

# ULTRAKRATKI LASERSKI SUNKI

URŠKA JELERČIČ IN IRENA DREVENŠEK OLENIK

Fakulteta za matematiko in fiziko

Univerza v Ljubljani

PACS: 42.65.Re, 42.55.Rz, 42.60.Fc, 42.65.Ky

V članku obravnavamo ultrakratke sunkovne laserske sisteme in opisujemo metode, s katerimi lahko v laserju *Ti:safir* generiramo femtosekundne in atosekundne pulze. Pri tem sledimo trem bistvenim tehnikam, ki jih uporabljamo pri tvorbi sunkov: metodi vklepanja faz resonatorskih nihanj, metodi ojačevanja na osnovi frekvenčne modulacije in metodi frekvenčnega pomnoževanja. Za konec predstavimo še možnosti izboljšav v prihodnosti.

## ULTRASHORT LASER PULSES

We discuss ultrafast pulsed laser systems and describe methods of femtosecond and attosecond pulse generation in the case of *Ti:sapphire* laser. We describe three main techniques, which are used for the formation of pulses: mode-locking of resonator modes, amplification based on frequency modulation, and frequency multiplication. We also present potential improvements expected in the future.

## Uvod

Maimanov prvi rubinski laser je javnost leta 1960 pospremila z mešanimi občutki. Medtem ko se je strokovna skupnost izuma navdušeno veselila in so konkurenti nanj gledali z veliko mero zavisti, se je splošna javnost nove tehnologije močno bala, saj so bili prepričani, da so znanstveniki ustvarili novo obliko orožja. Dandanes laserje malokdo povezuje z nevarnostjo in težko je zanikati njihov pozitiven vpliv na vsakdanje življenje. Spremenila pa se ni le javna podoba laserja, ampak tudi njegove zmogljivosti. Pri tem je enega najbolj dramatičnih razvojev doživelo področje ultrakratkih laserskih sunkov, ki se jim posvečamo v pričujočem članku. Izum tovrstnih laserjev je omogočil napredek v mnogih tehnoloških in raziskovalnih panogah. Laserji z ultrakratkimi sunki namreč omogočajo izjemno precizno dovajanje kratkih sunkov energije izbranim sistemom (bodisi mikroskopskim bodisi makroskopskim). Omenjeno natančnost izkoriščamo pri različnih tehničnih aplikacijah (predvsem v medicini kot alternativni način neinvazivnih terapij) in tudi v bazičnih raziskavah, pri preučevanju hitrih procesov, ki jih s primerno kratkimi laserskimi sunki sedaj lahko opazujemo v realnem času.

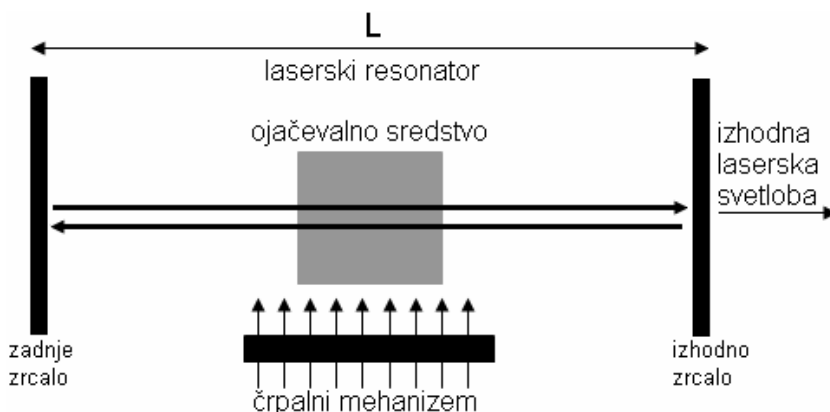
## Delovanje laserja

Laser lahko deluje v kontinuiranem ali sunkovnem načinu, pri čemer velja, da lahko vsak kontinuirani laser uporabimo tudi kot sunkovni, obratno pa ne. Preprost laser lahko sestavimo iz treh osnovnih delov: resonatorja, ojačevalnega sredstva in črpalnega mehanizma (slika 1). Resonator je navadno sestavljen iz dveh zrcal, med katerima se svetloba odbija, pri čemer je eno od zrcal delno prepustno in omogoča izhajanje svetlobe iz resonatorja. Dolžina resonatorja določa možne frekvence laserskega spektra, ki pri uporabi ravnih zrcal (Fabry-Perotov resonator) znašajo:

$$\omega_N = \frac{\pi c N}{L}, \quad (1)$$

kjer je  $c$  hitrost svetlobe,  $L$  razdalja med zrcaloma,  $N = 1, 2, 3 \dots$  pa red lastnega nihanja elektromagnetnega polja. Ker resonator sam po sebi ne ojačuje svetlobe, pač pa se njena intenziteta zaradi izgub manjša, moramo za ojačevanje poskrbeti z ojačevalnim sredstvom, za kar lahko uporabimo snovi v različnih agregatnih stanjih: trdnem (polprevodniki, npr. GaAs, ali pa kristali, npr. Nd:YAG), plinastem (npr. CO<sub>2</sub>) ali tekočem. Ojačevanje se zgodi, ko od zrcal odbita svetloba prehaja skozi ojačevalno sredstvo, ki ga shematsko opišemo kot množico energijskih nivojev (slika 2), pri tem pa se sproži stimulirano sevanje z višjih energijskih nivojev v nižje [1]. Ker je za ojačevanje potrebna obrnjena zasedenost energijskih stanj v snovi (večje število atomov mora biti v vzbujenem kot pa v osnovnem stanju), kar ni naravno stanje atomskega sistema, za vzpostavljanje potrebnih pogojev uporabljamo črpalni mehanizem. Tako pridobljena laserska svetloba je časovno neomejena, posledično pa so izhodne moči laserskega snopa relativno majhne in znašajo od nekaj mW do nekaj kW. Po drugi strani lahko z uvedbo sunkovnega načina delovanja močno omejimo trajanje sunka in tako drastično povečamo vršno moč, ki lahko brez težav doseže nekaj TW (10<sup>12</sup> W). Take ekstremne moči trajajo le izjemno kratek čas, kar poudarimo s poimenovanjem ultrakratki sunki. Izraz je bil prvič uporabljen leta 1982, ko so bili najkrajši tehnološko dosegljivi sunki dolgi nekaj femtosekund, medtem ko lahko danes brez večjih težav posegamo že globoko v atosekundno (< 10<sup>-15</sup> s) področje.

Kontinuirano delujoči laser lahko predelamo v improvizirani sunkovni laser že tako, da mu dodamo zunanji zaklop, ki selektivno prepušča vpadno svetlobo le v kratkih intervalih. Pri tem se porajata dve očitni pomanjkljivo-

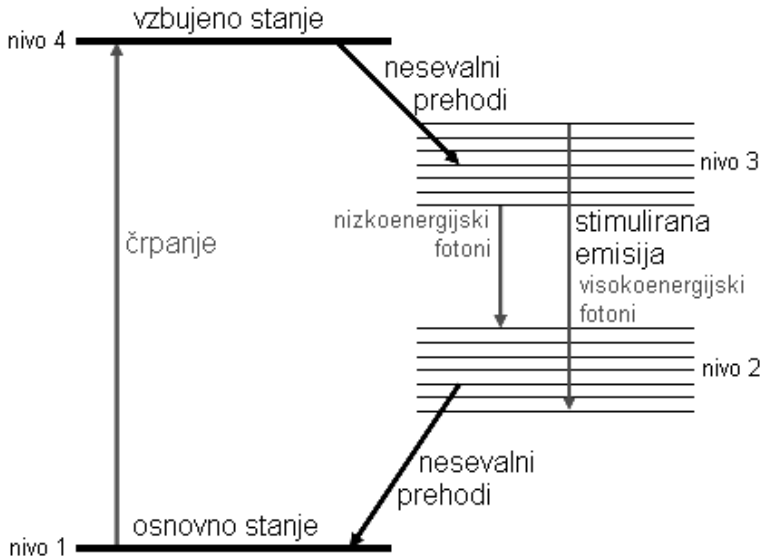


Slika 1. Shema zgradbe preprostega laserja.

sti, in sicer omejena hitrost mehanizma zaklopa, ki omejuje trajanje sunka, in omejenost maksimalne energije sunka, ki jo določa povprečna energija laserja. Za praktične potrebe zato potrebujemo učinkovitejšo metodo, ki naj poskrbi, da se energija laserja v intervalih med sunki ne izgublja, ampak shranjuje. Želimo, da se energija skladišči bodisi v obliki svetlobe, ujeta znotraj resonatorja, bodisi kot povečana obrnjena zasedenost atomskega sistema. Pri ultrakratkih sunkih za doseg sunkovnega delovanja navadno uporabimo metodo faznega vklepanja laserskih nihanj.

### Fazno vklepanje laserskih nihanj

Sunkovni laserji v nasprotju z zgoraj opisanimi kontinuirano delujočimi oddajajo svetlobo širokega spektra. Frekvenčne komponente, ki ustrezajo različnim lastnim frekvencam resonatorja, so med seboj neodvisne, zato se njihovo optično polje zaradi destruktivne interference praktično izniči. Če pa poskrbimo za primeren mehanizem, ki povzroči uskladitev faze različnih lastnih nihanj, se njihova optična polja konstruktivno seštejejo in tvorijo sunek z veliko izhodno močjo. Celotno število različnih resonatorskih nihanj, ki prispevajo k sunku, je določeno z intrinzičnimi lastnostmi ojačevalnega sredstva. Pri tem je bistvena porazdelitev atomskih nivojev, ki določajo spektralni razpon procesa optičnega ojačevanja. Zato pri izbiranju ojačevalnih sredstev za sunkovne laserje težimo k takim snovem, ki imajo čim več različnih atomskih prehodov, kar pomeni, da mora biti njihova nivojska

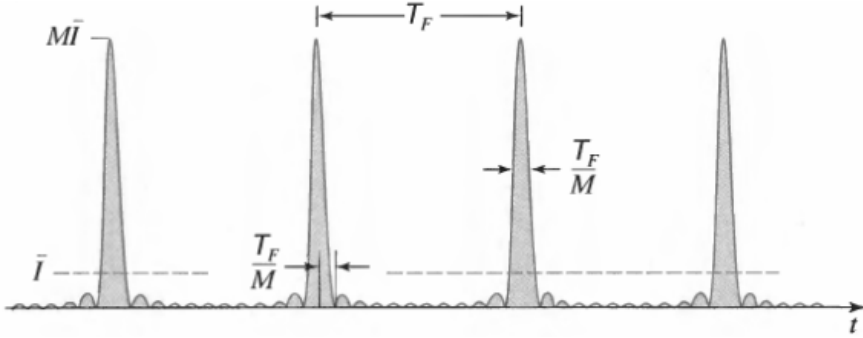


**Slika 2.** Primer štirinivojske atomske sheme ojačevalnega sredstva, primerne za uporabo v sunkovnem laserju. Optično ojačevanje poteka med nivoji iz skupine 3 in 2.

struktura močno razvejena (slika 2). Konstruktivno seštevanje delnih polj v želeni kratki sunek se običajno ne zgodi samodejno. Pomagamo si s faznim vklepanjem, ki poskrbi, da so faze različnih lastnih nihanj resonatorja med seboj enake. Oglejmo si, kako se v preprostem modelu Fabry-Perotovega resonatorja na ta način tvorijo kratki sunki [2]. Vsak lastni nihajni način lahko predstavimo v obliki ravnega valovanja, ki se propagira vzdolž osi resonatorja (ki jo označimo kot os  $z$ ) s hitrostjo  $c = c_0/n$ . Potem lahko električno polje svetlobe v resonatorju v kompleksnem zapisu opišemo z vsoto:

$$E(z, t) = \sum_j A_j e^{i2\pi\nu_j(t-z/c)}, \quad (2)$$

pri čemer je  $\nu_j = \nu_0 + j\nu_F$  frekvenca  $j$ -tega nihajnega načina ( $j = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ ),  $\nu_F = c/2L$  pa osnovna frekvenca resonatorja dolžine  $L$ . Predpostavimo tudi, da nihajni način  $j = 0$  sovpada s centralno frekvenco atomskih prehodov med nivoji 3 in 2, ki jo označimo kot  $\nu_0$ . Amplitude  $|A_j|$  določimo na osnovi spektralnega profila odziva ojačevalnega sredstva in resonatorskih izgub, faze  $A_j$  pa so v splošnem zaradi svoje naključne narave statistično nekorelirane. Če izraz za frekvenco  $j$ -tega nihajnega načina  $\nu_j$  postavimo v



**Slika 3.** Časovna odvisnost intenzitete izhodne laserske svetlobe pri vkljenjenih fazah. Namesto kontinuiranega sevanja dobimo kratke laserske sunke [2].

izraz za električno polje, dobimo:

$$E(z, t) = \mathcal{A}\left(t - \frac{z}{c}\right) e^{i2\pi\nu_0(t-z/c)}, \quad (3)$$

kjer smo vpeljali kompleksno ovojnico kot:

$$\mathcal{A}(\tilde{t}) = \sum_j A_j e^{i2\pi j\nu_F \tilde{t}}, \quad \tilde{t} = t - \frac{z}{c}.$$

Vidimo, da je kompleksna ovojnica  $\mathcal{A}(\tilde{t})$  periodična funkcija s periodo  $T_F = 1/\nu_F$ . Če torej izberemo amplitude in faze kompleksnih koeficientov  $A_j$  na pravi način, lahko  $\mathcal{A}(\tilde{t})$  zavzame obliko ozkih periodičnih sunkov. To najlažje uvidimo tako, da si zamislimo  $M$  prispevkov z indeksi  $j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm S$ , tako da velja  $M = 2S + 1$ . Prispevki naj imajo enake vrednosti kompleksnih koeficientov  $A_j = A_0$ . V tem primeru lahko izraz za kompleksno ovojnico zapišemo kot:

$$\mathcal{A}(\tilde{t}) = A_0 \sum_{j=-S}^S e^{i2\pi j\nu_F \tilde{t}} = A_0 \frac{\sin(M\pi\tilde{t}/T_F)}{\sin(\pi\tilde{t}/T_F)}. \quad (4)$$

Intenziteto svetlobe izračunamo kot  $I(\tilde{t}, z) \propto |\mathcal{A}(t - z/c)|^2$  in znaša:

$$I(\tilde{t}, z) \propto |A_0|^2 \frac{\sin^2(M\pi(t - z/c)/T_F)}{\sin^2(\pi(t - z/c)/T_F)}. \quad (5)$$

Dolžina laserskega sunka pri vkljenjenih fazah je odvisna od števila nihajnih prispevkov  $M$ , ki je sorazmerno s širino pripadajoče atomske črte  $\Delta\nu$ . Če

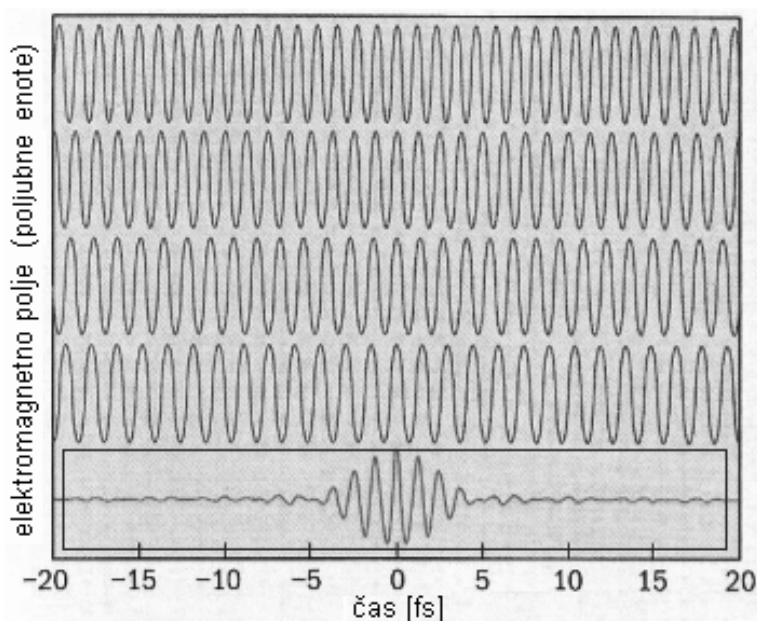
predpostavimo, da v grobem velja  $M \approx \Delta\nu/\nu_F$ , sledi, da je dolžina sunka  $\tau$  določena kot  $\tau = T_F/M \approx 1/\Delta\nu$ . Ker so lahko vrednosti  $\Delta\nu$  v nekaterih snoveh zelo velike, lahko posledično ustvarimo zelo kratke sunke (slika 3).

Na zgornji način opisano fazno sklopljeno elektromagnetno valovanje s svetlobno hitrostjo potuje med zrcaloma. Ko doseže delno prepustno zrcalo, del valovanja zapusti resonator in se manifestira kot kratek izhodni laserski sunek. Preostali del valovanja se odbije nazaj do neprepustnega zrcala ter nato spet potuje do delno prepustnega zrcala in tvori nov sunek. Dva zaporedna sunka sta torej časovno ločena ravno za preletni čas resonatorja,  $T_F = 2L/c$ .

V praksi lahko fazno vklepanje dosežemo na pasivni ali aktivni način. Pri aktivnem vklepanju faz uporabimo aktivne modulatorje svetlobe, na primer elektrooptične ali pa akustooptične modulatorje, pri pasivnem vklepanju faz pa za oblikovanje sunkov izkoriščamo pasivne nelinearne optične elemente. Pasivni način je pri pripravi ultrakratkih laserskih sunkov dosti bolj uporaben, saj omogoča doseganje krajših dolžin sunka kot aktivno vklepanje, ki je omejeno s hitrostjo odziva uporabljenih optičnih modulatorjev. Pri pasivnem vklepanju lahko na primer v resonatorsko votlino uvedemo t. i. saturacijski absorber – optično sredstvo, katerega prepustnost je močno odvisna od intenzitete vpadne svetlobe. Izberemo takega, ki absorbira svetlobo z nizko intenziteto, svetlobo z visoko intenziteto pa prepušča. V resonatorju se v začetku vzpostavi veliko število lastnih nihanj z različnimi frekvencami in fazami. Prej ali slej se zgodi, da pride do konstruktivne interference za določen delež lastnih nihanj, kar povzroči porast v intenziteti (slika 4). Ta začetni najvišji sunek (skupaj z mnogimi drugimi nižje intenzitete) potuje med resonatorskimi zrcali in prehaja skozi absorber. Pri tem se sunki nižje intenzitete absorbirajo, sunek najvišje intenzitete pa prepusti. Ker se proces mnogokrat ponovi, se najmočnejši sunek s časom močno ojača in skrajša, nizko-intenzitetni „repi“ sunka in ozadje pa se zaradi selektivne absorpcije manjšajo. Tako po daljšem času dobimo en sam močan sunek, ki je posledica vkljenjenih faz.

### Ojačevalno sredstvo Ti:safir

Eno najbolj primernih ojačevalnih sredstev za sunkovne laserje je kristal safirja, dopiranega s titanovimi ioni (*Ti:safir*). Že leta 1981 je Peter Moulton s svojo ekipo na *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) predstavil ek-



**Slika 4.** Primer superpozicije štirih fazno vklejenih valovanj. Zgornje štiri krivulje prikazujejo posamezna delna valovanja pri štirih različnih frekvencah, medtem ko spodnja (obrobljena) krivulja ponazarja njihovo superpozicijo [3].

speriment, s katerim je pokazal, da laser *Ti:safir* oddaja zelo širok spekter frekvenc, čeprav so za črpanje uporabili monokromatsko svetlobo kontinuiranega laserja [4]. Izkaže se, da pri črpanju z valovno dolžino  $\lambda \sim 530$  nm kristal oddaja svetlobo v razponu  $600 \text{ nm} < \lambda < 900 \text{ nm}$  (od oranžne do infrardeče). V splošnem je s takim kristalom dosegljiv še širši spekter valovnih dolžin (odvisno od izbire črpalne frekvence), ki se razteza od 700 do 1050 nm. Z uporabo širokega spektra lahko brez kakršnih koli težav ustvarimo sunke dolžine  $\tau \sim 10$  fs, z malce več truda pa lahko realiziramo tudi sunke, dolge le  $\tau \sim 5$  fs. Ti ekstremno kratki sunki ustrezajo valovanju, ki zajema le nekaj nihajnih period, kar pomeni, da se bližajo teoretični absolutni meji. Maxwellove enačbe elektrodinamike namreč omejujejo dolžino najkrajšega sunka, ki se lahko generira, na nihajni čas ene periode valovanja. Krajši sunki so teoretično nemogoči, ker bi bili v nasprotju z oscilirajočo naravo rešitve Maxwellovih enačb in se kot taki ne bi mogli širiti v prostoru.

## Ojačevanje na osnovi frekvenčne modulacije sunka

S faznim vklepanjem pa se zgodba ne konča, saj so femtosekundni sunki vidne svetlobe, ki trajajo le nekaj nihajnih period, odločno predolgi za veliko množico procesov, ki bi jih z laserji želeli podrobneje raziskati. Krajše sunke dobimo, če skrajšamo nihajni čas oziroma valovno dolžino. To dosežemo tako, da običajne femtosekundne sunke pošljemo skozi optično nelinearno sredstvo, v katerem nastane elektromagnetno valovanje pri višjih harmoničnih frekvencah. Izkaže se, da so konvencionalno pridobljeni femtosekundni sunki prešibki za takšno frekvenčno pomnoževanje, zato jih moramo najprej ojačati vsaj za faktor 100 oz. 1000. Ker pa lahko visoke moči poškodujejo ojačevalno sredstvo, običajno uporabimo tehniko ojačevanja na osnovi frekvenčne modulacije sunka (*chirped-pulse amplification – CPA*). Običajni laserski sunki so navadno že sami po sebi frekvenčno modulirani. Pri prehajanju svetlobe skozi optično ojačevalno sredstvo v laserju običajno pride do optičnega Kerrovega pojava (enačba 7) in fazne samo-modulacije. Lomni količnik ojačevalnega sredstva je namreč odvisen od intenzitete vpadne svetlobe, kar pomeni, da se različni deli laserskega sunka propagirajo z različnimi faznimi hitrostmi. Odvisnost lomnega količnika  $n$  od intenzitete  $I$  podaja enačba

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (6)$$

kjer  $n_0$  pomeni običajni lomni količnik,  $n_2$  pa nelinearni lomni količnik. Velikost nelinearnega lomnega količnika je odvisna od vrste uporabljenega sredstva ter znaša  $10^{-16} - 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$  v navadnih steklih,  $10^{-14} - 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{W}$  v dopiranih steklih in  $10^{-10} - 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{W}$  v polprevodnikih [2]. Fazo propagirajočega elektromagnetnega valovanja zapišemo kot:

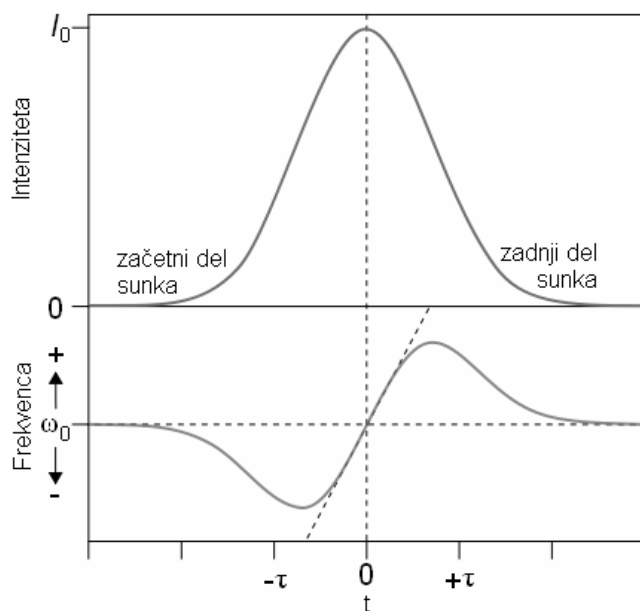
$$\phi(t) = \omega_0 t - kz = \omega_0 t - k_0 z [n_0 + n_2 I]. \quad (7)$$

Pri tem uvedemo oznako za frekvenco idealnega laserskega sunka  $\omega_0$  ter oznako za pripadajoči valovni vektor  $k_0 = \frac{\omega_0}{c}$ . Efektivno frekvenco laserskega sunka izračunamo po definiciji  $\omega(t) = \frac{\partial \phi(t)}{\partial t}$  in dobimo (slika 5):

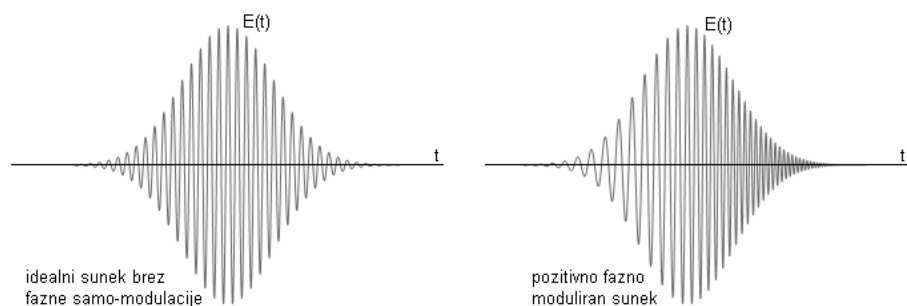
$$\omega(t) = \omega_0 - k_0 z n_2 \frac{\partial I(t)}{\partial t}. \quad (8)$$

Vidimo, da prisotnost Kerrovega pojava spremeni efektivno frekvenco laserskega sunka, ki je bila pred vstopom v optično sredstvo konstantna (slika 6); po prehodu skozi sredstvo se frekvenca v začetnem delu sunka efektivno





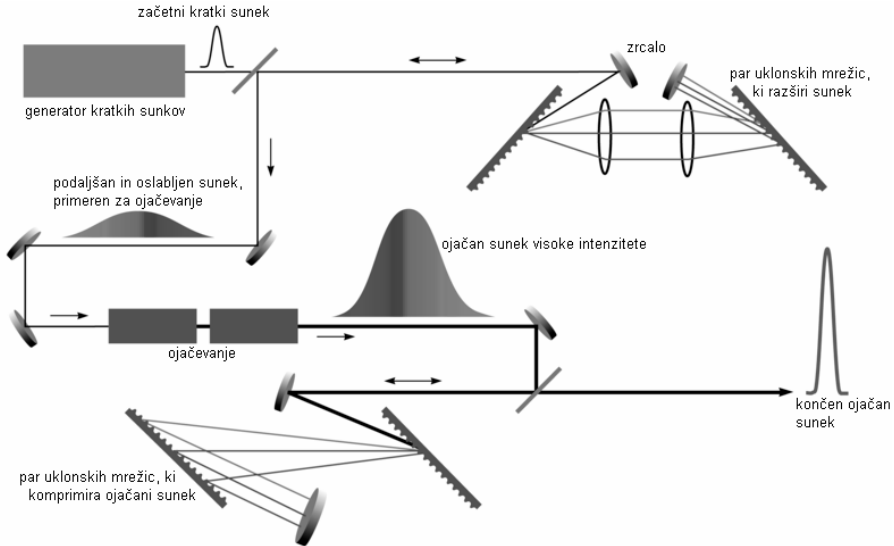
**Slika 5.** Shema spremembe frekvence idealnega laserskega sunka  $\omega_0$  zaradi pojava fazne samomodulacije [5].



**Slika 6.** Sprememba frekvenčne odvisnosti idealnega laserskega sunka (levo) ob prisotnosti Kerrovega pojava (desno).

zmanjša, v zadnjem delu sunka pa poveča. V osrednjem območju se frekvenca s časom spreminja linearno, kar povzroči linearno zgoščevanje oscilacij v laserskem sunku. Pravimo, da je laserski sunek pozitivno frekvenčno moduliran. Pri tehniki *CPA* laserski sunek pred nadaljnjim ojačevanjem najprej usmerimo na par uklonskih mrežic oziroma na katerikoli drug optični element z disperzijo, kar povzroči, da se frekvenčne komponente v snopu

## Ultrakratki laserski sunki



Slika 7. Shema ojačevanja na osnovi fazne modulacije sunka [6].

prostorsko razklenjejo (slika 7). Optične elemente postavimo tako, da imajo nizkofrekvenčne komponente, ki so na čelu sunka, zaradi disperzije krajšo pot skozi optični sistem kot pa visokofrekvenčne komponente, zaradi česar se slednje še dodatno časovno zakasni. Laserski sunek se pri tem lahko podaljša za faktor  $10^5$  in več. Intenziteta takega sunka je sedaj zmanjšana bistveno pod prag za poškodbe in sunek lahko varno usmerimo v ojačevalno sredstvo. Tam se svetloba nato ojača za več redov velikosti in po izstopu pade na komplementarni sistem mrežic, ki različne frekvenčne komponente po podobnem načelu, kot je opisano zgoraj, ponovno združi skupaj v kratek sunek.

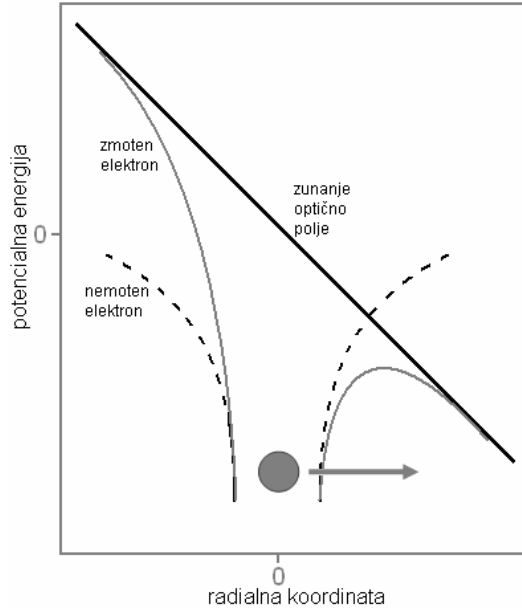
Tehnike CPA pa ne uporabljamo le pri zmernem ojačevanju pri ustvarjanju ultrakratkih sunkov, ampak je pomembno orodje tudi pri doseganju laserskih sunkov z izjemno visokimi močmi. Pri slednjem so še posebej problematični nelinearni procesi v ojačevalnem sredstvu (npr. samofokusiranje), ki lahko uničijo ojačevalno sredstvo, če se ojačevanja lotimo brez predhodne razširitve sunka. Hitro se lahko zgodi tudi, da intenziteta laserskega snopa preseže mejo  $700 \text{ GW/cm}^2$ , kar povzroči tvorbo plazme v zraku oziroma v ojačevalnem sredstvu in tako močno spremeni uklonske lastnosti snopa. Omenjene meje torej med ojačevanjem ne smemo preseči.

## Nelinearni pojavi – na poti od fs do as

Na izhodu iz ojačevalnika imamo sedaj na voljo primerno ojačan sunek, ki ga lahko pošljemo v nelinearno optično sredstvo, s pomočjo katerega se generira svetloba s krajšo valovno dolžino. Za primer spet vzemimo laser *Ti:safir* s centralno valovno dolžino 750 nm (bližnja infrardeča svetloba). Najkrajši sunki, ki jih tak laser lahko tvori, imajo dolžino ene periode in trajajo 2.5 fs. Nadaljnje krajšanje torej zahteva precej višje frekvence, ki morajo segati daleč v ultravijolično področje. Za doseganje sunkov, krajših od 100 as, tako potrebujemo svetlobo iz skrajno ultravijoličnega območja spektra s tipičnimi valovnimi dolžinami okoli 12 nm [3].

Za generiranje svetlobe krajših valovnih dolžin uporabimo nelinearne pojave v snovi. Valovno dolžino lahko na primer skrajšamo za polovico, če podvojimo frekvenco, kar imenujemo frekvenčno podvajanje svetlobe. Pretvorbe v višje harmonične frekvence dosežemo z uporabo višjih redov nelinearnosti. Pri tem gre v grobem za pojav, v katerem se  $n$  nizkoenergijskih fotonov z energijo  $\hbar\omega$  pretvori v en visokoenergijski foton z energijo  $n\hbar\omega$ . Podrobna razlaga teorije ustvarjanja višjih harmonikov je precej zapletena, zato na tem mestu povzemamo sipalni model P. Corkuma [7]. Zamislimo si laserski sunek visoke intenzitete, ki ga usmerimo v inertni plin. Elektroni atomov plina so zaradi odsotnosti električnega polja laserskega sunka v minimumu pripadajočega atomskega potenciala (slika 8 – črna prekinjena črta). Ko na plin posvetimo z lasersko svetlobo, na elektrone deluje dodatno optično električno polje laserja (slika 8 – črna polna črta), zaradi česar elektroni čutijo spremenjen potencial (slika 8 – siva polna črta). Pri tem pride do dveh bistvenih sprememb: na levi strani jame se potencial v primerjavi z neperturbiranim stanjem zviša, na desni pa zniža in tako tvori potencialno bariero, skozi katero lahko elektron z določeno verjetnostjo tunelira. Prisotnost optičnega električnega polja torej povzroči ionizacijo, po kateri se pobegli elektron še dodatno pospešeno oddaljuje od matičnega atoma. Ker je električno polje laserske svetlobe izmenično, se njegova smer po polovici periode obrne in isti elektron se začne pospešeno vračati proti matičnemu atomu. Ko elektron doseže matični atom, pride do rekombinacije, pri tem pa se v obliki fotona sprosti energija, enaka kinetični energiji, ki jo je elektron nabral med pospeševanjem. Proces se v splošnem dogaja na mnogo elektronih hkrati, zato so njihove kinetične energije široko porazdeljene. To pomeni, da imajo tudi oddani fotoni zelo različne energije in namesto običajnega dis-

## Ultrakratki laserski sunki



**Slika 8.** Potencial elektrona (siva kroglja) v notranjosti matičnega atoma pred (prekinjena črta) in po (siva polna črta) vključitvi optičnega električnega polja (črna polna črta). Električno polje svetlobe povzroči, da elektron tunelira skozi potencialno bariero in zapusti matični atom.

kretnega sevalnega spektra dobimo zvezni spekter visokoenergijskih fotonov na območju ultravijolične svetlobe. Nezaželeni del spektra nato izločimo z uporabo ustreznih filtrov.

Na osnovi opisanega pojava lahko torej vpadni laserski sunek določene frekvence pretvorimo v sunek veliko višje frekvence. Z uporabo primerne plina in ob ustrezno izbranih pogojih lahko brez težav dosežemo 100- in večkratno frekvenčno pomnoževanje, kar je dovolj, da svetlobo iz bližnjega infrardečega spektra premaknemo v ultravijolično področje. Najkrajši sunki, ki jih lahko danes na tak način ustvarimo z uporabo laserja *Ti:safir*, so dolgi  $\tau \approx 80$  as ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$ ).

## Obeti za prihodnost

V prihodnosti si obetamo velik napredek na področju nadaljnjega krajšanja sunkov in zmanjševanja segrevanja laserskega sistema, kar bi omogočilo

veliko hitrejšje frekvence ponavljanja sunkov in širšo uporabo ultrakratkih sistemov v praksi. Za te namene lahko uporabimo optično parametrično ojačevanje (*OPA – optical parametric amplification*), ki izkorišča nelinearne pojave v kristalih in omogoča pretvorbo monokromatske svetlobe v svetlobo širokega spektra (kot je to mogoče v kristalu *Ti:safir*). Drugače od ojačevalnih sistemov na osnovi stimulirane emisije se med parametričnim ojačevanjem svetloba praktično ne absorbira, zaradi česar je tudi segrevanje ojačevalnega sredstva manjše. Hkrati lahko tako dosežemo večje spektralne širine, kar že samo z uporabo metode vklepanja faz vodi do zelo kratkih sunkov. Morda najboljša lastnost parametričnega ojačevanja pa je možnost ustvarjanja svetlobe z zelo kratkimi valovnimi dolžinami pri frekvenčnem pomnoževanju. S pomočjo parametričnega ojačevanja lahko namreč ustvarimo laserske sunke različnih valovnih dolžin, s katerimi vstopamo v proces generiranja višjih harmonikov, pri čemer si na začetku želimo sunke čimdaljših valovnih dolžin. Energija fotonov, ki nastanejo kot posledica nelinearnega odziva, je namreč direktno odvisna od kinetične energije elektronov, ki se pospešujejo v optičnem električnem polju. Daljša kot je perioda električnega polja (torej daljša kot je valovna dolžina vstopnega sunka), več časa se elektron lahko pospešuje in tako nakopiči več energije. Na ta način postanejo z generacijo višjih harmonikov dosegljive tudi valovne dolžine mehkih rentgenskih žarkov ( $\lambda \sim 1$  nm). S kombinirano uporabo parametričnega ojačevanja in drugih tehnik raziskovalci pričakujejo, da bodo kmalu lahko ustvarili sunkovne laserske sisteme, ki bodo segali že v zeptosekundno ( $\tau < 10^{-18}$  s) področje.

## LITERATURA

- [1] J. Strnad, *Petdesetletnica laserjev*, Obzornik mat. fiz. **57** (2010), 97–106.
- [2] B. Saleh et al., *Fundamentals of Photonics*, 2nd ed., John Wiley & Sons, Inc., New Jersey (2007).
- [3] A. Cavalieri, *Beyond ultrafast*, Physics World **23**, 47–51 (2010).
- [4] P. F. Moulton, *Spectroscopic and laser characteristics of Ti : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*, J. Opt. Soc. Am. B **3**, 125–133 (1986).
- [5] [http://en.wikipedia.org/wiki/Self-phase\\_modulation](http://en.wikipedia.org/wiki/Self-phase_modulation) (ogled 10. 12. 2010).
- [6] [http://en.wikipedia.org/wiki/Chirped\\_pulse\\_amplification](http://en.wikipedia.org/wiki/Chirped_pulse_amplification) (ogled 10. 12. 2010).
- [7] P. B. Corkum, *Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionization*, Phys. Rev. Lett. **71**, 1994–1997 (1993).