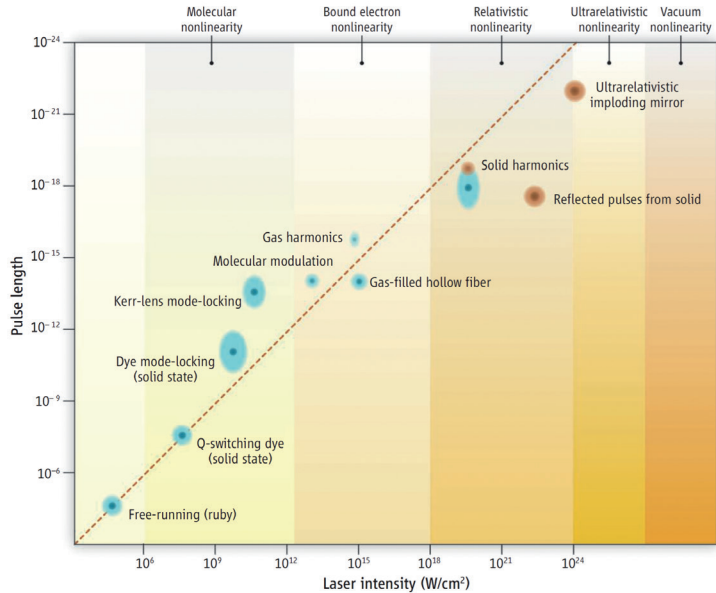
När intensiteten så ökar till måttliga nivåer, på cirka  $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> till  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, kan ljuset jonisera materien och bilda ett plasma av fria elektroner och joner. Då nås ett tillstånd av ”bunden elektronisk icke-linjäritet”, eller plasma. Växelverkan mellan lasern och plasmat blir då viktig och kan t.ex. leda till hög ljusabsorption och plasmauppvärmning samt kollektiv elektronrörelse, som t.ex. generering av plasma-vågor.

Om intensiteten når det *relativistiska området* (eller det relativistiska plasmaområdet), som vanligtvis ligger över  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> för en laser med våglängden 1  $\mu$ m, blir laserstrålens elektriska fält tillräckligt starkt för att accelerera fria elektroner till nära ljusets hastighet. Det triggar relativistiska effekter baserade på den ökade elektronmassan, såsom relativistisk självfokusering och transparens, samt generering av energirika partiklar och strålning.

Bortom en intensitet på  $10^{24}$  W/cm<sup>2</sup> får vi en ”ultrarelativistisk icke-linjäritet”, där också protoner och joner accelereras till nästan ljusets hastighet. Vid ännu högre intensiteter, på  $10^{27}$  W/cm<sup>2</sup> till  $10^{29}$  W/cm<sup>2</sup> uppnås tillståndet ”vakuüm-icke-linjäritet”, där materia (elektron-positronpar) skapas ur tomt vakuum — den så kallade Schwinger-gränsen.

Det relevanta intervallet för HHG från plasmaytor börjar vid en intensitet på cirka  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>. När den intensiva och kor-

ta pulsen når ett fast mål — till exempel en glasplatta — bildas ett laserproducerat plasma på ytan, som har en hög densitet som starkt absorberar och reflekterar det inkommande ljuset. Detta leder till växelverkan mellan lasern och plasmat, till exempel ablation, generering av chockvågor och emission av energirika partiklar och strålning. Denna process är grundläggande i tillämpningar som lasermikrobearbetning, plasmaspektroskopi, laserdriven partikelacceleration och HHG från plasmaytor.



Figur 1: Samband mellan pulsvaraktighet och intensitet. Det finns ett omvänt linjärt samband mellan pulsvaraktigheten för koherent ljusemission och laserintensiteten. Dessa intensiteter motsvarar olika underliggande fysiska tillstånd som uppvisar olika icke-linjäriteter: molekylära, bundna atomära elektroner (plasma), relativistiska och ultrarelativistiska plasman, samt vakuum-icke-linjäriteter. De blå fälten visar experimentella data, medan de röda markerar simuleringar eller teori (från Mourou & Tajima, *Science*, **331**, 41 [2011]).

Möjligheten att skapa höga övertoner från plasmaytor, med motsvarande förbättrade attosekundspulser, jämfört med HHG i gaser, erbjuder fantastiska fördelar. Den viktigaste egenskapen för att skapa mycket kortare pulser, kanske till och med ner till zeptosekunds nivå ( $= 10^{-21}$  sekund), illustreras i figur 1. Kortare pulser leder till bättre kompression och därmed högre intensitet, med

liknande hög energi och fokusering. Detta resonemang börjar förändras vid intensiteter över  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> i figur 1, där intensiteten relaterar till den fokuserade laserintensiteten och varaktigheten till den tidsmässiga egenskapen hos den genererade koherenta strålningen, vanligtvis via HHG. Även om detaljerna i denna del av figuren kan diskuteras är huvudbudskapet tydligt: för att uppnå allt kortare elektromagnetiska pulser krävs omvänt en ökande spektral bandbredd, vilket samtidigt kräver en ökning av fotonenergin — dvs. minskning av den centrala våglängden — och för att producera koherent strålning med en så mycket större fotonenergi krävs betydligt högre laserintensiteter.

Även om det finns vissa processer som möjligen kan generera strålning (i vissa fall koherent) vid laser-plasmaväxelverkan<sup>1</sup>, är HHG från plasmaytor den bästa kandidaten för att generera de mest koherenta och kortaste pulserna. I det följande undersöker vi vilka egenskaper som krävs hos plasmat för att optimalt generera HHG på sådana ytor.

### Generering av plasma på fasta ytor

När en högentensiv laser bestrålar en fast yta joniserar det starka elektriska fältet snabbt materialet och producerar ett tätt plasma-lager (se faktaruta *Elektrontäthet i plasma*). Egenskaperna hos detta plasma beror i hög grad på laserkontrasten — dvs. förhållandet mellan en eventuell inledande låg intensitet i början av pulsen och intensiteten hos den huvudsakliga pulsen. När den initiala intensiteten före huvudlaserpulsens när mätliga värden påbörjas bildandet av ett tätt plasmalager genom multifoton-, lavin- eller tunneljonisering. En låg laserkontrast möjliggör bildandet av ett ”förplasma”, långt innan huvudpulsens anländer, vilket ger plasmat på ytan mer tid att expandera. Detta leder i sin tur till en större plasma på elektrondensitetsskalan ( $L$  i figur 2). En puls med hög kontrast bibehåller däremot en skarpare plasmagräns. Senare, närmare pulsens topp vid högre intensiteter, värms ytmaterial snabbt upp och joniseras fullständigt, men vissa egenskaper, såsom dess storlek, bestäms av tidpunkten när joniseringen börjar. Samspelet mellan laserkontrast, plasmaexpansion och dess dynamik har en avgörande inverkan på laser-plasmakopplingen och HHG-processen.

<sup>1</sup>Exempelvis betatronstrålning, Thomson- eller Comptonspridning, eller emission från undulatorer och frielektronlasrar.

Den optimala elektrondensitetsexpansionen (eller skalälängden,  $L$ ) beror på den exakta HHG-processen, men den är ungefär  $\lambda/10$ , där  $\lambda$  är laservåglängden. Det är ytterst utmanande att uppnå en tillräcklig kontrast i ett lasersystem som stöder en så kort skalningslängd. Kontrastproblemet är förmodligen den viktigaste flaskhalsen i HHG från plasmaytor och därmed den främsta anledningen till att denna lovande teknik ännu inte har nått ett mer avancerat stadium.

### Elektrondensitet i plasma

Elektronplasmadensiteten beskriver hur många fria elektroner som finns per volym i ett plasma och är en viktig faktor för att bestämma hur laserljus växelverkar med plasmat. En grundläggande storhet är den kritiska densiteten ( $n_c$ ), som är den elektrondensitet vid vilken laserfrekvensen är lika med plasmafrekvensen (den naturliga svängningsfrekvensen för elektronplasmavågor). Den bestäms av

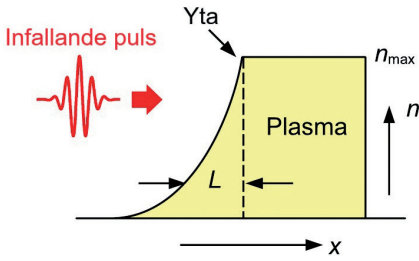
$$n_c[\text{cm}^{-3}] = 1,1 \times 10^{21} / \lambda^2[\mu\text{m}]^2,$$

där  $n_c[\text{cm}^{-3}]$  är kritiska densiteten uttryckt i  $\text{cm}^{-3}$  och  $\lambda[\mu\text{m}]$  är den centrala våglängden i  $\mu\text{m}$ .

Värdet på  $n_c$  för en typisk laser med central våglängd på 800 nm är  $1,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , vilket är mycket mer än elektrondensiteten i ett plasma som alstras från ett gasmedium ( $10^{17} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ), men betydligt mindre än densiteten i ett fast plasma ( $10^{23} - 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ ). När plasmadensiteten är lägre än den kritiska gränsen ( $n < n_c$ ) kallas plasmat för undertätt, och då är det möjligt för laserljuset att propagera. Undertäta plasman har viktiga tillämpningar, såsom laserplasma-acceleration av högkvalitativa elektronstrålar och betatronröntgenstrålning. Däremot, när densiteten är över den kritiska ( $n > n_c$ ), kallas plasmat för övertätt, och laserljuset reflekteras eller absorberas då mestadels vid ytan, där densiteten når ungefär  $n_c$ . Relevanta tillämpningar av övertäta plasmor är laserfusion, protonjonacceleration och HHG från plasmaytor. Övergången mellan undertäta och övertäta tillstånd, där elektrontätheten är ungefär  $n_c$ , definierar området där laserplasman växelverkar kraftigt. Detta är avgörande för vissa tillämpningar, exempelvis laboratorieastrofysik, intensiva laserdrivna partikel- och strålningskällor för medicinska ändamål (isotopproduktion) och neutronkällor med högt flöde.

### HHG från plasmaytor

Generering av höga övertoner i plasma är en grundläggande process i ultraintensiv laser-materiaväxelverkan som möjliggör alst-

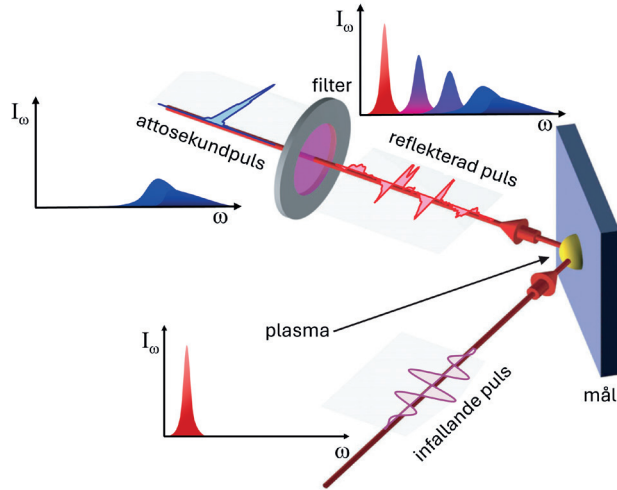


Figur 2: Typisk plasmatäthet ( $n$ ) från laserbestrålade fasta eller flytande mål som funktion av normalen till ytan ( $x$ ). Eftersom den maximala elektrontätheten ( $n_{\max}$ ) som motsvarar den fasta tätheten är mycket hög, reflekteras ljuset och växelverkar med förplasmat, som kännetecknas av dess utsträckning ( $L$ ), den så kallade elektrontäthetslängden (från Veisz, *InTech* [2010]).

ring av koherent strålning, från extrem ultraviolett (XUV) till mjuk röntgenstrålning. Tre olika processer kan leda till HHG från plasmaytor. Vi koncentrerar oss på den mest lovande, s.k. relativistisk oscillerande spegel (eng. *Relativistic Oscillating Mirror*, ROM), som har demonstrerats experimentellt i många laboratorier. När toppen av en intensiv femtosekundlaserpuls når det övertäta plasmamålet, beskrivet ovan (figur 2), kan den inte tränga in djupt i plasmat och växelverkar därför endast med dess yta. Å ena sidan fungerar denna yta, bildad av fria elektroner, som en spegel som reflekterar den infällande laserstrålningen. Å andra sidan drivs de fria elektronerna av laserstrålningens starka elektriska fält till kollektiva elektronoscillationer.

Eftersom laserintensiteten ligger i det relativistiska området — typiskt för laserintensiteter som överstiger  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, (se faktaruta *Laserintensitet — växelverkansregim*) — oscillerar elektronerna nästan med ljusets hastighet och deras effektiva massa ökar. Följaktligen beter sig plasmaytan som en relativistisk oscillerande spegel. Sedan Einsteins arbete om speciell relativitetsteori vet vi att en spegel som rör sig med konstant relativistisk hastighet genererar ett relativistiskt dopplerskift i den reflekterade strålningen, som kan ha mycket högre frekvens än det infällande ljuset. I fallet med en relativistisk oscillerande spegel (istället för en rörlig spegel med konstant hastighet) reflekterar den oscillerande plasmaytan det infällande laserljuset periodiskt med relativistiska

dopplerförskjutningar uppåt, vilket leder till alstring av koherenta högordnade övertoner av laserfrekvensen, som visas i figur 3. I tidsdomänen motsvarar detta en serie attosekundspulser. Ur ett annat perspektiv komprimeras den infallande laserpulsen periodiskt i tiden till en serie attosekundspulser då den reflekteras från en sådan oscillerande spegel.



Figur 3: Schematisk bild av en experimentell uppställning för alstring av attosekundspulser med hjälp av övertoner från ytor på övertäta plasmor. Den intensiva lasern, med sitt grundläggande spektrum, fokuseras mot ett plant fast mål (vanligtvis plast eller glas), där den alstrar en plasmaspiegel som oscillerar relativistiskt. Denna spegel reflekterar laserpuls och alstrar övertoner av hög ordning genom att förvränga den i tiden. Om laserpulsens varaktighet är tillräckligt kort — mindre än två optiska svängningar — genereras inte bara övertoner utan också ett kontinuum vid de högsta fotonenergierna (den mest blå delen av spektrumet). Med hjälp av ett lämpligt (vanligtvis metalliskt) filter avlägsnas den modulerade delen av spektrumet med lägre fotonenergi och endast kontinuumdelen återstår, vilket motsvarar en isolerad attosekundspuls i tidsdomänen (figuren modifierad från Tsakiris et al., *New Jour. Phys.* **8**, 19 [2006]).

ROM-mekanismen kan effektivt producera övertoner som sträcker sig till fotonenergies upp till flera keV, långt bortom vad som är möjligt i gasfas. Det genererade spektrumet skalar som en potenslag med övertonegens ordning ( $N$ ) — fotonenergi — som motsvarar

$$I_N \propto N^{-8/3} \quad ,$$

med en brytfrekvens som beror på laserintensiteten. Tidsmässigt uppför sig attosekundspulserna väl — de är fria från kvitter (eng. *chirp*) — och når den kortaste varaktighet som möjliggörs av deras spektrum — de är Fourierbegränsade. De övertonernas rumsliga egenskaper är också utmärkta. Då de fokuseras är de diffraktionsbegränsade.

Effektiviteten och egenskaperna hos denna process beror i hög grad på laserintensiteten, pulsvaraktigheten, experimentella geometrin och den temporära laserkontrasten som styr elektronens skalängd vid ytan. Laserintensiteten påverkar spektrumet och därmed mängden laserenergi som överförs till högre övertoner, och därmed omvandlingseffektiviteten. Eftersom plasma-parametrarna förändras under laserpulsens, och inte alltid är optimala för HHG, påverkar även pulsvaraktigheten omvandlings-effektiviteten. Pulsvaraktighetens ytterligare roll för strukturen hos attosekundspulståget kommer att diskuteras senare. Den experimentella geometrin — till exempel infallsvinkel och polarisation — inverkar i hög grad på växelverkan samt på mängden elektroner och deras rörelse i plasmaspegelytan, och därmed också på effektiviteten. Ett brant plasma med kort skalängd (bildat vid hög laserkontrast) på cirka  $\lambda/10$  gynnar koherent reflektion och effektiva ROM-övertoner. I ett än brantare plasma tränger lasern in mindre och färre elektroner oscillerar och avger färre övertoner, medan i ett mildare plasma tränger lasern in djupt och den kritiska ytan är då inte väldefinierad. Detta leder till diffusion och dekoherens, och därmed återigen färre övertoner.

Generering av höga övertoner från plasma via ROM-mekanismen har blivit en hörnsten för utvecklingen av intensiva nya attosekunds XUV- och röntgenkällor, som kan undersöka ultrasnabb elektronikdynamik i fasta ämnen och plasma. Till skillnad från HHG i gaser, som begränsas av joniseringsmättnad och utbredningseffekter, kan plasmabaserad HHG motstå mycket högre laserintensiteter utan skador — eftersom plasma i praktiken redan är ett skadat material. Dess skalbarhet till hög laserenergi samt till höga fotonenergier gör det till en lovande väg mot kompakta, högintensiva koherenta ljuskällor för tillämpningar inom attosekundvetenskap och högfältsfysik.

Det finns två alternativa mekanismer som resulterar i HHG från plasmaytor. Den första är s.k. *Coherent Wake Emission* (CWE), som uppstår vid måttliga laserintensiteter ( $< 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>), där

växlerkan är icke-relativistisk. När lasern träffar en skarp plasmagräns dras elektroner in i vakuumet och drivs sedan tillbaka in i plasmata, vilket exciterar plasmaoscillationer (elektronplasmavågor) vid den lokala plasmafrequensen. Dessa oscillationer utstrålar övertoner upp till gränzfrequensen, som beror på elektrontätheten och vanligtvis är 14–20 övertoner för plast- eller glasmål. Attosekundspulståg från CWE-övertoner har generellt sämre egenskaper — lägre övertonsordningar, längre och icke Fourierbegränsad pulsvaraktighet — och är därför inte en optimal mekanism för en attosekundkälla.

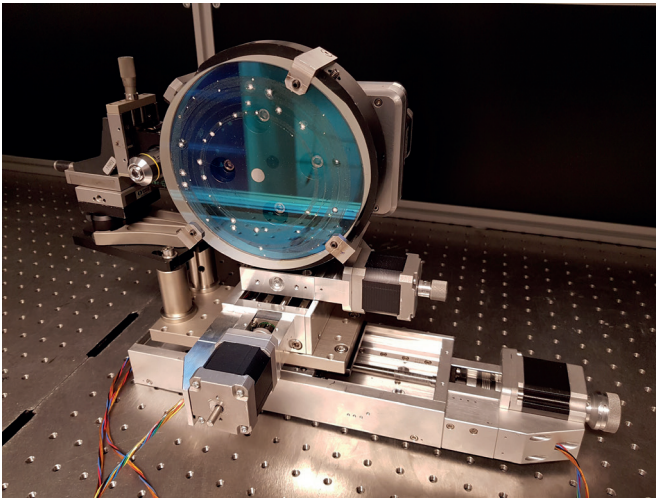
En annan mekanism är koherent synkrotronstrålning (eng. *Coherent Synchrotron Emission*, CSE), som dominerar vid relativistiska intensiteter ( $> 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>), där elektron-nanokluster som bildas vid plasmaytan accelereras av laserfältet till ultrarelativistiska hastigheter. Dessa täta kluster, på attosekundsskalan, avger synkrotronliknande strålning, vilket leder till breda, potenslagsliknande övertonsspektra med exponenten  $-4/3$ , som sträcker sig till mycket höga ordningar. CSE betraktas ofta som en förfining av ROM-mekanismen, som bildas av koherent emission från kraftigt komprimerade elektronkluster. Även om denna mekanism har mycket lovande egenskaper har det hittills visat sig mycket svårt att realisera den experimentellt. Därför koncentreras forskningen huvudsakligen på ROM.

Hittills har de processerna som behandlas varit repetitiva — en gång per optisk cykel — vilket motsvarar användningen av konventionella laserpulser med många cykler, som de som produceras av titan-safirlasersystem. I detta fall genereras en serie attosekundspulser, men många tillämpningar kräver en isolerad attosekundspuls. När en intensiv laserpuls med en pulsvaraktighet på några få optiska cykler ( $< 2$  optiska svängningar, vilket är ungefär  $< 5$  femtosekunder) växlerverkar med ett tätt plasma (eng. *solid-density plasma*) i det relativistiska området, alstras ett kontinuum vid de högsta fotonenergierna och den oscillerande plasmaytan avger en i stort sett isolerad attosekundspuls, såsom visas i figur 3. I denna regim erhålls en tidskontroll (eng. *time gating*) naturligt genom den korta varaktigheten av laserpulsen, vilket säkerställer att endast ungefär en optisk cykel effektivt driver ROM-processen vid de högsta intensiteterna och motsvarande största fotonenergierna. Med hjälp av ett (vanligtvis metalliskt) filter kan en helt isolerad attosekundspuls filtreras ut. På så sätt blir emissionen tids-

mässigt begränsad till en enda attosekundspuls, istället för en puls-serie. Denna metod erbjuder en lovande väg mot produktion av isolerade attosekundspulser med hög intensitet.

## Experimentell relativistisk attosekundsphysik

I detta avsnitt presenteras några av de viktigaste experimentella aspekterna och resultaten med relativistiska attosekundspulser, inklusive experimentell konfiguration, spektrala och temporala egenskaper. Till att börja med presenteras den experimentella uppställningen av strålmålet. Laserstrålen fokuseras noggrant med hjälp av en parabolisk spegel, för att minimera aberrationer och uppnå minsta möjliga fokalpunkt och därmed högsta möjliga intensitet. Genereringen av HHG från plasmaytor leder i sig till partiell ablation av det fasta målet, eftersom en liten del av materialet omvandlas till plasma. Följaktligen måste målets yta förnyas för varje efterföljande laserskott. I praktiken uppnås detta genom att använda ett större fast mål, oftast en platt glasplatta (den kan till exempel ha en diameter på cirka 200 mm som på fotot i figur 4).

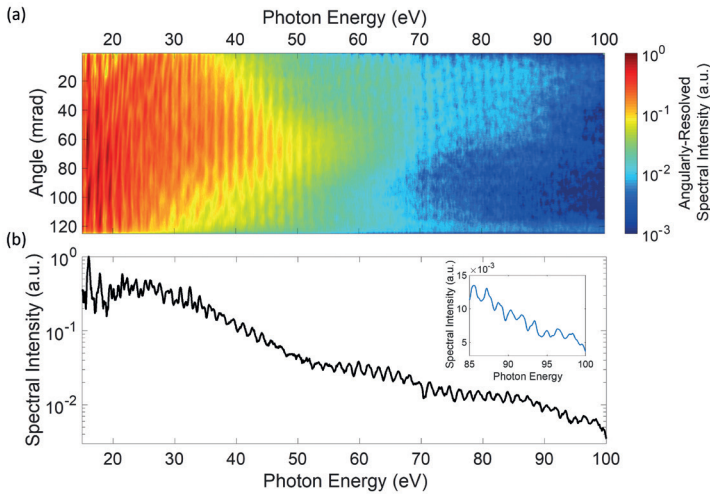


Figur 4: Strålmålshållare med ett stort ( $\sim 200$  mm) glasmål för HHG från plasmaytor. Varje laserskott skadar en liten del av glaset som måste positioneras om så att nästa skott träffar en ny yta på målet. Translations- och rotationsstegen flyttar målet i en spiralform med mikrometerprecision så att linjeringen bevaras. Detta stora glasmål klarar tre timmars drift med en laserrepetitionsfrekvens på 10 Hz och energipulser på 100 mJ.

Efter varje laserpuls skadas ett område som är betydligt större än den mikrometerstora fokalpunkten på grund av uppvärmningen av det omgivande materialet av det heta plasmat. Storleken på det skadade området sträcker sig vanligtvis över  $100\ \mu\text{m}$  till 1 mm, beroende på laserenergin. För att säkerställa en ny yta för varje skott flyttas målet mellan pulserna — ofta genom en kombination av rotation och translation — så att laserskotten träffar ytan längs en spiralbana. Exakt linjering och förflyttning är avgörande för att hålla målet inom laserfokus. Detta kräver en relativt stor och exakt målhallare och positioneringsmekanism, som illustreras i figur 4. Efter cirka tre timmars kontinuerlig drift med  $< 100\ \text{mJ}$ , 10 Hz laserpulser, blir hela glasmålets yta skadad och måste bytas ut. Detta illustrerar också att målet och dess hållare utgör en mer komplex del av experimentuppställningen jämfört med HHG i ett gasmedium.

Den viktigaste och mest uppmätta egenskapen hos HHG från plasma är sannolikt dess strålningsspektrum. Med hjälp av speciella reflekterande och böjda (s.k. *flat-field*) gitter tillsammans med CCD-detektorer för röntgen, eller liknande 2D-detektorer, kan det vinkelupplösta spektrumet bestämmas. Ett typiskt resultat, erhållet med en laserpuls under 5 fs, tätt fokuserad på ett glasmål, visas i figur 5(a). Här framgår att de högsta övertonerna har lägre divergens än de lägre. Figur 5(b) visar det resulterande spektrumet efter integrering över vinkelintervallet  $0\text{--}20\ \text{mrad}$ , på en logaritmisk skala och i den infällda bilden på linjär skala. De enskilda övertonerna är i de flesta fall fullt urskiljbara. Spektrumets övre gräns bestäms av snarare av detekterionssystemet än av genereringsprocessen. Därför uppvisar de synliga övertonerna svag modulering och bildar inte ett kontinuum, vilket skulle uppstå vid ännu högre fotonenergier (ej uppmätt). Det spektrala avklingandet i förhållande till fotonenergin följer en potenslag med exponenten  $-2,8$ , vilket stämmer väl överens med den teoretiska förutsägelsen på  $-8/3$  för ROM-övertoner.

Världsrekordet i fotonenergi från ROM-övertoner är  $3,8\ \text{keV}$ , vilket motsvarar mer än den 3200:e övertonsordningen, vilket visas i figur 6. De enskilda övertonerna kan inte urskiljas med spektrometern. Denna strålning produceras med ett 500 fs petawatt lasersystem som drivs med mycket höga intensiteter, upp till  $2,5 \times 10^{20}\ \text{W/cm}^2$ , vilket bekräftar intensitetsberoendet hos brytfrekvensen. Den anpassade potenslagsexponenten på  $-2,55$  överensstäm-

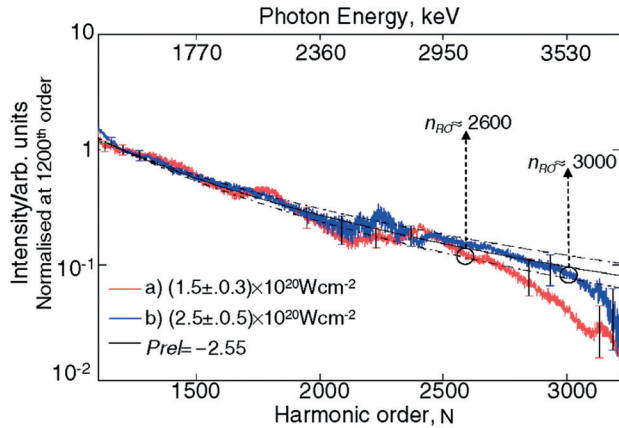


Figur 5: Relativistiskt övertonspektrum från ROM-mekanismen med höga ordningar, alstrat av en laserpuls kortare än 5 fs som fokuserats intensivt mot ett glasmål. (a) Vinkelupplöst HHG-spektralintensitet i logaritmisk färgskala. (b) HHG-spektrum efter vinkelintegrering (i intervallet 0–20 mrad) plottat upp till 100 eV. Infälld bild: HHG-spektrum för de högsta uppmätta fotonenergierna på linjär skala. Övertonerna går i de flesta fall att urskilja, men med låg kontrast, beroende på att den korta laserpulsen genererar ett kontinuum vid ännu högre fotonenergier (ej uppmätt) (från Rivas et al. *Sci. Rep.* 7, 5224 [2017]).

mer också väl med det teoretiska värdet på  $-8/3$ . Över 3,5 keV avviker övertonernas intensitet från denna skalning och minskar snabbare.

En annan viktig aspekt av HHG från plasmaytor är attosekundspulsernas tidsmässiga beteende. Simuleringar visar att CWE-genererade pulser är illa komprimerade (*chirped*), medan ROM-genererade pulser däremot är väl komprimerade (praktiskt taget *chirp-free*). Isolerade attosekundspulser kan erhållas i simuleringar när den drivande laserpulsens varaktighet är kortare än cirka två optiska cykler. På grund av de experimentella utmaningarna förknippade med tidsmässig karakterisering har endast ett fåtal experimentella studier genomförts inom detta område.

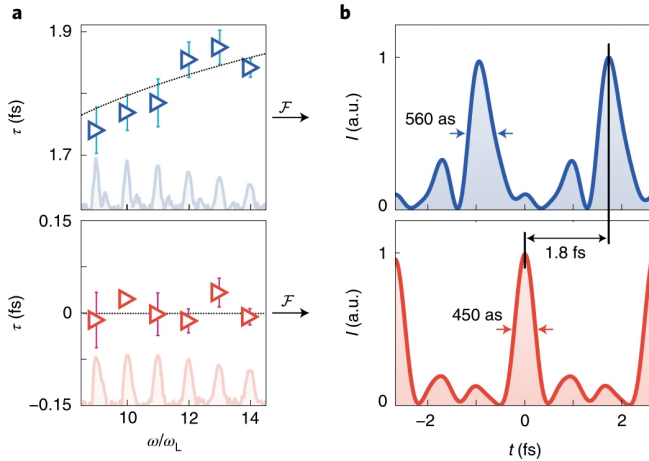
Ett sådant experiment jämförde CWE- och ROM-övertoner i såväl spektral- som tidsdomänen, vilket visas i figur 7. Del (a) av figuren visar övertonernas spektra som skuggade diagram till-



Figur 6: Multi-keV övertoner från relativistiska plasmaytor. De normaliserade övertonsspektrumen (upp till den 1200:e övertonen, 1,4 keV) för två laserintensiteter: (a)  $1,5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$  [röd kurva] och (b)  $2,5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$  [blå kurva]. Linjerna är potenslagsanpassningar till data med en exponent (preliminärt) på  $-2,55$ , mycket nära det förutsagda värdet  $-8/3$ . Enskilda övertoner kan inte upplösas av spektrometern (modifierad från Dromey et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 085001 [2007]).

sammans med den fastställda gruppfördröjningen (ankomsttiden) mellan övertonerna. Resultaten visar en tydlig fördröjning mellan emissionen av CWE-övertoner och ingen mätbar fördröjning mellan ROM-övertoner, vilket indikerar att CWE producerar icke optimalt komprimerade (*chirped*) pulser, medan ROM ger välkomprimerade sådana (*chirp-free* eller Fourierbegränsade), precis som teorin förutspår. De olika gruppfördröjningarna och komprimeringarna härrör från det faktum att CWE-övertoner alstras av plasmavågor med varierande elektrondensitet, som är lokaliserade och avges på olika djup i plasmat. Mätningen visade också en relativ fördröjning inom en optisk period mellan utsläppstiderna för CWE- och ROM-attosekundspulser på cirka 1,8 fs.

I ett annat experiment producerades kraftigt isolerade attosekundspulser med hjälp av en laserpuls kortare än 5 fs och det tidsmässiga intensitetsförhållandet mellan de enskilda pulserna karakteriserades. Figur 8(a) visar ett modulerat (rött) och ett kontinuerligt spektrum (blått). Med hjälp av spektral interferometri (och ett antagande) erhålls den temporala intensiteten som plottas i figur 8(b) för det blå spektret. Isoleringen är minst en faktor

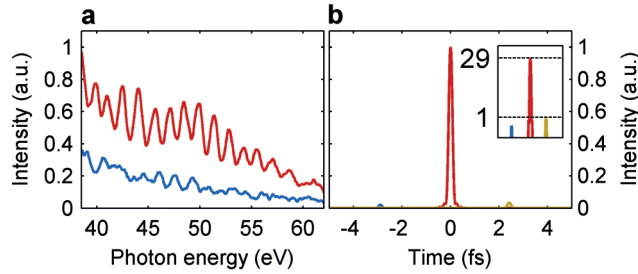


Figur 7: Karakterisering av icke-relativistiska CWE-övertoner (övre raden) och relativistiska ROM-övertoner (nedre raden) i spektral- och tidsdomänen. (a) Gruppfördröjning av övertonerna som utgör attosekundspulserna alstrade i CWE- (övre) och ROM-regimerna (nedre) för övertonsordningarna 9 till 14 ( $\omega_L$  är centrala laserfrekvensen). Svarta prickade linjer är riktlinjer för ögat. Felstaplarna visar standardavvikelse. (b) Tidsintensitetsprofil  $I(t)$  för dessa attosekundspulser rekonstruerade genom en Fouriertransformation, betecknad  $\mathcal{F}$  mellan (a) och (b), med hjälp av gruppfördröjningarna och spektralintensiteten — skuggade diagram i (a). Den härledda halvbredden vid halv maximal varaktighet för attosekundspulserna från CWE är 560 as (överst), vilket motsvarar ett dåligt komprimerat, eller chirpat fall, och från ROM är den 450 as (nederst), vilket motsvarar en väl komprimerad, eller Fourierbegränsad puls. Skillnaden i emissionstider för CWE- och ROM-attosekundspulserna är 1,8 fs (från Chopineau et al., Nat. Phys. 17, 968 [2021]).

30, dvs. de andra pulserna har minst 30 gånger lägre energi och intensitet än den huvudsakliga attosekundspulsen (som inte påverkas av antagandet). Dessa relativistiska HHG-resultat ger tydligt stöd för en isolerad attosekundspuls från täta plasmaytor.

I slutet av detta kapitel listas de viktigaste (både påvisade och potentiella) egenskaperna för relativistisk HHG från plasmaytor:

- Potenslagsspektrum (med exponenten  $-8/3$  för ROM).
- Intensitetsberoende spektral brytpunkt som når keV.
- Omvandlingseffektivitet, jämförbar med HHG från gaser.
- Högenergiska attosekundspulser (med  $\mu$ J-energier) tack vare lasrar med hög användbar energi.



Figur 8: Högisolerad attosekundspuls från en laser med färre än två cykler. Uppmätt kontinuumspektrum (blått) med en viss laservågform ( $\Phi_{CEP} \approx 11\pi/6$ ) jämfört med ett högmodulerat spektrum (rött) som uppstår som ett resultat av två lika starka attosekundspulser med olika vågform ( $\Phi_{CEP} \approx \pi$ ). Rekonstruerad tidsstruktur för det blå spekrumet med hjälp av spektral interferometri, som visar en minimal isoleringsgrad för den centrala attosekundspulsen på 30. Infällt: attosekundspulsintensiteter på logaritmisk skala med olika normalisering för bättre jämförelse (från Kormin et al., *Nat. Commun.* **9**, 4992 [2018]).

- Koherent strålning som ger kortast möjliga (Fourierbegränsade) pulser.
- Kortare attosekundspulser, som potentiellt kan nå zeptosekunderområdet.
- Utjämnning av plasmaytan genom den varma plasmats rörelse, vilket ger optimal plasmaoptik för övertoner.
- Diffraktionsbegränsad prestanda med god fokuserbarhet.

Utmaningar med HHG från plasmaytor är:

- Större laser med hög energi.
- Laserns extrema tidsmässiga kontrast.
- Kontroll av förplasmats expansion (skallängden).
- Komplex strålmålshållare med rörelsemekanism.
- Måttligt dyrt målsubstrat som regelbundet måste bytas ut.
- Ett alternativt mål är en flytande skiva, som kan fungera under längre perioder men är ännu svårare att hantera.

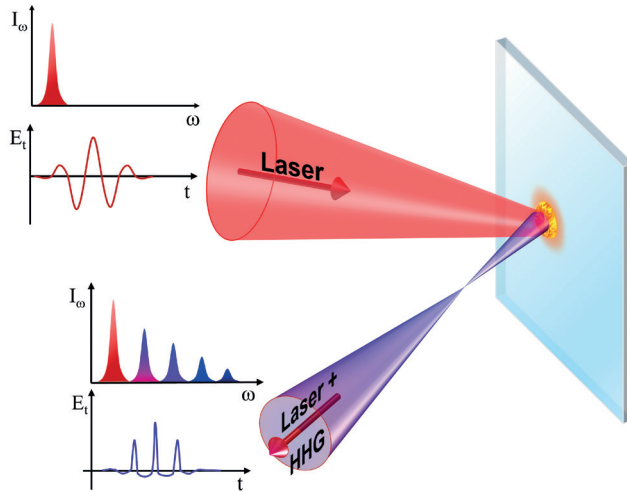
## Potentiella användningsområden för yt-HHG

De utmärkta egenskaperna hos övertoner alstrade från relativistiska plasmaytor gör denna typ av källa lämplig för olika tillämpningar. De höga kraven, särskilt behovet av mycket hög laserintensitet och extrem tidsmässig kontrast, har dock hittills begränsat den

praktiska användningen. En särskild potentiell tillämpning, kallad koherent övertonsfokusering (eng. *Coherent Harmonic Focusing CHF*), presenteras här. Grundprincipen illustreras i figur 9. Den infallande korta laserpulsen, med ett visst spektrum, fokuseras intensivt på ett glassubstrat. Som tidigare diskuterats genererar den ett plasma som rör sig relativistiskt och bildar en plasmaspiegel. Denna spegel producerar högordnade övertoner, som visas i figur 9, och komprimerar varje optisk cykel en mycket kortare sådan, vilket bildar ett tåg av attosekundspulser. Det enorma strålningstrycket från den infallande lasern pressar plasmatalet inåt och omformar det till en sfärisk spegel som ytterligare fokuserar det reflekterade ljuset. Vid den nya fokuspunkten koncentreras övertonerna med kortare våglängder till en punkt som är mycket mindre än den fundamentala våglängden. På motsvarande sätt komprimeras den reflekterade strålningen rumsligt till en bråkdel av den ursprungliga laservåglängden. Den resulterande komprimeringen i tid och rum förstärker det elektriska fältet och intensiteten långt utöver den ursprungliga laserns.

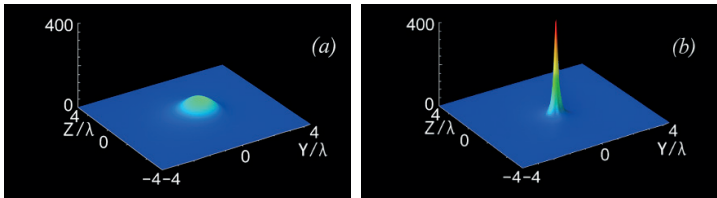
Detta scenario har knappt undersökts alls, på grund av dess komplexitet. De experimentella utmaningarna inkluderar de tidigare nämnda kraven på lasern, samt behovet av både tidsmässig och rumslig karakterisering av alla övertoner, inklusive grundtonen. Numeriskt sett gör den erforderliga upplösningen, såväl i tid och som i rum, i 3D det omöjligt att göra exakta simuleringar vid mycket höga laserintensiteter. Simuleringar vid måttliga intensiteter ( $\sim 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>) har dock utförts för att studera denna förbättring. Figur 10(a) visar den tätt fokuserade grundläggande laserspetsen med en diameter på ungefär  $\lambda/2$ , medan figur 10(b) visar laserfokuspunkten med de genererade övertonerna (CHF-effekten). Det är tydligt att CHF-fläcken är mycket mindre och att dess intensitet förstärks med mer än en storleksordning, även om den numeriska upplösningen fortfarande är på sin gräns vid toppen av den mycket skarpa intensitetstoppen. En annan simulering, utförd vid högre intensiteter och med artificiell begränsning av övertonsordningar — vilket minskade upplösningsproblemet — visade en intensitetsökning på cirka 1000.

Som framgår av figur 1 uppstår nya fenomen vid intensiteter som närmar sig den så kallade Schwingergränsen ( $\sim 2 \times 10^{29}$  W/cm<sup>2</sup>) på grund av de icke-linjära egenskaperna hos ett av de mest fascinerande medierna: själva vakuumet. Schwingergränsen



Figur 9: Koherent övertonsfokusering för att komprimera laserpulser i tid och rum långt under en våglängd. På detta sätt förstärks den ursprungliga laserns elektriska fält och intensitet kraftigt ( $\times 10^3$ – $10^6$ ), vilket möjliggör tillgång till intensiteter långt över de som finns tillgängliga idag — potentiellt till och med nära Schwingergränsen, dvs. skapandet av materia från tomt vakuum. En kortpuls laser fokuseras intensivt på ett glassubstrat, där den resulterande plasmaspegeln med en bucklig yta reflekterar, fokuserar ytterligare och komprimerar (via HHG) strålningen. I det nya fokalområdet framför målet komprimeras lasern både rumsligt och tidsmässigt till en bråkdel av sin ursprungliga våglängd, vilket leder till en betydande förstärkning av intensiteten.

representerar den intensitet vid vilken fokuserat ljus börjar skapa materia — elektron-positronpar — från tomt vakuum. Även under denna tröskel, i intervallet  $10^{27}$ – $10^{29}$  W/cm<sup>2</sup> kan oväntade icke-linjäriteter i vakuumet upptäckas, såsom förändringar i polarisationen hos en starkt fokuserad laserstråle. CHF (figur 9) erbjuder ett elegant sätt att närma sig detta område, särskilt eftersom den brutala metoden — dvs. att bygga en enorm laser som direkt kan nå sådana intensiteter — inte är helt realistisk. Ytterligare simuleringar indikerar att Schwingergränsen kan uppnås genom den intensitetsförstärkning som CHF-effekten ger, med hjälp av petawatt-lasrar fokuserade till cirka  $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup>.



Figur 10: Resultat från 3D-simulering av koherent övertonsfokusering (CHF). (a) Transversell intensitetsfördelning i fokalplanet ( $YZ$ ) genom enkel fokusering av laserens grundvåg. (b) intensitetsförstärkning i fokalplanet genom CHF-effekten. Genom att komprimera laserpulser med måttlig intensitet ( $\sim 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>) i tid och rum långt under en våglängd förstärks intensiteten med mer än faktor tio (data från Gordienko et al. i, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 103903 [2005], med tillstånd av författarna).

## Avslutning

Relativistisk HHG från plasmaytor är en lovande, men utmanande, metod för att alstra attosekundspulser. Den har potential att överträffa HHG från gaser när det gäller fotonenergi, pulsenergi (antal fotoner), tidsmässig kompression och pulsvaraktighet. Källans stabilitet och repetitionsfrekvens är dock fortfarande bättre för HHG med gaser. Dessutom finns det betydande utmaningar när det gäller de erforderliga laseregenskaperna och strålmålet, dvs. det genererade mediet, tillförlitligheten och enkelheten i implementeringen. Relativistisk HHG från plasmaytor erbjuder unika fördelar, inklusive möjligheten till multi-keV övertoner och till och med zeptosekundpulsgenerering. Även om många potentiella tillämpningar överlappar med dem för attosekundspulser från gaser eller frielektronlasrar har de ännu inte demonstrerats experimentellt. En särskilt distinkt tillämpning, som inte kan uppnås med andra källor, är koherent övertonsfokusering, som har potential att uppnå fokuserade intensiteter i storleksordningen  $\sim 10^{29}$  W/cm<sup>2</sup>, vilket öppnar en väg för studier av vakuumets icke-linjäritet. ❖

## Vidare läsning

- Dromey, B. et al. (2007). Bright Multi-keV Harmonic Generation from Relativistically Oscillating Plasma Surfaces, *Phys. Rev. Lett.* 99, 085001.
- Gordienko, S. et al. (2005). Coherent Focusing of High Harmonics: A New Way Towards the Extreme Intensities, *Phys. Rev. Lett.*, 94, 103903.
- Kormin, D. et al. (2018). Spectral interferometry with waveform dependent relativistic high-order harmonics from plasma surfaces, *Nat. Commun.*, 9, 4992.
- Mourou, G. och Tajima, T. (2011). More Intense, Shorter Pulses, *Science*, 331, 41–42.
- Tsakiris, G. et al. (2006). Route to intense single attosecond pulses, *New Jour. Phys.*, 8, 19.
- Veisz, L. (2021). Reflections off a relativistic mirror, *Nat. Phys.*, 17, 875–876.