

František Trojánek; Petr Malý

Nobelova cena za fyziku 2018 za „světelné nástroje“

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 64 (2019), No. 1, 1–13

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/147689>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 2019

Institute of Mathematics of the Czech Academy of Sciences provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This document has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library*
<http://dml.cz>

Nobelova cena za fyziku 2018 za „světelné nástroje“

František Trojánek, Petr Malý

Abstrakt. Nobelovu cenu za fyziku za rok 2018 obdrželi Arthur Ashkin, Gérard Mourou a Donna Stricklandová za převratné objevy v oboru laserové fyziky. Konkrétně se jedná o objev optické pinzety a objev metody generování velmi intenzivních ultrakrátkých laserových pulzů. Článek pojednává o laureátech Nobelovy ceny a o principech a aplikacích uvedených objevů.

Nobelovu cenu za fyziku v roce 2018 získali Američan Arthur Ashkin, Francouz Gérard Mourou a Kanadanka Donna Stricklandová za převratné objevy v oboru laserové fyziky. Konkrétně polovinu ceny obdržel Arthur Ashkin za objev optické pinzety a její aplikaci v biologických výzkumech a druhou polovinu společně Gérard Mourou a Donna Stricklandová za objev metody generování velmi intenzivních ultrakrátkých laserových pulzů. Není bez zajímavosti, že šestadevadesátiletý Arthur Ashkin se stal nejstarším laureátem Nobelovy ceny vůbec a Donna Stricklandová je třetí ženou, která dostala Nobelovu cenu za fyziku.

Arthur Ashkin se narodil v roce 1922 v New Yorku. Fyziku studoval na Columbia University, absolvoval v roce 1947 a pokračoval v postgraduálním studiu jaderné fyziky na Cornell University, kde obdržel Ph.D. titul v roce 1952. Poté pracoval v Bellových laboratořích v New Jersey až do roku 1992, kdy odešel do důchodu. Kromě práce na optické pinzetě se v Bellových laboratořích věnoval nelineární optice, optickým vláknům, parametrickým optickým oscilátorům a zesilovačům a je také spoluobjevitelem fotorefraktivního jevu v piezoelektrických krystalech.

Gérard Mourou se narodil roku 1944 v Albertville ve Francii. Studium fyziky zakončil v roce 1967 na Université Grenoble Alpes a pokračoval v doktorském studiu na Université Pierre et Marie Curie v Paříži (dnešní Sorbonne Université), kde v roce 1973 získal titul Ph.D. Poté odešel na University of Rochester v USA, kde se stal profesorem a kde spolu se svou doktorandkou Donnou Stricklandovou objevili techniku zesilování velmi intenzivních ultrakrátkých pulzů. V roce 1991 byl jmenován ředitelem Center for Ultrafast Optical Science na University of Michigan. V roce 2004 se Mourou vrátil do Francie a stal se ředitelem Laboratoire d'Optique Appliquée at ENSTA-École Polytechnique. Gérard Mourou se stal iniciátorem a koordinátorem přípravné fáze evropského projektu Extreme Light Infrastructure (ELI, <https://www.laserlab-europe.eu/>), jehož významná část se v současné době uvádí do provozu v Dolních Břežanech u Prahy.

doc. RNDr. FRANTIŠEK TROJÁNEK, Ph.D., prof. RNDr. PETR MALÝ, DrSc., Katedra chemické fyziky a optiky, Matematicko-fyzikální fakulta UK, Ke Karlovu 3, 121 16 Praha 2, e-mail: trojane@karlov.mff.cuni.cz, pmaly@karlov.mff.cuni.cz



Obr. 1. Arthur Ashkin, Gérard Mourou a Donna Strickland (autor Niklas Elmehed, ©Nobel Media AB 2018)

Donna Stricklandová se narodila roku 1959 v Guelphu v Kanadě. Studium inženýrské fyziky na McMaster University dokončila v roce 1981, titul Ph.D. z optiky získala pod vedením Gérarda Mouroua na Rochester University v roce 1989. Pracovala pak v National Research Council of Canada do roku 1991, poté absolvovala roční stáž v Lawrence Livermore National Laboratory. V roce 1992 pokračovala v Princeton University's Advanced Technology Center for Photonics and Optoelectronic Materials a od roku 1997 pracuje na katedře fyziky na University of Waterloo, kde se stala profesorkou. V současné době se zabývá rozšířením generace ultrakrátkých pulzů do ultrafialové a střední infračervené spektrální oblasti.

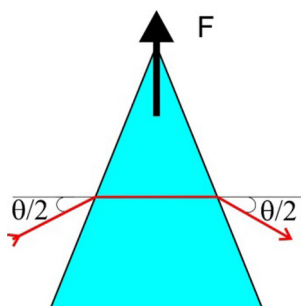
1. Optická pinzeta

Dr. Arthur Ashkin se zabýval výzkumem působení laserových svazků na chování mikročástic. Jeho vynálezem je optická pinzeta, která je tvořena jedním fokusovaným svazkem (nejčastěji gaussovského průřezu), jenž umožňuje zachytit v prostoru mikrometrové objekty. V roce 1970 experimentálně demonstroval, že síly vytvářené laserovými svazky mohou zachytit lehké dielektrické částičky ve vzduchu nebo v kapalině. Rozptyl dopadajících fotonů tlačí částice ve směru šíření svazku. Při užití dvou svazků šířících se proti sobě může dojít k zastavení částice, tj. částice se ve směru svazků přestane pohybovat. Existence tlaku světla byla ovšem známa již dříve, první zmínky pocházejí od Keplera, kvantitativní popis plyne z Maxwellových rovnic a zformuloval ho sám Maxwell. V současné době se tlak světla využívá v dynamicky se rozvíjející optomechanice. Ashkin navíc ukázal, že existuje i silové působení jiné povahy, spojené s gradientem intenzity světla. Částice s indexem lomu větším, než je index lomu okolního prostředí, je vtahována do středu laserového svazku [1]. Je to důsledkem gradientu intenzity světla mezi okrajem a středem svazku. Použitím laserových svazků i v dalších dvou dimenzích lze vytvořit 3D optickou past.

K významnému vylepšení došlo v roce 1986, kdy Ashkin demonstroval, že je možné zachytit částice s užitím jen jednoho laserového svazku [2]. Dosáhl toho extrémně silnou fokusací svazku, při které se vytváří složka gradientu síly v opačném směru, než je rozptylová síla (tlak světla). Takto vytvořená optická past se označuje jako optická pinzeta a je schopna zachytit částice o rozměrech desítek nanometrů až desítek mikrometrů. Objekty tohoto rozměru zahrnují viry, bakterie a buňky, takže optická pinzeta může manipulovat se živými organismy. K tomu se zpravidla používá infračervené záření, čímž se minimalizuje možnost poškození zkoumaných objektů.

1.1. Princip optické pinzety

Zachycení objektu je výsledkem silového působení světla na objekty. Světlo přenáší hybnost, která se může při interakci s objektem měnit a může i měnit hybnost objektů. Silové působení mezi objektem a světlem je úměrné rychlosti (časové derivaci) této změny (2. Newtonův zákon). S šířením světelné vlny je spojen výkonový tok I (intenzita světla, výkon na jednotku plochy) a tok hybnosti I/c (c je rychlost světla). Světlo, které dopadá na objekt, může být absorbováno, odraženo nebo propuštěno. Při úplné absorpci předává světlo objektu celou hybnost a výsledná síla na plochu A je rovna $F = IA/c$, zatímco při dokonalém odrazu předává dvojnásobek své hybnosti. Směr síly působící na objekt je podle třetího Newtonova zákona opačný ke směru výsledné změny hybnosti. V optické pinzetě je důležitá změna hybnosti spojená s lomem světla. Podstatu vysvětlíme na jednoduchém příkladu skleněného optického hranolu, kterým prochází světlo symetricky – viz obr. 2.

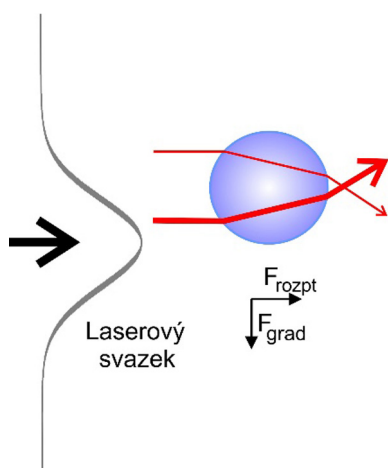


Obr. 2. Světlo, které se láme při průchodu optickým hranolem, působí na hranol silou F , jejíž velikost je rovna změně toku hybnosti světla. Směr síly je opačný ke směru celkové změny hybnosti

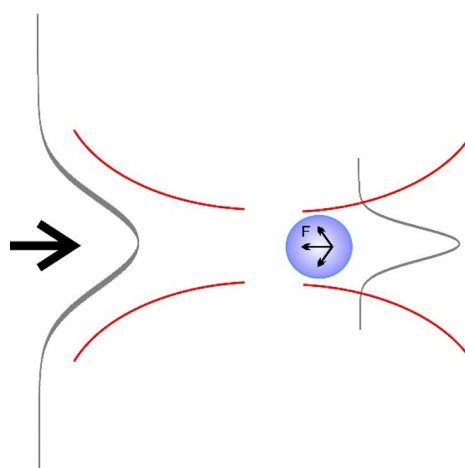
Světlo se v hranolu dvakrát láme a vychází s celkovou úhlovou odchylkou Θ . Pokud zanedbáme vliv slabých odrazů světla na plochách, dopadající i prošlý paprsek nese tok hybnosti o stejné velikosti, ale dochází ke změně směru hybnosti. Z geometrických úvah plyne, že změna toku hybnosti je kolmá k základně hranolu a úměrná faktoru $2 \sin(\Theta/2)$. Světlo tak působí na hranol silou $F = (IA/c)2 \sin(\Theta/2)$, kde A je průřez svazku kolmý ke směru šíření. Síla se tedy zvětšuje s úhlovou odchylkou lomeného paprsku, která podle zákona lomu roste s indexem lomu skla. K ovlivňování pohybu

a přenášení objektů s rozměry desítek nanometrů až desítek mikrometrů jsou vhodné laserové svazky, které mohou mít velkou intenzitu a lze je dobře fokusovat, což dovoluje dosáhnout velkých gradientů světelné intenzity.

Experimentální realizace zachycení a manipulace s objekty mohou mít různé podoby, ale optickou pinzetou se zpravidla myslí jednoduché uspořádání, kdy je objekt zachycen blízko ohniska silně fokusovaného svazku [2]. V obraze geometrické optiky znázorníme svazek světla světelnými paprsky, jejichž intenzita se mění v rovině kolmé k ose svazku. Silové působení můžeme vysvětlit podle obr. 3.



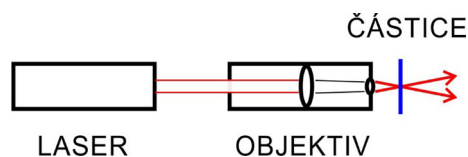
Obr. 3. Síly působící na dielektrickou kuličku v laserovém svazku



Obr. 4. Dielektrická částice zachycena za ohniskem (nejúžším místem) laserového svazku

Všimněme si dvou paprsků, které dopadají symetricky na kuličku, ale liší se intenzitou. Výsledná změna toku hybnosti míří z oblasti s větší světelnou intenzitou, síla působící na kuličku bude mít opačný směr gradientu intenzity světla, nazývá se gradientní silou. Kromě této síly působí na kuličku ještě takzvaná síla rozptylová, jejíž výslednice má směr osy svazku.

Dielektrická kulička ve fokusovaném svazku, jak je znázorněno na obr. 4, působí jako spojná čočka (je-li její index lomu větší než index lomu okolního prostředí) a mění směr světelné vlny (optických paprsků). Pokud je kulička umístěna za nejužším místem svazku (ohniskem svazku), působí osová síla proti směru šíření světla. K síle ve směru osy přispívá ovšem také odraz a absorpce světla. Díky zmíněné gradientní a rozptylové síle lze dosáhnout zachycení dielektrické částice, tj. částice je v určitém bodě uvnitř světelného svazku udržována silovým působením. Uvedený popis zachycení částice v rámci geometrické optiky lze dobře použít pro částice s rozměry řádově převyšujícími vlnovou délku světla. Pro částice s rozměry menšími než vlnová délka se k podobným závěrům dojde úvahou, v níž je možné považovat kuličku za elektrický dipól řízený světlem (fázové rozdíly mezi různými místy objektu lze zanedbat) a uvažovat o působení pole na kmitající elektrický dipól. Zachycené částice v optické potenciální jámě mají teplotní kinetickou energii a při pohybu na ně působí třecí síla způsobená viskozí-



Obr. 5. Schéma optické pinzety. Svislou modrou čarou je znázorněna oblast, kde může dojít k záchytu částic a kde můžeme částicí pohybovat změnou svazku

tu okolního prostředí. Tato potenciální jáma (past) je v uspořádání, které se nazývá optickou pinzetou, tvořena jediným silně fokusovaným laserovým svazkem. Optická pinzeta je schematicky znázorněna na obr. 5. Změnou směru šíření a fokuse svazku je možné se zachycenou částicí manipulovat (dynamická optická pinzeta).

1.2. Aplikace optické pinzety

Optická pinzeta je dnes velmi rozšířená a používaná zejména v biologii a biomedicíně. Dovoluje nejpřesnější manipulaci s jednotlivými buňkami, organelami a makromolekulami. Navíc se jedná o bezkontaktní metodu. Optická pinzeta se také používá k měření extrémně malých sil. Přispívá i k základnímu fyzikálnímu výzkumu, například při studiu Brownova pohybu na krátkých časových škálách [4].

Optická pinzeta přinesla neocenitelnou pomoc biofyzikům. Umožnila jim měřit síly, které se podílejí na transportu organel uvnitř živých buněk, a studovat, jak jsou bakterie poháněny rotujícími flagelami. Tato technika byla také použita ke zkoumání vlivu sil na velké biologické molekuly, jako je DNA.

V České republice se použitím optických pinzet v základním výzkumu zabývá již od roku 1998 tým prof. Pavla Zemánka v Ústavu přístrojové techniky AV ČR v Brně. Výzkum tohoto týmu přinesl celou řadu zásadních objevů a řadu aplikací v biofotonice a optofluidice. Na sklonku roku 2018 tým publikoval dva novátorské experimentální postupy v optických pinzetách: silně nelineární optickou pinzetu s více svazky vhodnou pro studium Brownova pohybu v nestabilních systémech [9] a termálně excitovaný orbitální pohyb ve vakuové optické pinzetě s kruhově polarizovaným světlem [8].

2. Generování vysokovýkonných ultrakrátkých optických pulzů

Již v době objevu laseru (1960) se vědci i široká veřejnost zajímali o velmi silné laserové záření, které by se dalo využít jak ve výzkumu, tak i k takovým cílům, jako je propalování a ničení objektů. Tehdejší vědecko-fantastická literatura je popisovala jako paprsky smrti [10]. Laser může vyzařovat v čase spojitě záření nebo světelné záblesky, optické pulzy. Časová délka světelných pulzů se obvykle udává jako šířka jejich časového profilu v polovině maximální hodnoty. U spojitěho záření je důležitý výkon v laserovém svazku, který se udává ve watttech, a výkonová hustota, čili intenzita světla, což je výkon vztažený na jednotkovou plochu (W/m^2). U optických pulzů má význam energie v pulzu (měřená v joulech) a okamžitý špičkový výkon. Zpravidla se jako špičkový výkon udává energie v pulzu dělená délkou pulzu, tj. skutečný časový průběh pulzu se aproximuje obdélníkovým profilem. Pro danou energii v pulzu lze

dosáhnout vysokého špičkového výkonu u velmi krátkých pulzů. Získání krátkých světelných pulzů je ovšem důležité i z jiných důvodů, například pro aplikace ve výzkumu procesů v atomech, metrologii nebo optických komunikacích.

Na konci šedesátých let dvacátého století došlo k průlomům v generování ultrakrátkých optických pulzů. Objev metody synchronizace módů v laseru (mode-locking) umožnil generaci laserových pulzů délek desítek pikosekund (10^{-11} s), ke konci osmdesátých let bylo již možné generovat pulzy krátké pouze několik femtosekund (10^{-15} s). Energie v těchto femtosekundových pulzech byla v řádu nanojoulů, odpovídající špičkový výkon v oblasti megawattů. Další zvyšování energie v ultrakrátkých pulzech se však nedařilo. Při vyšších výkonech se při šíření pulzů v zesilovacím prostředí začaly projevovat nelineární optické jevy, které vedly k deformacím pulzů, a navíc docházelo k optickému poškození jak zesilovacího prostředí, tak dalších optických komponent laseru.

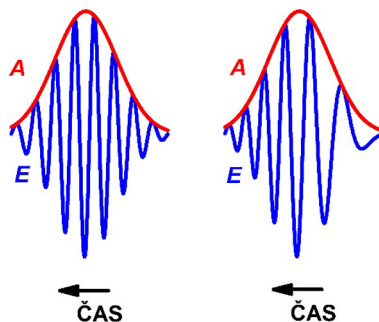
V polovině osmdesátých let Mourou a Stricklandová navrhli v Rochesteru techniku zesilování čerpovaných pulzů (Chirped Pulse Amplification, CPA) [7]. Anglické slovo chirp se dostalo do optického slangu po celém světě, v českém jazyce se někteří autoři, včetně nás, uchylují k českému přepisu. Původní význam slova je poetický – tryle, v optice bychom měli mluvit o frekvenčně modulovaných pulzech. Metodou CPA se podařilo obejít fundamentální potíže při zesilování světelných pulzů. Krátký laserový pulz je nejprve v čase rozšířen pomocí dvojice optických mřížek nebo hranolů faktorem až 100 000. Z femtosekundových pulzů tak získáme pulzy až nanosekundové. Díky tomu špičkový výkon rozšířeného pulzu poklesne (energie je roztažena do delšího časového intervalu) a pulz pak můžeme bez obav zesilovat průchodem silně načerpaným aktivním prostředím. Zesílený pulz je poté průchodem druhým párem optických mřížek či hranolů zkrácen na původní délku. Nová metoda tak umožnila fyzikům zvýšit špičkové výkony laserů o několik řádů až na petawattovou úroveň. CPA je v současné době základem většiny vysokovýkonných, terawattových (10^{12} W) až petawattových (10^{15} W) laserů.

Petawattové lasery generují optické pulzy – záblesky světla o energii jednotek až tisíců joulů, které mají velmi krátké časové trvání a tomu odpovídající podélný rozměr několika mikrometrů. Soustředění energie 100 J do pulzu o délce 100 fs dává výkon 1 PW. Střední výkon je zpravidla relativně malý, protože dnes nejvýkonnější lasery generují pulz po jedné minutě nebo delším časovém intervalu. Pro srovnání je zajímavé si připomenout výkony spjitě svítících laserů: laserové ukazovátko nebo čtečka čárových kódů pracují s výkonem 1–5 mW, běžné vypalovačky DVD mají výkon 250 mW, infračervené chirurgické lasery pracují výkonem 30–100 W, nově testované laserové zbraně mají dosahovat spjitých výkonů 150 kW.

V současné době se buduje s náklady přibližně 850 milionů eur evropská infrastruktura vysokovýkonných laserů (<https://www.laserlab-europe.eu/>), která je podle plánu složena ze tří pilířů: ELI-Beamlines v Dolních Břežanech u Prahy (<https://www.eli-beams.eu/>), ELI-ALPS (attosekundové pulzy) v Szegedu v Maďarsku (<https://www.eli-alps.hu/>) a ELI-NP (jaderná fyzika) v Magurelle u Bukurešti v Rumunsku (<http://www.eli-np.ro/>). Pro nás nejzajímavější ELI-Beamlines bude mít k dispozici čtyři lasery, které se v současné době uvádějí do provozu. Nejvýkonnější by měl dosáhnout světově unikátních parametrů – špičkového výkonu 10 PW v pulzech kratších než 130 fs a s energií v pulzu blížící se 2 kJ.

2.1. Princip CPA

„Klasický“ světelný pulz je možné si představit jako vlnu nosné frekvence ω_0 (střední frekvence spojená s periodou kmitu $T_0 = 2\pi/\omega_0$), jež je modulována obálkou (obr. 6, časová škála obrázku je zvolena tak, že pulz „letí zleva doprava“). Elektrické pole pulzu je možné vyjádřit ve tvaru $E(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \varphi + \Phi(t))$, kde $A(t)$ je časově závislá amplituda pole (např. gaussovská funkce), $\Phi(t)$ vyjadřuje eventuální časovou závislost fáze pulzu na čase a φ je konstantní fázový posun.



Obr. 6. Časový průběh elektrického pole $E(t)$ a amplitudy obálky $A(t)$ světelného pulzu. Vlevo: pulz frekvenčně nemodulovaný (s konstantní frekvencí), vpravo frekvenčně modulovaný s kvadraticky rostoucí fází $\Phi(t) \sim t^2$, tedy s časově závislou frekvencí

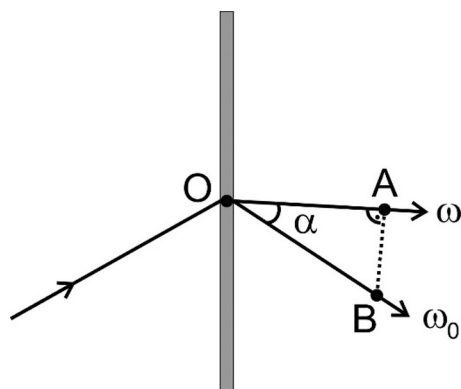
Spektrální průběh pulzu dostaneme Fourierovou transformací časového průběhu. Světelné pulzy se obvykle charakterizují časovou délkou t_p , která se určuje jako plná šířka v polovině maxima intenzitního časového profilu, a spektrální šířkou definovanou jako plná šířka $\Delta\nu_p$ v polovině maxima spektrálního intenzitního profilu. Z vlastností Fourierovy transformace plyne, že součin obou šířek je zdola omezen číselnou konstantou řádově rovné jedné (konkrétní hodnota závisí na vlastnostech pulzu), tj. $t_p \Delta\nu_p \approx 1$. Pokud fáze Φ nezávisí na čase, jsou spektrální komponenty obsaženy v průběhu pulzu stejně (obr. 6 vlevo), roste-li Φ např. kvadraticky v čase, je náběžná hrana pulzu „červenější“ (má nižší frekvenci) a úběžná hrana „modřejší“ (má vyšší frekvenci, obr. 6 vpravo). Časové délce pulzu odpovídá prostorová délka daná rychlostí šíření: ve vakuu pulz postupuje rychlostí c , jeho délka je tedy ct_p . Například pulz délky 100 fs je v prostoru dlouhý 30 μm .

Při šíření optického pulzu v látce se mohou měnit jeho parametry. Spektrálně široký ultrakrátký pulz si můžeme představit jako koherentní superpozici vln s frekvencemi ω z intervalu šířky $\Delta\omega_p$. Každá z nich se v látce šíří s grupovou rychlostí $v_g(\omega)$, která závisí na frekvenci ω vlny. Doba, za kterou projde světlo v látce geometrickou dráhu L , je $T_g(\omega) = L/v_g(\omega)$ a je různá pro různé spektrální komponenty. Pokud do látky vstupuje pulz, ve kterém se spektrální komponenty časově kryjí (je frekvenčně nemodulovaný), bude se při šíření prodlužovat. Velikost tohoto rozšíření Δt_p odhadneme, uvažíme-li, že odpovídá rozdílu dob průchodu pro krajní spektrální komponenty pulzu $\Delta t_p \approx \Delta T_g(\omega) \approx \left| \frac{d}{d\omega} \left(\frac{L}{v_g(\omega)} \right) \right| \Delta\omega_p$. Časové rozšíření je tedy přímo úměrné velikosti změny grupové rychlosti v závislosti na frekvenci (tzv. disperze grupových

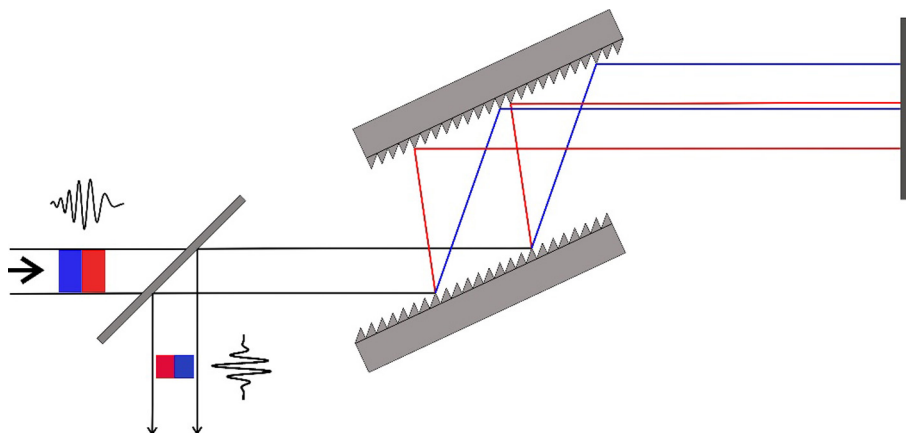
rychlostí) a šířce spektra pulzu. Protože grupová rychlost v materiálu závisí na derivaci indexu lomu podle frekvence, je rozšíření pulzu určeno druhou derivací indexu lomu látky. V oblasti průhlednosti většina optických materiálů jeví normální disperzi, při které postupuje červená část pulzu rychleji než modrá. Tento jev se projevuje výrazněji u kratších pulzů: např. 10 fs pulz ($\Delta\nu_p \cong 3 \times 10^{14}$ Hz) střední vlnové délky 800 nm se v taveném křemenu na dráze 1 cm rozšíří přibližně desetkrát. Pokud naopak do látky vstupuje frekvenčně modulovaný pulz, je možné za vhodných podmínek dosáhnout jeho stlačení (po určité dráze se časové posuny spektrálních složek vyrovnají). Disperze grupových rychlostí se dá také řídit (nastavit velikost i znaménko disperze) speciálními optickými prvky, které obsahují např. optické hranoly nebo mřížky a kterými je možné světelný pulz značně rozšiřovat nebo stlačovat.

Hranoly a mřížky jsou běžnou součástí optických spektrografů, kde slouží jako tzv. disperzní prvky k prostorovému oddělení jednotlivých spektrálních složek světla. Pro jejich funkci je zásadní úhlová disperze, což znamená, že výsledná úhlová odchylka světelných paprsků při průchodu (někdy odrazu) je závislá na vlnové délce. Náběh fáze optické vlny s kruhovou frekvencí ω při šíření po optické dráze L je roven $\Phi(\omega) = \frac{\omega}{c}L$. Uvažujme dva paprsky odpovídající vlnám s frekvencemi ω_0 a ω , které dopadají ve stejném směru na prvek s úhlovou disperzí (viz obr. 7, dopad v bodě O). Za prvkem svírají oba paprsky úhel $\alpha = \alpha(\omega)$, který závisí na frekvenci světla. Zvolíme na paprsku „ ω “ bod A a spustíme z něj kolmici, která protne paprsek „ ω_0 “ v bodě B . Zřejmě je $|AO| = |BO| \cos \alpha$. Předpokládáme-li, že úhel α je malý ($\sin \alpha \approx 0$), pak je, až na konstantní příspěvek, $\Phi(\omega) = \frac{\omega}{c}|AO|$, tedy $\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = -\frac{\omega|BO|}{c} \left(\frac{d\alpha}{d\omega}\right)^2$. Úhlová disperze tak vede vždy k záporné disperzi grupových rychlostí. Pro změnu znaménka je nutné použít kombinaci mřížek s fokusačním prvkem (teleskop) anebo hranol, kde se navíc uplatňuje disperze indexu lomu skla.

Aby se na výstupu šířily všechny spektrální složky ve stejném směru, používá se zpravidla pár hranolů nebo mřížek v kombinaci se zrcadlem nebo dva páry hranolů



Obr. 7. Optický prvek s úhlovou disperzí vede k prostorovému oddělení paprsků různých barev (frekvencí). Také náběh fáze světelných vln při průchodu prvkem závisí na frekvenci, jak je podrobně vysvětleno v textu

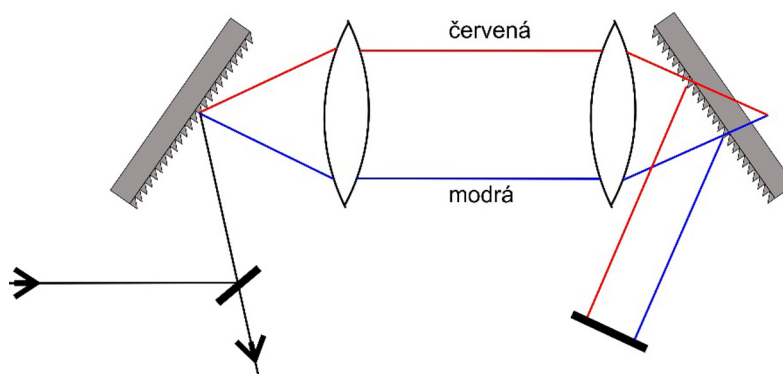


Obr. 8. Uspořádání dvou mřížek a zrcadla se zápornou disperzí grupových rychlostí. Barevně je znázorněna spektrální červená a modrá část světelného pulzu (pro stlačení pulzů)

či mřížek. Mezi mřížkami prochází modřejší část (s vyšší frekvencí) svazku po kratší geometrické dráze než červenější část (s menší frekvencí). To má za následek, že červenější část v čase zaostává (zpožďuje se) za částí modřejší. Schematicky je uspořádání s mřížkami znázorněno na obr. 8.

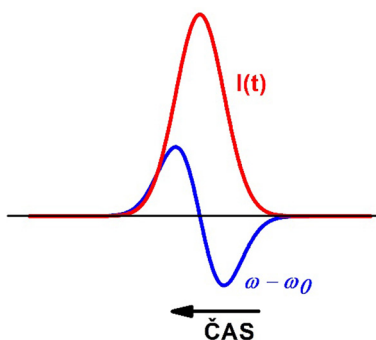
Jak jsme se již zmínili, je pro zajištění opačného znamení disperze grupových rychlostí nutné zvolit modifikované uspořádání, například kombinovat mřížky s teleskopem jako na obr. 9. Volbou vzdálenosti druhé mřížky od ohniska druhé čočky lze nastavit kladnou disperzi grupových rychlostí (pro opačný posun opět zápornou, resp. pro mřížku v ohnisku nulovou disperzi).

Při šíření se může pulz navíc spektrálně rozšiřovat působením nelineárních optických jevů, které se projevují díky jeho vysoké světelné intenzitě, kdy např. index lomu začne záviset na okamžité intenzitě světla (optický Kerrův jev) [3]. Tuto závislost lze



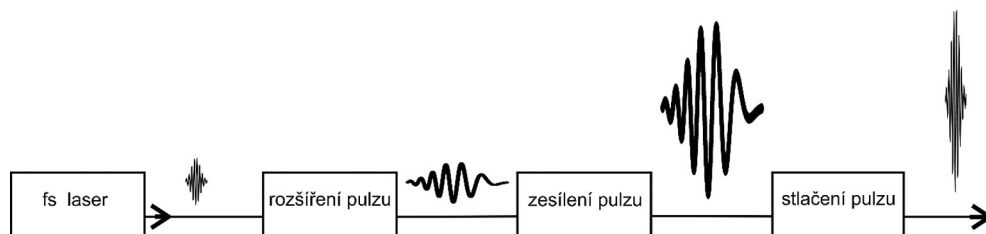
Obr. 9. Vložení teleskopu mezi mřížky a správné nastavení vzdálenosti mezi ohniskem a mřížkou pro získání kladné disperze grupových rychlostí (pro roztažení pulzů)

dobře aproximovat lineární funkcí $n(I) = n_0 + n_2 I$. Koeficient n_2 je pro většinu látek kladný a je řádově roven $10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$. Náběh fáze při šíření vlny na vzdálenosti L je v tomto případě závislý na okamžité intenzitě $I(t)$, a tím na místě na profilu pulzu, tj. na čase $\Phi(t) = -\frac{\omega}{c} L(n_0 + n_2 I(t))$, a okamžitá frekvence ω , daná časovou derivací celkové fáze elektrického pole, se mění – viz obr. 10. Tento jev, zvaný automodulace fáze, vede ke vzniku nových frekvencí, a tím k rozšíření spektra. Vzhledem ke vztahu mezi spektrální šířkou a časovou délkou je zřejmé, že po spektrálním rozšíření, např. při šíření optickým vláknem, je možné pak po stlačení dosáhnout jeho ještě kratší časové délky.

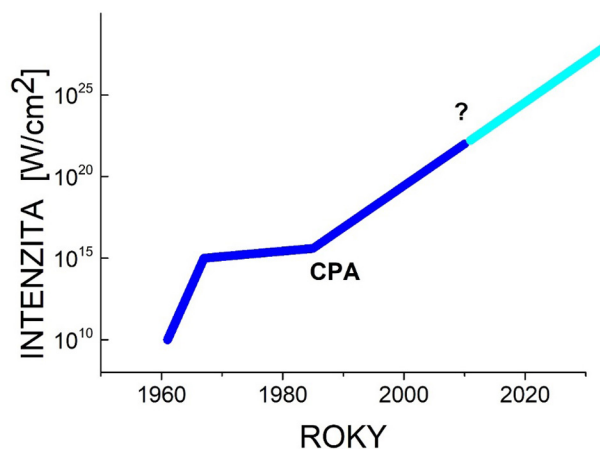


Obr. 10. Časový průběh odchylky okamžité frekvence ω od střední frekvence ω_0 (modrá křivka) díky automodulaci fáze vyvolané pulzem $I(t)$ (červená křivka)

Princip CPA je znázorněn na obr. 11. Světelný pulz vycházející z laseru (nebo po automodulaci fáze v nelineárním prostředí) je časově roztažen; běžné je např. uspořádání na obr. 9. Poté je laserový pulz zesílen v laserovém zesilovači. U vysokovýkonných laserových systémů se používá několik zesilovačů za sebou. Princip zesilovače je stejný jako u laseru. Pulz prochází načerpaným aktivním prostředím (nejčastěji titan-safírový krystal nebo neodým dopované sklo) a díky stimulované emisi dochází při splnění určitých podmínek k zesílení světelného pulzu. Při jednom průchodu aktivním prostředím není zesílení dostatečné, proto je potřeba zajistit, aby pulz prošel vícekrát. Podle způsobu provedení se zesilovače dělí na víceprůchodové a regenerativní. U víceprůchodových zesilovačů se pomocí zrcadel zajistí, že pulz projde aktivním prostředím



Obr. 11. Princip zesilování čerpovaných pulzů



Obr. 12. Dosažená intenzita fokusovaného laserového svazku (dle [6], doplněno)

několikrát a každým průchodem se zesílí. U regenerativního zesilovače je, podobně jako u laseru, aktivní prostředí v optickém rezonátoru. Pulz je do rezonátoru zaveden nejčastěji pomocí elektrooptického spínače (Pockelsova cela). Pak pulz v rezonátoru vykoná několik desítek až stovek oběhů, při každém se zesílí, a poté je vyvážen pomocí druhého elektrooptického spínače. Po zesílení je pulz v tzv. kompresoru, např. podle obr. 8, zkrácen na původní nebo kratší časovou délku.

D. Stricklandová a G. Mourou ve svém prvním návrhu CPA navázali nanosekundové pulzy Nd:YAG laseru délky 150 ps do jednomódového optického vlákna o délce 1,4 km, ve kterém se pulzy díky automodulaci fáze a disperzi grupových rychlostí spektrálně rozšířily a natáhly v čase na 300 ps. Tyto pulzy byly pak zesíleny v regenerativním zesilovači se zesilujícím prostředím Nd:sklo a poté stlačeny pomocí dvojice optických mřížek. Výsledkem byly pulzy délky 2 ps s energií 1 mJ. Špičkový výkon tak dosáhl hodnoty 0,5 GW.

CPA je základem pulzních laserů s vysokými výkony. Od objevu CPA roste výkon dosažený v laserech o jeden řád každých 4–5 let (lze hovořit o jisté analogii „Mooreova zákona“ v elektronice), viz obr. 12. Při snaze o další zvyšování výkonů i tato metoda narazila na své meze. Přestože se ve vysoce výkonných laserech používají velké průřezy svazků, intenzita světla dosáhla prahu poškození optických prvků. Používají se proto i jiné metody zesílení, jako zesílení čerpovaných pulzů v optickém parametrickém zesilovači nebo komprese plazmatu zpětným Ramanovým rozptylem. Vědci začínají navrhnout metody pro dosažení exawattových a zettawattových pulzů [5]. V dalším rozvoji hraje důležitou roli nejen špičkový výkon, ale také energie v pulzu, opakovací frekvence pulzů, vlnová délka aj.

2.2. Aplikace CPA

Technologie CPA umožnila konstrukci kompaktních laserů s gigawattovými výkony a přibližně metrovými nebo menšími rozměry („table-top lasers“), které našly uplatnění nejenom ve vědě, ale i v *průmyslu a medicíně*. Lasery s ultrakrátkými pulzy

jsou díky malé tepelné energii deponované do materiálu nezbytné, požadujeme-li vysokou přesnost vrtání, řezání či obrábění. Asi nejznámější je v současné době použití femtosekundových laserů při korekci očních vad, zavádění stentů a při mnoha dalších lékařských zákrocích. Princip CPA je ovšem také základem rozvoje velkých vysokovýkonných laserových systémů. Petawattové lasery jsou dnes využívány ke studiu zcela nových jevů ve fyzice, chemii a v medicíně. Nejdůležitější současné aplikace ve výzkumu jsou následující.

Při dopadu světelného záření o nízké intenzitě nemění atomy a molekuly své vlastnosti. Pokud se ale intenzita pole stane srovnatelná s poli, které drží elektrony v atomech a molekulách, dostaneme se do tzv. *režimu silných polí*. V tomto režimu může být atom ionizován absorpcí mnoha fotonů naráz (multifotonové procesy) a uvolněný elektron tak získá velkou kinetickou energii. Důsledkem toho je generování vysokých harmonických frekvencí. Tento jev umožnil získat optické pulzy dlouhé desítky attosekund. Tak se zrodil nový obor – *attosekundová fyzika*. Poprvé mohli vědci zkoumat např. dynamiku elektronů uvnitř atomů a molekul.

Dále jde o zkoumání *interakce světla s látkami extrémně vysokých hustot*. Jedná se o experimenty, při kterých silné elektrické pole světelné vlny dosahuje v ohnisku svazku tak vysokých hodnot silového působení na elektrony v látce, že vzniká velmi husté plazma za tlaku miliard atmosfér. Vlastnosti této velmi husté hmoty jsou důležité pro astrofyziku, geofyziku, ale i pro materiálový výzkum. Dlouholetým cílem je realizace laserové fúze.

Další intenzivně vyvíjenou aplikací je *urychlování částic laserem*. Většina současných urychlovačů částic je založena na radiofrekvenční technologii (frekvence urychlovacího napětí 100 MHz až GHz). Tato technologie je plně zvládnutá, její nevýhodou je však velikost a cena takových urychlovačů. Vědci proto navrhli použít k urychlování vysokovýkonný laser. Laser generuje plazmovou vlnu, která urychlí částice na energii řádu GeV na vzdálenosti několik centimetrů. Získaný urychlovací gradient je tak nejméně o dva řády větší než u klasických urychlovačů.

Vysokovýkonné lasery se používají též jako *zdroj sekundárního záření*, kdy látka ozářená silnými laserovými pulzy může být zdrojem sekundárních svazků záření nebo částic (rentgenové paprsky, záření gama, elektrony, protony, pozitrony, neutrony). Informace o dalších aplikacích je možné získat v přehledu plánované náplně činnosti projektu ELI (<https://www.eli-beams.eu/vyzkum/aplikace/>).

L i t e r a t u r a

- [1] ASHKIN, A.: *Acceleration and trapping of particles by radiation pressure*. Phys. Rev. Lett. 24 (1970), 156–159.
- [2] ASHKIN, A., DZIEDZIC, J. M., BJORKHOLM, J. E., CHU, S.: *Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles*. Opt. Lett. 11 (1986), 288–290.
- [3] BOYD, R.: *Nonlinear optics*. Academic Press, 2008.
- [4] HUANG, R., CHAVEZ, I., TAUTE, K. M., LUKIĆ, B., JENEY, S., RAIZEN, M. G., FLORIN, E. L.: *Direct observation of the full transition from ballistic to diffusive Brownian motion in a liquid*. Nature Physics 7 (2011), 576–580.

- [5] MOUROU, G. A., FISCH, N. J., MALKIN, V. M., TOROKER, Z., KHAZANOV, E. A., SERGEEV, A. M., TAJIMA, T., LE GARREC, B.: *Exawatt-zettawatt pulse generation and applications*. Opt. Commun. 285 (2012), 720–724.
- [6] MOUROU, G. A., TAJIMA, T., BULANOV, S. V.: *Optics in the relativistic regime*. Rev. Modern Phys. 78 (2006), 309–371.
- [7] STRICKLAND, D., MOUROU, G.: *Compression of amplified chirped optical pulses*. Opt. Commun. 56 (1985), 219–221.
- [8] SVAK, V., BRZOBOHATÝ, O., ŠILER, M., JÁKL, P., KAŇKA, J., ZEMÁNEK, P., SIMPSON, S. H.: *Transverse spin forces and non-equilibrium particle dynamics in a circularly polarized vacuum optical trap*. Nature Commun. 9 (2018), 5453.
- [9] ŠILER, M., ORNIGOTTI, L., BRZOBOHATÝ, O., JÁKL, P., RYABOV, A., HOLUBEC, V., ZEMÁNEK, P., FILIP, R.: *Diffusing up the hill: Dynamics and equipartition in highly unstable systems*. Phys. Rev. Lett. 121 (2018), 230601.
- [10] TROSKA, J. M.: *Paprsky života a smrti*. Knihovna Mladého hlasatele, sv. 7. Praha, 1938.