

KIETAKŪNIŲ LAZERIŲ SU IMPULSŲ SPŪDA GENERACIJOS DINAMIKOS TYRIMAI

Aleksandr Dementjev

Fizikos institutas, A. Goštauto 12, 2600 Vilnius

Didelių galingumų lazeriai su gera pluoštų kokybe labai reikalingi įvairiose srityse: netiesinėje optikoje ir optoelektronikoje, ultrasparčių procesų spektroskopijoje ir optiniame informacijos apdorojime, chemijoje, biologijoje ir ekologijoje, medžiagotyroje ir kitose šiuolaikinėse technologijose [1]. Įvairiems taikymams nuolat siekiama gauti patikimą ir pigų ultratrumpųjų šviesos impulsų šaltinį. Iki šiol pagrindinis ir beveik vienintelis tokių impulsų generacijos būdas buvo modų sinchronizacija. Naudojant priverstinių Brijueno (PBS) ir Ramano (PRS) sklaidų reiškinius Fizikos institute pastaraisiais metais buvo sukurti ir ištirti PBS ir PRS kaskadiniai kompresoriai ir gauti galingi (GW eilės) šviesos impulsai, beveik tolygiai derinami 1 ps – 5 ns trukmių diapazone [2, 3]. Sukurti daugiapakopiai PBS ir PRS kompresoriai ir stiprintuvai leidžia generuoti tokio bangos ilgio galingus subnano ir pikosekundinius impulsus, kurie sunkiai pasiekiami įprastiniais modų sinchronizacijos lazeriais. Pažymėtina, kad šie impulsai turi gerą energijos ir trukmės stabilumą, be to visi nano, subnano ir pikosekundiniai impulsai yra griežtai sinchronizuoti, kas dar labiau išplečia tokių lazerių panaudojimo galimybes. Lazeriuose panaudojamas minimalus aktyvių elementų ir elektronikos blokų kiekis mažina kainą ir didina parametru išlaikymo patikimumą bei tarnavimo laiką.

Spūdai naudojant santykinai mažą pakopų skaičių išauga visos sistemos stabilumas ir efektyvumas. Pakopų skaičių galima sumažinti mažinant lazerio generatoriaus spinduliuojamų impulsų trukmę. Dėl to lazerio generatoriaus impulsų trukmės sumažinimas yra pirmalaikis uždavinys. Naudojant trumpus lazerių rezonatorius su mažo atspindžio išvadinais veidrodžiais ir $\text{Cr}^{4+}:\text{GSGG}$ arba $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ išisotinančių savybių pasyviaisiais kokybės modulatoriais galima gauti mažos trukmės (~ 2 ns) gigantiškuosius impulsus [3–5]. Žinoma, kad pasyviųjų uztūrų pralaidumo koeficientas net ir didelės energijos srauto tankiams nesiekia 1. Tai gali būti paaiškinta sužadintos būsenos sugertimi ir skirtingais žemutinės s_0 ir sužadintos s_e būsenų sugerties skerspjūviais. $\text{Cr}^{4+}:\text{GSGG}$ ir $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ kristalų išisotinimo eigą galima aprašyti balanso lygtimis, kuriose įskaitoma sužadintos būsenos sugertis. Šios lygtys buvo sprendžiamos analiziniu ir skaitmeniniu būdu [6]. Eksperimentinių rezultatų apdorojimas parodė, kad geriausias sutapimas su eksperimentų duomenimis gaunamas, kai šių mažo pradinio pralaidumo kristalų sugerties skerspjūvių reikšmės $s_0/s = 2.7 \pm 0.9$ ir $s_0/s_e = 8 \pm 1.0$, o $s = 8.8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ – efektyvusis spektroskopinis Nd:YAG priverstinio spinduliuavimo skerspjūvis. Gautos skerspjūvių reikšmės gerokai skiriasi nuo anksčiau kitų autorių nustatytų. Iš dalies ši skirtumą galima paaiškinti tuo, kad bendrai skerspjūvių reikšmės gali priklausyti nuo kristalų auginimo technologijos.

Lazeriai su pasyviaja rezonatoriaus kokybės moduliacija yra labai paprasti ir patogūs eksploatacijoje. Jiems nereikalingi aukštos įtampos elektrooptiniai modulatoriai ir sudėtinga elektroninė valdymo įranga. Gautiems su tokiais lazeriais eksperimentiniams rezultatams [3] skaitiškai aprašyti pradžioje buvo naudotas taip

vadinamas bėgančiųjų bangų modelis [4, 5]

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\partial u_1}{\partial z} + \alpha u_1 &= (n_u - n_l)u_1, & \frac{\partial u_2}{\partial t} - \frac{\partial u_2}{\partial z} + \alpha u_2 &= (n_u - n_l)u_2, \\ \frac{\partial n_3}{\partial t} &= -(u_1 + u_2)(n_u - n_l), & \frac{\partial n_2}{\partial t} &= (u_1 + u_2)(n_u - n_l) - \frac{n_2}{\tau_{21}}, \\ n_u - n_l &= f'_3 n_3 - f'_2 n_2, & f'_3 &= (\sigma' f_{32} + \sigma'' f_{31})/\sigma, & f'_2 &= (\sigma' f_{23} + \sigma'' f_{22})/\sigma. \end{aligned} \quad (1)$$

Čia $u_1(z, t)$ ir $u_2(z, t)$ – pirmyn ir atgal bėgančių bangų normuoti (į $I_0 = hn/st_0$) intensyvumai, $n_3(z, t)$ ir $n_2(z, t)$ – viršutinio ir apatinio darbinių lygmenų normuoti į $(sl)^{-1}$ užpildos tankiai, α – tiesinės sugerties koeficientas, t_{21} – apatinio darbinio lygmens relaksacijos trukmė, s' ir s'' šiame modelyje įskaitomų šuolių tarp dviejų $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ sublygmenų porų skerspjūviai, $f_{2,3}$ ($f'_{2,3}$) – Bolcmano sublygmenų užpildos (efektyvūs) skaičiai. Sistema (1) buvo sprendžiama naudojant tokias kraštines sąlygas

$$u_1(0, t) = R_1 T_f^2 u_2(0, t - t_1), \quad u_2(l, t) = R_2 u_1(1, t - t_2), \quad (2)$$

kur $R_{1,2}$ – rezonatoriaus veidrodžių atspindžio koeficientai, $T_{i,f}$ – pradinis (galutinis) pasyvio beinerčinės užtūros pralaidumai, $t_{1,2}$ – impulsų vėlavimo trukmės, $t = t'/t_0$ ir $z = z'/l$ – bedimensinės laikinė ir išilginė koordinatės, l – aktyvaus strypo ilgis. Nagrinėjant milžiniškųjų impulsų generaciją po staigaus užtūros praskaidrėjimo parodyta, kad impulsų trukmė, išėjusių per priekinį ir galinį rezonatoriaus veidrodžius, skiriasi $\sim 10\%$ ir yra labai artimos eksperimentiškai stebimiems rezultatams [5].

Deja, dėl labai didelės skaičiavimo apimties naudojant šį modelį, įskaitanti kaupinimo bei pasyvio užtūros praskaidrėjimo dinamiką, praktiškai neįmanoma išnagrinėti generacijos vystymąsi nuo savaiminių triukšmų lygio. Todėl buvo išvystytas modifikuotas taškinis lazerio modelis, kuriame atsižvelgta į vienalaikę aktyvią ir pasyvią kokybės moduliaciją, keturių lygmenų $\text{Nd}:\text{YAG}$ aktyvųjų elementą, įskaitant viršutinio bei apatinio darbinių energetinių lygmenų Štarko skilimą bei Bolcmano užpildymo faktorius $f'_{2,3}$, apatinio darbinio lygmens baigtinę gyvavimo trukmę ($t_{21} < 1\text{ns}$), keturių lygmenų kietakūnių $\text{Cr}^{4+}:\text{GSGG}$ ir $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ įsisotinančių sugėriklių savybes, generuojamos spinduliuotės savaimines fliuktuacijas g ir mažus trumpo rezonatoriaus veidrodžių atspindžio koeficientus $R_{1,2}$. Atitinkamos lygtys, bedimensiniams kintamiesiems, užrašomos taip:

$$\chi \frac{\partial u}{\partial t} = [n_u - n_l - \sigma'_0 n_{1\alpha} - \sigma'_e n_{2\alpha}] u - [\alpha' + \alpha'_\alpha + \alpha'_\Sigma + \alpha'_Q(t)] u + \gamma \frac{n_3}{\tau_{32}}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = R_p(t) - u(n_u - n_l) - \frac{n_3}{\tau_{32}}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = u(n_u - n_l) + \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_2}{\tau_{21}}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_{1\alpha}}{\partial t} = -\beta \frac{\sigma_0}{\sigma} n_{1\alpha} + \frac{n_{2\alpha}}{\tau_{21}}, \quad (6)$$

$$n_{1\alpha} + n_{2\alpha} = n_{0\alpha}, \quad n_1 + n_2 + n_3 = n_0. \quad (7)$$

Čia c – rezonatoriaus užpildymo koeficientas, u – suvidurkintas normuotas intensyvumas rezonatoriuje, α' , α'_α , α'_Σ , $\alpha'_Q(t)$ – nuostolių koeficientai, t_{ij} – relaksacijos trukmės, $R_P(t)$ – kaupinimo galingumas, b – vidinio rezonatoriaus teleskopo didinimas, n_{ia} ir n_i – sugėriklio ir aktyvaus elemento užpildos tankiai.

Taikant šį modelį gautų lazerio generuojamų impulsų trukmės gerai atitiko eksperimentiškai stebėtas impulsų trukmes (~ 2 ns) tik skaičiavimams naudojant mūsų nustatytas pasyviųjų užtūrų skerspjūvių reikšmes. Rezonatoriaus nuostolių $\alpha'_Q(t)$ moduliacija elektrooptiniais užraktais leidžia ypač tiksliai sinchronizuoti lazerio spinduliuotę su kitais procesais. Vienalaikė aktyvi ir pasyvi kokybės moduliacija sumažino milžiniškųjų impulsų išspinduliavimo momentų sklaidą (vadinamą džiterį) lempos kaupinimo impulso sinchrosignalu atžvilgiu nuo kelių šimtų nanosekundžių iki 5 ns. Parodyta, kad stebimą eksperimente džiterį nusako ne kvantiniai savaiminio spinduliavimo triukšmai, o kaupinimo galingumo $R_P(t)$ fliktuacijos. Sukurti efektyvūs skaitiniai algoritmai leidžia skaičiuoti impulsų generacijos dinamiką, naudojant ir nuolatinį kaupinimą.

Galingi subnanosekundiniai lazerio spinduliuotės impulsai naudojami didelių nuotolių metrologijai, plazmos generacijai ir spektroskopijai, intensyvios lazerio spinduliuotės sąveikos su medžiaga tyrimams, bei daugelyje kitų technikos ir mokslo sričių [1]. Subnanosekundinių impulsų diapazonas ypač sunkiai realizuojamas įprastiniais modų sinchronizacijos metodais. Santykinai nesudėtingas būdas didelės galios geros kokybės subnanosekundiniams šviesos impulsams generuoti yra milžiniškųjų lazerio impulsų spūda taikant atgalinę priverstinę Brijueno sklaidą skystose arba dujinėse terpėse. Šiuo metu vienpakope spūda gaunamų impulsų minimali trukmė yra artima 100 ps. Tokiems trumpiems impulsams generuoti naudojami trumpi (2.5 ns) milžiniškieji lazerio impulsai ir skystos Brijueno terpės, pasižyminčios gana dideliu lūžio rodiklio Kero netiesiškumu ($n_2 > 10^{-13}$ cgse) [2–5]. Todėl jei lazerio impulsų galia viršija ribinę fokusavimosi galia, n_2 sąlygotas pluoštų fokusavimasis ir bangų fazių netiesinė moduliacija gali neigiamai atsiliiepti generuojamų Stokso impulsų kokybei ir jų trukmei.

Spūdos veika įgyvendinama fokusuojant lazerio impulsą į kiuvetę su Brijueno terpe lęšiu, kurio židinio nuotolis terpėje $nf \geq \tau_L \nu_L$ (τ_L – lazerio impulso trukmė, o ν_L – jo grupinis greitis terpėje). Jei parinktas optimalus pluošto glausties kampas, jo sąsmaukoje iš pradinių kvantinių ir šiluminių triukšmų susidaro judantis priešpriešai lazerio impulsui trumpas Stokso impulsas, kuris netiesinės Brijueno sąveikos dėka efektyviai stiprinasi, apytiksliai išlaikydamas pradinę trukmę. Tokio proceso energijos keitimo (arba atspindžio) koeficientas iš lazerio bangos į Stokso bangą gali siekti 50 ir daugiau procentų. Šiam spūdos vyksmui matematiškai aprašyti, kai atsižvelgiama į Brijueno terpės lūžio rodiklio netiesiškumą, buvo naudota tokia lygčių sistema:

$$\frac{\partial e_L}{\partial t} + \frac{\partial e_L}{\partial z} - i\mu\Delta_r e_L = i\Gamma u e_S + i\eta (|e_L|^2 + 2|e_S|^2) e_L, \quad (8)$$

$$\frac{\partial e_S}{\partial t} - \frac{\partial e_S}{\partial z} - i\mu\Delta_r e_S = i\Gamma u^* e_L + i\eta (2|e_L|^2 + |e_S|^2) e_S, \quad (9)$$

$$\frac{i\tau_p}{2\pi} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau^*} \frac{\partial u}{\partial t} \right) + 2 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{\tau^*} = i\Gamma e_L e_L^* + \frac{u_f}{\tau^*}. \quad (10)$$

Šiose lygtyse e_L ir e_S – normuotos į charakteringą amplitudę E_0 lėtai kintančios kompleksinės lazerio ir Stokso bangų amplitudės, u – normuota kompleksinė hipergarso bangos amplitudė, $t = t'/t_0$ ir $z = z'/z_0$ bei $r = r'/r_0$ – bedimensinės laikinė išilginė ir skersinė koordinatės, $\Delta_r = 1/r(\partial/\partial r(r\partial/\partial r))$ – ritininis laplasianas, $\mu = z_0/2k_L r_0^2$ ($k_L = 2\pi/\lambda_L$ – lazerio bangos vektoriaus modulis, λ_L – bangos ilgis), $\Gamma = (gI_0 z_0^2/2\nu T^*)^{1/2}$ (g – Brijueno terpės stiprinimo koeficientas, $I_0 = \nu_L n^2 |E_0|^2/8\pi$), $\eta = z_0 k_L n_2 |E_0|^2$, $\tau_p = T_p/t_0$ – normuotas hipergarso bangos periodas, $\tau^* = T^*/t_0$ – normuota hipergarso bangos relaksacijos trukmė, u_f – terpės tankio šiluminių fliuktuacijų sąlygota hipergarsinio triukšmo amplitudė. Lygčių sistema (8)–(10) buvo skaitiškai sprendžiama naudojant kraštines sąlygas

$$e_L(t, z = 0, r) = \sqrt{2}e \frac{t}{\alpha\tau_L} \exp\left(-\frac{t^2}{(\alpha\tau_L)^2}\right) \exp\left[-\frac{r^{ns}}{w_L^{ns}} - i\frac{k_L r^2}{2nf} + i\varphi(r)\right], \quad (11)$$

$$e_{L,S}(r, z, 0) = 0, \quad u(r, z, 0) = u_t(r, z, 0) = 0, \quad (12)$$

$$e_{L,S}(R, z, t) = 0, \quad r \frac{\partial e_{L,S}}{\partial r}(0, z, t) = 0, \quad e_S(r, L, t) = 0. \quad (13)$$

Lazerio ir suspausto Stokso impulsų momentinei ir suvidurkintai kokybei apibūdinti buvo naudojami parametrai [5]

$$M^2(z, t) = \left\{ \int_0^\infty \left| \frac{\partial e(r, z, t)}{\partial r} \right|^2 r dr \times \int_0^\infty r^2 |e(r, z, t)|^2 r dr - \left[\int_0^\infty r \frac{\partial \phi(r, z, t)}{\partial r} |e(r, z, t)|^2 r dr \right]^2 \right\}^{1/2} / \int_0^\infty |e(r, z, t)|^2 r dr, \quad (14)$$

$$\langle M^2(t) \rangle = \int_0^\infty M^2(t) P(t) dt / \int_0^\infty P(t) dt. \quad (15)$$

Čia $e(r, z, t)$ ir $P(t)$ lazerio arba Stokso impulsų kompleksinės amplitudės ir momentiniai galingumai. Naudojami pluošto kokybės parametrai $M^2(t)$ ir $\langle M^2(t) \rangle$ nekinta sklindant impulsams per taip vadinamas optines ABCD sistemas ir charakterizuoja pluošto skėstį tolimojoje srityje, lyginant su idealaus Gauso pluošto skėstimi. Idealiai Gauso pluoštui $M^2(t) = 1$, visiems kitiems pluoštams $M^2(t) \geq 1$. Nustatyta, kad santykinai nedideliame lūžio rodiklio netiesiškumui ($n_2 < 2 \cdot 10^{-13}$ cgse), dėl lazerio pluošto fokusavimosi generuojami pastebimai trumpesni Stokso impulsai, nei tuomet, kai $n_2 = 0$. Mažiausios trukmės ir didžiausi atspindžio koeficientai gaunami įvadiniamis lazerio impulsams su Gauso skersiniu pasiskirstymu ($ns = 2$). Tačiau lazerio impulsų su skersiniu Gauso pasiskirstymu generuojamo Stokso pluošto kokybė sparčiausiai blogėja augant Brijueno terpės netiesiniam lūžio rodikliui n_2 . Stokso pluoštų kokybės požiūriu lazerio impulsų su supergausiniu skersiniu pasiskirstymu spūdos procesas yra žymiai mažiau jautrus Brijueno terpės lūžio rodiklio netiesiškumo įtakai. Palyginus skirtingoms n_2 vertėms gautų Stokso impulsų galios gaubtines nustatyta, kad didelių n_2 poveikis labiausiai atsiliepia užpakalinio impulso fronto ir užtęstos užpakalinės dalies pavidalui, gerokai padidindamas jų trukmę ir intensyvumą. Skaičiavimai parodė, kad esant mažam Brijueno terpės netiesiškumo koeficientui n_2 pagrindinė suspausto impulso dalis turi gerą kokybę. Reikia pabrėžti,

kad ašinės impulso dalies trukmė gali būti žymiai mažesnė už integrinę to impulso trukmę. Savaiminių hipergarso bangų šiluminio triukšmo prigimtis sukelia pakankamai dideles ($\sim 10\%$) suspaustų impulsų trukmės ir atspindžio koeficiento fluktuacijas.

Skaitinis Nd:YAG stiprintuvo modeliavimas buvo vykdomas naudojant tokią lygčių sistemą [5]

$$\begin{aligned}\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial e}{\partial z} - i\mu\Delta_r e + \frac{\alpha}{2}e &= \frac{1+i\delta}{2}(n_u - n_l) + i\eta|e|^2 e, \\ n_u - n_l &= f'_3 n_3 - f'_2 n_2, \\ \frac{\partial n_3}{\partial t} &= -(n_u - n_l)|e|^2, \quad \frac{\partial n_2}{\partial t} = (n_u - n_l)|e|^2 - \frac{n_2}{\tau_{21}}\end{aligned}\tag{16}$$

ir kraštines sąlygas

$$\begin{aligned}e(r, z, t = 0) &= 0, \quad n_3(r, z, t = 0) = n_{30}(r, z), \quad n_2(r, z, t = 0) = 0, \\ e(r, z = 0, t) &= e_0 \exp \left[-\frac{r^2}{w_0^2} - i\psi(r) - 2 \ln \frac{(t - t_3)^2}{\tau_L^2} \right].\end{aligned}\tag{17}$$

Čia d yra normuotas dažnio poslinkis nuo rezonansinio stiprintuvo dažnio, $y(r)$ ir t_3 yra stiprinamojo impulso bangos fronto fazė ir maksimumo laiko momentas, o kiti žymėjimai tokie kaip aukščiau naudoti. Remiantis skaitinio modeliavimo ir eksperimento rezultatais nustatyta, kad Nd:YAG stiprintuvo stiprinimo sotis tik nežymiai sumažina pluošto kokybę. Didžiausią pluoštų kokybės sumažėjimą nulemia Kero efekto sukeltas fazės iškraipymas esant dideliems intensyvumams impulse ir Nd:YAG aktyviame elemente indukuoto šiluminio lęšio aberacijos esant pakankamai dideliems impulsų pasikartojimo dažniams. Pluoštų energijos tankiui ir parametrui $\langle M^2(t) \rangle$ matuoti buvo naudojama “Electrim” firmos EDC-1000 tipo CCD kamera, prijungta prie kompiuterio.

Tarptautinė standartų organizacija siūlo pagrindiniu lazerio pluoštų kokybės parametru laikyti taip vadinamą pluošto sklidimo faktorių $K = 1/M^2$. Kokybės parametras $M^2 = pd_{s_0}q_s/4l$ yra nustatomas remiantis pluošto vidutinėmis kvadratinėmis sąsmaukos diametro d_{s_0} ir skėsties kampo q_s vertėmis (l – bangos ilgis terpėje). Pagrindinė naudinga įvestojo parametro M^2 savybė yra ta, kad jo skaitinė vertė nekinta lazerio pluoštui sklindant idealiomis optinėmis sistemomis, kurios gali būti aprašytos ABCD-matricomis. Eksperimentiškai šį parametru galima nustatyti, išmatavus įvairiuose pjūviuose pagal parabolinį dėsnį už idealaus glaudžiamojo lęšio kintantį pluošto skersmenį $d_s^2(z) = d_{s_0}^2 + (z - z_0)^2 q_s^2$. Laikant, kad pluoštelis turi ašinę simetriją, matavimams galima naudoti tiesinius CCD imtuvus [4, 5]. Statmenos koordinatės energetinis pasiskirstymas taip pat dalyvauja analizėje. Jis integruojamas erdvėje “optiškai”, panaudojus trumpo židinio cilindrinį lęšį priešais CCD liniuotę. Šio metodo trūkumas yra tas, kad jeigu pluoštas yra nesimetriškas, tai neišvengiama paklaidų. Todėl daug dėmesio buvo skiriama naujai pluoštų kokybės parametru matavimo metodikai, naudojant CCD kameras. Aberuotų pluoštų sklidimo problemoms nagrinėti buvo išvystyti skaitiniai metodai [4, 7, 8], leidžiantys nustatyti siūlomų matavimo metodų tinkamumą ir apribojimus. Pluošto kokybės problemoms

skirti darbai atliekami, vykdant EUREKOS projektą EU 1269 “Instrumentai ir standartų testinės procedūros lazerio pluoštui ir optikai charakterizuoti” (1995–1997 m.), ir dalinai remiami Lietuvos valstybinio mokslo ir studijų fondo.

Taigi, panaudojus Nd:YAG lazerio generatoriaus su aktyviai-pasyvia kokybės moduliacija impulsų laikinei spūdai nenuostovią priverstinę Brijueno sklaidą ir juos sustiprinus ketureigiu Nd:YAG stiprintuvu gauti ~ 170 ps, ~ 600 mJ pagrindinės harmonikos impulsai su 5 ns džiteriu. Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad jau vien trumpų impulsų lazerio generatoriaus su vienu priverstinės Brijueno sklaidos kompresoriumi pakanka vienam labai perspektyviam tokio lazerio panaudojimui. Čia turima omenyje tokių lazerių panaudojimą labai didelių galingumų fotolaidumo perjungikliuose, kurie būtini kuriant galingus mikrobangų šaltinius, reikalingus šiuolaikiniams ultraplačiajuostiems radarams. Papildomas panaudojimas standartinių harmonikų generatorių ir vienos arba dviejų pakopų Ramano kompresorių stipriai išplečia generuojamų bangų spektrą. Naudojant tik suspaustą metaną Ramano kompresoriuose galima lengvai generuoti šių bangos ilgių impulsus: 266, 288, 315, 355, 396, 447, 532, 630, 770, 1540 nm. Palydovų sekimo lazerinėse sistemose atmosferos dispersijos įtakos panaikinimui arba žmogaus akių saugumo užtikrinimui daugiausiai naudojami dviejų bangų šaltiniai: 532 ir 630 nm arba 532 ir 1540 nm. Matematinio modeliavimo dėka [9] pavyko nustatyti būtinas sąlygas ir panaudojant pakopinius kompresorius sugeneruoti rekordiškai trumpus pikosekundinius (~ 20 ps) Ramano solitonus [10].

Aš dėkoju visiems mano kolegoms: profesoriams R. Čiegiui ir F. Ivanauskui, daktarams R. Buzeliui, V. Girdauskui, J. Kosenko ir M. Radžiūnui, doktorantams A. Rodinui ir R. Vaicekauskui, moksliniams bendradarbiams G. Kairytei ir E. Murauskui už didelį indėlį, vykdant šiame straipsnyje aprašytus darbus.

Literatūra

1. *High power lasers – science and engineering*, eds. R. Kossowsky, M. Jelinek and R. F. Walter, *NATO ASI Ser. 3: High technology - Vol. 7*, Kluwer AP, 1996, 672 p.
2. R. Buzelis, V. Girdauskas, A. S. Dement'ev, E. K. Kosenko, R. Čiegis, M. Sheibak, *Bulletin of the Academy of Sciences of USSR, Phys. Ser.* **55**(2), p. 73–80 (1991).
3. R. Buzelis, A. S. Dement'ev, E. K. Kosenko, E. Murauskas, *Quant. Electron.* **25**(6), p. 540–543 (1995).
4. R. Buzelis, A. Dement'ev, E. Kosenko, E. Murauskas, R. Čiegis, G. Kairyte, *In: Laser Optics'95: Solid State Lasers, Proc. SPIE 2772*, p. 158–169 (1996).
5. Р. Бузялис, Р. Вайцекаускас, А. Дементаев, Ф. Иванаускас, Е. Косенко, Э. Мураускас, М. Раджюнас, *Известия РАН, сер. физич.* **60**(3), с. 168–177 (1996).
6. A. Dementjev, F. Ivanauskas, M. Radžiūnas, *Liet. mat. draugijos XXXVII konferencija, Pranešimų tezės*, p. 173–176 (1996).

7. R. Čiegis, G. Kairyte, A. Dementjev, *In: Mathematical modelling for technology problems*, eds. V. Būda, M. Sapagovas, Vilnius, Technika, 1995, p. 49–56.
8. R. Čiegis, G. Kairyte, A. Dementjev, *In: Mathematical modelling and complex analysis*, eds. V. Būda et al. Vilnius, Technika, 1996, p. 58–62.
9. V. Girdauskas, A. S. Dement'ev, M. Rizgyalis, R. Čiegis, *Quant. Electron.* **24**(1), p. 63–67 (1995).
10. A. Dementjev, V. Girdauskas, A. Rodin, *In: ICONO'95: Nonlinear Optical Interactions and Wave Dynamics, Proc. SPIE 2800*, p. 341–350 (1996).