



Universitatea Națională de Științe și
Tehnologie POLITEHNICA București



Școala Doctorală de Inginerie și Aplicații ale Laserelor și
Acceleratoarelor

TEZĂ DE DOCTORAT

Rezumat

Dmitrii NISTOR

INVESTIGAREA SI REDUCEREA RETRO-
REFLEXIEI IN SISTEME LASER DE PUTERI MARI

INVESTIGATION AND MITIGATION OF BACK-
REFLECTION IN HIGH POWER LASER SYSTEMS

PhD Supervisor

CS1. Prof. Dr. Cătălin Mihai TICOȘ
POLITEHNICA Bucharest, IFIN-HH/ELI-NP

BUCUREȘTI 2026

Conținut

Conținut	1
Introducere	2
Model geometric de aliniere a oglinzilor de plasma	4
Modelul Teoretic.....	5
Evaluarea riscurilor de deteriorare optică prin simularea amplificării luminii BR în sistem laser multi-PW	10
Metodologie	10
Ecuația Frantz-Nodvik	12
Comisionarea sistemului de monitorizare a retro-reflexiei pentru iradierea cu multi-PW a țintelor solide	17
Sistemul Full aperture image relay (FAIR).....	18
Sistemul Small aperture monitoring (SAM)	20
Rezultate.....	21
Alte contribuții la reducerea retro-reflexiilor	23
Rotatoare de polarizare bazate pe reflexie	23
Capturarea retro-reflexiei la experimente de 1 PW	25
Referințe	28

Introducere

Apariția tehnicii Chirped Pulse Amplification¹ (CPA) în 1985 a revoluționat domeniul fizicii laserelor, permițând generarea unor pulsuri laser cu puteri extrem de mari. Aceste progrese au impulsat dezvoltarea unor instalații laser din ce în ce mai puternice, capabile să atingă puteri de vârf extreme și să faciliteze noi experimente într-o varietate largă de domenii științifice. Înainte de introducerea CPA, puterea laserelor era sever limitată de riscul deteriorării materialelor de amplificare. Sistemele timpurii, care funcționau fără CPA, puteau atinge doar puteri de ordinul gigawaților (GW) în anii 1960 și 1970.

În procesul CPA, un puls cu bandă largă este generat într-un oscilator, după care este întins temporal folosind un dispozitiv optic (stretcher), care constă de obicei din rețele de difracție. După amplificare, pulsul este recomprimat până la durată sa inițială. Prin întinderea temporală a pulsului înainte de amplificare și comprimarea sa ulterioară, CPA permite amplificarea în siguranță a pulsurilor de ordinul femtosecundelor până la nivelul petawaților^{2,3} (PW), fără a provoca degradarea componentelor optice. Acest lucru este posibil deoarece fluența maximă acceptată de elementele optice este invers proporțională cu durată pulsului laser; astfel, pulsurile mai lungi pot tolera valori mai mari ale fluenței fără a deteriora optica, deoarece energia este distribuită pe o durată mult mai mare, reducând în același timp riscul de șocuri termice sau mecanice. Dependența dintre fluența prag de deteriorare F_{th} și durată pulsului τ poate fi exprimată prin următoarea relație empirică, presupunând că difuzia termică joacă un rol dominant în procesul de deteriorare:

$$F_{th}(\tau) \propto \sqrt{\tau} \quad (1)$$

Această relație se menține într-o măsură rezonabilă în intervalul de durate ale pulsurilor cuprins între regimul nanosecundelor și câteva picosecunde. Presupunând o valoare reprezentativă a fluenței prag de deteriorare $F_{th} = 10 \text{ J cm}^{-2}$ la o durată a pulsului $\tau = 1 \text{ ns}$ pentru o oglindă dielectrică de înaltă calitate cu bandă largă (50 nm), această scalare prezice praguri de aproximativ 0.32 J cm^{-2} pentru pulsuri de 1 ps și 0.1 J cm^{-2} pentru pulsuri de 100 fs.

Tehnica CPA a deschis calea către o gamă vastă de aplicații științifice, inclusiv în fizica câmpurilor intense⁴, optica relativistă și fizica plasmei. Exemple de sisteme laser care au utilizat CPA pentru a atinge niveluri de putere fără precedent includ laserul Titan de la Lawrence Livermore National Laboratory^{5,6}, capabil să genereze aproximativ 0,3 PW, și laserul Vulcan de la Rutherford Appleton Laboratory⁷, care atinge 1 PW. Aceste sisteme constituie platforme fundamentale pentru explorarea interacțiilor relativiste laser-materie. În avangarda dezvoltării laserelor de mare putere se află institutul Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics (ELI-NP), care găzduiește un sistem laser de 10 PW, printre cele mai puternice lasere construite

vreodată. Acest sistem, capabil să livreze 240 J în pulsuri de 24 fs⁸, utilizează o arhitectură hibridă ce combină Optical Parametric Chirped Pulse Amplification (OPCPA) cu tehnica CPA tradițională. Puterea și precizia remarcabilă ale instalației ELI-NP au făcut posibile cercetări în domenii precum accelerarea particulelor⁹ indusă de laser, accelerarea protonilor, electronilor și pozitronilor, accelerarea ionilor, accelerarea prin presiunea radiației (RPA – *Radiation Pressure Acceleration*), accelerarea de tip Target Normal Sheath Acceleration (TNSA), precum și laser wakefield acceleration. Capacitățile laserelor multi-petawatt (multi-PW), precum cele de la ELI-NP¹⁰⁻¹⁵, oferă acces fără precedent la regimurile relativiste și cuantice ale interacțiilor laser–materie. Această teză investighează problema retroreflecției (*back-reflection* - BR) în contextul arhitecturii hibride CPA–OPCPA, utilizând amplificatoare solide pe bază de Titan-Safir (Ti:Sa). Sistemul prezentat este capabil să livreze puteri de vârf de ordinul multi-petawaților (PW) în pulsuri ultracurte cu durate de doar câteva zeci de femtosecunde. Deși o astfel de performanță este esențială pentru explorarea regimurilor de intensitate extremă, ea crește semnificativ și riscul apariției BR provenite de la ținte către componentele optice ale sistemului laser. Aceste semnale pot genera o serie de probleme, inclusiv apariția unui zgomot electromagnetic parazit (EMP) nedorit și chiar deteriorarea permanentă a unor elemente sensibile din lanțul de amplificare.

Obiectivul central al acestei lucrări este caracterizarea mecanismelor de BR a radiației laser în condiții de iradiere de mare intensitate și identificarea unor strategii eficiente pentru atenuarea acestui fenomen. În acest scop, studiul combină diagnostice experimentale, modelare numerică și evaluarea unor măsuri de protecție atât pasive, cât și active. Scopul final este creșterea siguranței operaționale și a stabilității sistemelor laser multi-PW, prin reducerea impactului luminii BR nedorite. Prin această investigație, teza contribuie la efortul mai larg de optimizare a infrastructurilor laser ultrarapide de mare putere, astfel încât acestea să poată funcționa în mod fiabil și reproductibil în condiții experimentale. Studiul de față a fost motivat de probleme reale întâmpinate în cadrul High-Power Laser System (HPLS) de la ELI-NP, unde mai multe incidente de deteriorare a componentelor au fost cauzate de BR provenite de la ținte solide. Pe măsură ce intensități extreme sunt aplicate rapid pe suprafața țintei, ionizarea are loc pe o scară temporală sub-ciclică prin mecanisme de ionizare în câmp, precum ionizarea multiphotonică și ionizarea prin tunelare, urmate de ionizare colizională și de impact rapidă. Pe măsură ce electronii legați sunt eliberați, materialul inițial solid este transformat aproape instantaneu într-o plasmă densă. Frecvența plasmei guvernează răspunsul dielectric al mediului și, implicit, indicele său de refracție. Odată ce $\omega_p > \omega$, plasma devine supradensă, iar porțiunea rămasă a impulsului incident este în principal redirecționată, mai degrabă decât transmisă. Gradientul abrupt de densitate la frontiera plasmei conduce la reflexie și refracție puternice, distribuția unghiulară fiind determinată de profilul evolutiv al plasmei. Prin explorarea relației dintre parametrii fasciculului laser și răspunsul țintei, această cercetare contribuie la dezvoltarea unor strategii îmbunătățite pentru prevenirea retroreflecției, asigurând astfel operarea sigură și eficientă a sistemelor laser multi-PW în viitor. În timpul experimentelor de punere în funcțiune (*comisionare*) ale laserului de 10 PW, au fost iradiate zeci de ținte, atât solide, cât și gazoase. Analiza semnalului de BR a evidențiat o diferență clară între aceste două

tipuri de ținte în ceea ce privește energia reflectată înapoi către sistem. În cazul țintelor gazoase, deși semnalul BR este încă observabil, acesta este în general mult mai slab și, de regulă, nu ajunge până în zona laserului (*laser bay*). Cel mai probabil, acest lucru se datorează pierderii coerenței și proceselor de împrăștiere care au loc în timpul generării luminii BR.

În termeni simpli, în cazul particular de comparație al țintelor gazoase cu cele solide, noțiunea generală de interacțiune laser–materie este o simplificare excesivă. Compararea iradierii cu laser de mare putere a țintelor gazoase și solide este analogă cu diferența dintre un automobil care își transferă energia prin interacțiuni stocastice prin rezistența aerului și unul în care se lovește de un perete solid. Mediul gazos, deși reactiv, permite un schimb de energie difuz și gradual, în timp ce o țintă solidă, caracterizată printr-o interfață de mediu bine definită și abruptă, conduce la o interacțiune mult mai bruscă și intensă. Tocmai această bruscă delimitare a mediilor face ca țintele solide să fie semnificativ mai sensibile la proprietățile fasciculului laser și mai susceptibile la generarea unor efecte parazite, precum BR. Această distincție este fundamentală, iar în consecință țintele solide reprezintă obiectul principal de interes al prezentei teze.

Model geometric de aliniere a oglinzilor de plasma

O soluție des întâlnită pentru această provocare este oglinda de plasmă (plasma mirror – PM). Un PM este o componentă folosită frecvent în sistemele laser de mare intensitate pentru a îmbunătăți contrastul temporal al pulsurilor ultracurte. Aceasta funcționează ca un comutator optic dependent de intensitate: la intensități scăzute ($<10^{14} \text{ W cm}^{-2}$) este transparentă sau antireflectivă (AR), iar la intensități ridicate devine puternic reflectivă, acționând astfel ca o poartă optică ultrarapidă.

Principiul de funcționare se bazează pe interacțiunea neliniară dintre câmpul laser incident și o suprafață solidă, de regulă prevăzută cu un strat AR optimizat pentru banda spectrală a pulsului laser. La intensități scăzute (provenite din pre-pulsuri, pulsuri satelit sau zgomet de tip pedestal), stratul optic își menține proprietățile antireflex proiectate, permițând acestor componente de energie redusă să treacă prin suprafață fără a produce o interacțiune semnificativă. Pulsul principal însă prezintă o intensitate de vârf mult mai mare (de regulă depășind $10^{15} \text{ W cm}^{-2}$). Atunci când acest prag de intensitate este atins, frontul pulsului principal ionizează suprafața substratului oglinzii de plasmă, formând rapid un strat de plasmă supradensă în decurs de câteva femtosecunde. Plasma astfel generată atinge o densitate critică a electronilor pentru care indicele de refracție devine aproape nul la lungimea de undă incidentă, ceea ce face ca suprafața să devină puternic reflectivă ca urmare a schimbării bruște a proprietăților optice. În consecință, restul pulsului principal de mare intensitate este reflectat cu o întârziere temporală

minimă. Pe scurt, oglinda de plasmă este un element optic care exploatează dependența reflectivității de intensitate a unei suprafețe antireflex pentru a suprima pre-pulsurile și lumina de tip pedestal, reflectând în același timp pulsul principal de mare intensitate către țintă.

În cadrul acestei lucrări, obiectivul nostru este simplificarea procedurii de aliniere a PM, prin furnizarea unui set de relații geometrice care permit estimarea precisă a intensității pe suprafața PM în funcție de poziționarea și parametrii configurației experimentale. O reprezentare schematică a geometriei experimentale este prezentată în Figura 1. Prin integrarea unor factori cheie, precum diametrul fascicului, puterea pulsului și geometria oglinzii parabolice off-axis (off-axis parabolic mirror – OAP), am conceput un model geometric generalizat, destinat să ofere ghiduri practice pentru optimizarea performanței oglinzii de plasmă în sistemele laser de mare putere.

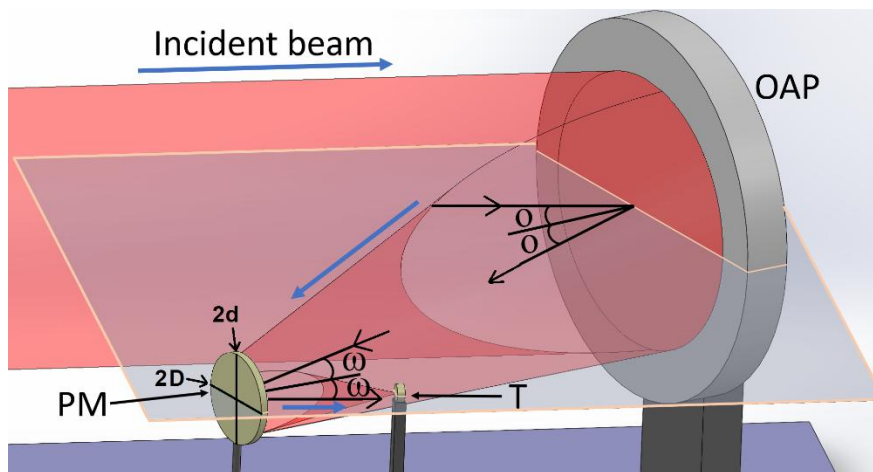


Figura 1 Reprezentare a configurației experimentale. Fasciculul colimat incident este reflectat de OAP și focalizat pe țintă prin intermediul PM-ului. Axele minoră și majoră ale profilului fascicului elipsoidal format pe PM sunt notate cu d și D , respectiv. Planul orizontal care conține jumătățile de unghi ale OAP și PM (adică $\hat{o}$ și $\hat{\omega}$, respectiv) este evidențiat și va fi utilizat ulterior în Figura 2 pentru determinarea modelului teoretic.

Modelul Teoretic

Dezvoltarea unui model geometric precis pentru poziționarea PM necesită o analiză cuprinzătoare a tuturor factorilor care influențează interacțiunea fascicului cu suprafața PM. Un parametru esențial este semiunghiul OAP raportat la fasciculul incident, notat $\hat{o}$, care determină modul în care fasciculul laser este distribuit pe suprafața acesteia. Un unghi OAP mai mare conduce la o distribuție elipsoidală mai alungită a fascicului, influențând astfel modelul geometric, așa cum este ilustrat în Figura. 1. În cadrul acestui model teoretic se presupune că unghiurile $\hat{o}$ și $\hat{\omega}$ se află în același plan, o configurație frecvent întâlnită în geometriile experimentale. În cele ce urmează, curbura oglinzii OAP este neglijată, iar paraboloidul OAP este aproximat printr-un plan. Unghiul $\hat{\omega}$ generează propria proiecție elipsoidală a fascicului pe

suprafața PM, în același plan. Pentru a lua în considerare aceste particularități geometrice, împărțim calculele în două componente: axa minoră și axa majoră ale profilului elipsoidal al fascicului pe suprafața PM. Aceste două valori sunt necesare pentru determinarea suprafeței S .

$$S = \pi \cdot d \cdot D \quad (2)$$

unde d și D reprezintă razele corespunzătoare axei minore și axei majore ale elipsei. Axa minoră $2d$ este independentă de unghiurile $\hat{o}$ și $\hat{\omega}$. Aceasta depinde exclusiv de distanța x față de punctul focal, de distanța focală efectivă f și de diametrul inițial al fascicului laser Φ . Această axă este determinată prin relații geometrice simple care implică parametrii, după cum urmează:

$$d = \frac{\Phi \cdot x}{2f} \quad (0)$$

Axa majoră $2D$, în schimb, este influențată de întregul set de parametri, incluzând atât unghiurile $\hat{o}$, cât și $\hat{\omega}$. Aceasta devine asimetrică față de axa centrală de propagare a fascicului atunci când $\hat{o}$ și $\hat{\omega}$ au valori diferite. Pentru a o calcula, împărțim această axă în raport cu axa centrală a fascicului și o descompunem în două probleme geometrice distincte, determinând lungimile segmentelor i și j .

$$D = \frac{i + j}{2} \quad (4)$$

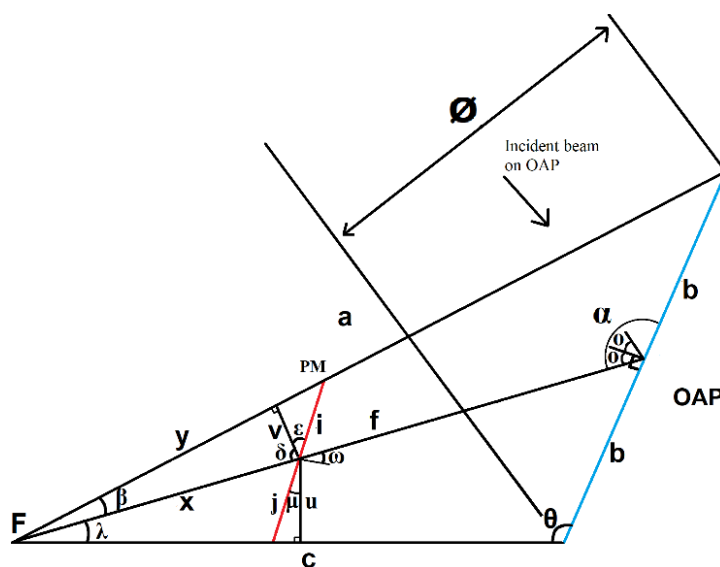


Figura 2 Model geometric care ilustrează planul orizontal al axei majore. Φ reprezintă diametrul fascicului incident pe OAP, iar PM este situat la o distanță x față de punctul focal F , care corespunde poziției țintei. Lungimea focală efectivă a OAP este f , iar lățimea spotului laser incident pe OAP este $2b$.

Un model geometric detaliat al axei majore și al dependențelor acesteia este prezentat în Figura 2. În această reprezentare, oglinda parabolică off-axis (OAP) și oglinda de plasmă (PM) sunt ilustrate prin linii drepte, albastră și respectiv roșie. De asemenea, traiectoria fasciculului după interacțiunea cu PM este reprezentată în spatele oglinzii, aceasta fiind o convenție standard în optica geometrică pentru descrierea suprafețelor reflectoare. Pe baza diametrului fasciculului Φ și a unghiului $\hat{o}$, determinăm proiecția fasciculului pe suprafața OAP.

$$b = \frac{\Phi}{2 \cos(\hat{o})} \quad (5)$$

Din f , b și $\hat{\alpha}$ ($\hat{\alpha} = 90^\circ + \hat{o}$) aplicăm teorema cosinusului și obținem distanța a :

$$a = [f^2 + b^2 - 2bf \cos(90^\circ + \hat{o})]^{1/2} \quad (6)$$

Având în vedere că toate laturile a , b and f sunt cunoscute, putem afla $\hat{\beta}$ utilizând din nou teorema cosinusului:

$$\cos(\hat{\beta}) = \frac{a^2 + f^2 - b^2}{2af} \quad (7)$$

Pentru a facilita determinarea lui i , trasăm o linie v din punctul de intersecție dintre PM și axa centrală a fasciculului, perpendiculară pe latura a . Introducem acest construct geometric auxiliar, care formează un triunghi dreptunghic cu laturile x , y și v , necesar pentru stabilirea relațiilor dintre parametrii de intrare cunoscuți. Astfel, v poate fi determinat cu ușurință: ($v = x \sin \hat{\beta}$). De asemenea, poate fi dedus și unghiul nou format $\hat{\epsilon}$ ($\hat{\epsilon} = 90^\circ + \hat{\omega} - \hat{\delta}$, unde $\hat{\delta} = 90^\circ - \hat{\beta}$). În aceste condiții, putem calcula i ($i = v / \cos \hat{\epsilon}$); prin aceasta se încheie prima parte a problemei.

În mod similar cu determinarea lui i , putem calcula pe j . Având o cunoaștere completă a triunghiului Δabf , obținem implicit informații și despre unghiul $\hat{\lambda}$ ($\hat{\lambda} = \hat{\alpha} - \hat{\theta}$), precum și despre $\hat{\theta}$ și c :

$$c = \left\{ a^2 + 4b^2 - 4ab \cos \left[90^\circ - \arccos \left(\frac{a^2 + f^2 - b^2}{2af} \right) - 0 \right] \right\}^{1/2} \quad (8)$$

unde argumentul funcției cosinus din ecuația (8) este $180^\circ - \hat{\theta} - \hat{\lambda} - \hat{\beta} = 90^\circ - \hat{\beta} - \hat{o}$ iar $\hat{\beta}$ este obținut din ecuația (7). Având informații despre c , putem calcula unghiul $\hat{\theta}$:

$$\hat{\theta} = \arccos \left(\frac{4b^2 + c^2 - a^2}{4cb} \right) \quad (9)$$

Trasarea unui segment de dreaptă u din punctul de intersecție dintre PM și axa centrală a fasciculului, perpendicular pe latura c , conduce la formarea unui triunghi dreptunghic,

din care pot fi determinate u și j : $u = x \sin \hat{\lambda}$, $j = u / \cos \hat{\mu}$, unde $\hat{\mu} = \hat{\epsilon} + \hat{\delta} - 90^\circ - \hat{\lambda}$ și $\hat{\mu} = 90^\circ + \hat{\delta} - \hat{\theta}$.

Pornind de la aceste rezultate, procesul de derivare a unei formule mai generalizate poate fi simplificat în continuare. Prin integrarea tuturor dependențelor geometrice prezentate anterior, mai multe variabile pot fi substituite, obținându-se astfel o expresie generalizată atât pentru i , cât și pentru j .

$$i = \frac{x \sin \left[\arccos \left(\frac{a^2 + f^2 - b^2}{2af} \right) \right]}{\cos \left[\arccos \left(\frac{a^2 + f^2 - b^2}{2af} \right) + \hat{\omega} \right]} \quad (10)$$

$$j = \frac{x \sin \left[90^\circ + \hat{\delta} - \arccos \left(\frac{4b^2 + c^2 - a^2}{4bc} \right) \right]}{\cos \left[\hat{\omega} - 90^\circ - \hat{\delta} + \arccos \left(\frac{4b^2 + c^2 - a^2}{4bc} \right) \right]} \quad (11)$$

Cunoaștem de asemenea dependența dintre aria S , puterea pulsului laser P și intensitatea I ($S = P/I$). Astfel putem enunța o forma generalizată a intensității pe PM din ecuația(2):

$$\frac{P}{I} = \frac{\pi x \Phi(i + j)}{4f} \quad (12)$$

unde i, j, a, b și c sunt date de ecuațiile (10), (11), (6), (5) și (8). Luând în considerare aceste particularități geometrice, modelul propus oferă un cadru generalizat și robust pentru optimizarea poziționării PM în sistemele laser de mare putere.

Aplicăm acest model în condițiile și constrângerile unui aranjament experimental real, care utilizează un fascicul de 1 PW furnizat de sistemul HPLS de la ELI-NP. În experimentul nostru, laserul a avut o energie per puls de 24 J și o durată de ~ 24 fs. Scopul campaniei experimentale desfășurate în configurația de 1 PW a fost iradierea diferitelor tipuri de ținte de filme subțiri, în vederea evaluării accelerării protonilor.

Configurația specifică prezentată aici a permis accelerarea protonilor până la energii de tăiere (*cut-off*) de aproximativ 20–30 MeV, utilizând ca ținte foi de Al și DLC (Diamond-Like Carbon), cu grosimi cuprinse între 0,16 și 3 microni.

Prin înlocuirea variabilelor din modelul generalizat, dat de ecuația (12) cu parametrii experimentali corespunzători, obținem:

$$\frac{P}{I} = 2.11 \times 10^{-3} x^2 \left[\frac{0.1264}{\cos(7.25^\circ + \omega)} + \frac{0.1409}{\cos(\omega - 8.1^\circ)} \right] \quad (13)$$

Unde x este în cm. Obținem variația lui x în funcție de $\hat{\omega}$ pentru intensități discrete I :

$$x = \left[\frac{4.74 \times 10^2}{\left(\frac{I}{P} \right) \left[\frac{0.1264}{\cos(7.25^\circ + \omega)} + \frac{0.1409}{\cos(\omega - 8.1^\circ)} \right]} \right]^{1/2} \quad (14)$$

Unde variația raportului I/P este dependent de intensitatea pe PM ($I/P = 1$ pentru intensități de 10^{15} W/cm^2). Utilizând ecuația (13) generăm o hartă 3D ce arată dependența dintre I , x , și unghiul ω văzut în Figura .

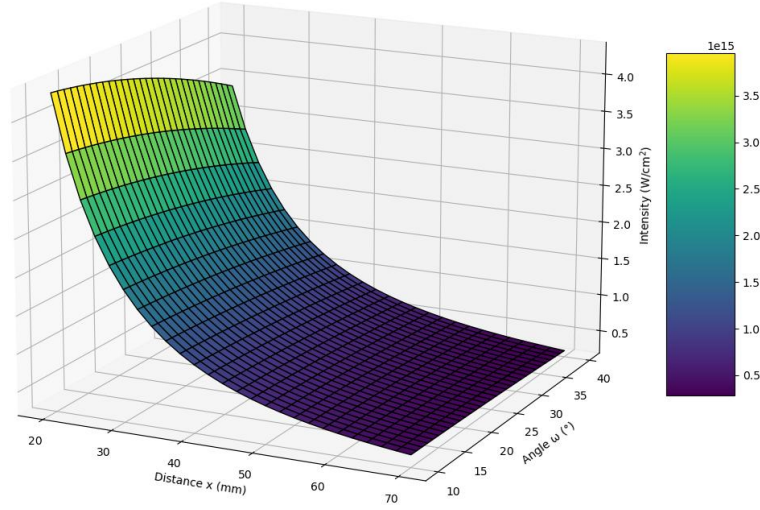


Figura 3 Hartă 3D reprezentând dependența dintre intensitate I pe PM, poziția x și unghiul ω .

Harta prezentată poate fi utilizată pentru a deduce evoluția parametrilor între diferite configurații experimentale și constrângeri fizice.

În concluzie, așa cum reiese din această lucrare, PM sunt cele mai eficiente în sistemele în care un contrast temporal ultraridic este esențial, cum ar fi în experimentele de interacțiune laser-plasmă, unde chiar și pre-pulsuri slabe pot provoca ionizare prematură sau deformarea țintei¹⁶. Integrarea acestora în sisteme multi-petawatt bazate pe CPA și OPCPA, precum și alinierea lor precisă, au devenit metode standard pentru menținerea calității fasciculului și asigurarea unei interacțiuni curate și de înaltă fidelitate cu ținte solide sau structurate.

Evaluarea riscurilor de deteriorare optică prin simularea amplificării luminii BR în sistem laser multi-PW

Progresele continue în știința laserelor și în tehnologiile de fabricație a materialelor au deschis calea dezvoltării unor instalații laser din ce în ce mai puternice. Dintre acestea, sistemele laser multi-petawatt au devenit instrumente fundamentale în fizica experimentală modernă, necesitând niveluri tot mai ridicate de rafinament în inginerie, diagnosticare și modelare predictivă. Pe măsură ce aceste sisteme de mare putere devin tot mai complexe, crește și necesitatea unor cadre de simulare robuste, capabile să descrie cu acuratețe comportamentul lor.

În acest capitol, prezentăm un model computațional bazat pe formalismul Frantz–Nodvik, dezvoltat pentru a simula dinamica amplificării în cadrul arhitecturii HPLS de la ELI-NP. Acest cadru are ca obiectiv reproducerea fidelă a procesului fizic de amplificare de-a lungul mai multor amplificatoare din sistem. Scopul inițial este obținerea unei concordanțe cât mai bune cu comportamentele măsurate și bine caracterizate ale configurației HPLS existente. Odată validată această concordanță cu sistemul „cunoscut”, modelul este extins către regimuri „necunoscute”, prin simularea răspunsului în condiții alternative de amplificare și prin modelarea amplificării semnalelor de BR provenite de la țintele experimentale.

La nivel fundamental, cadrul este susținut de un motor de simulare implementat în Python. Acesta integrează, de asemenea, un algoritm de optimizare utilizat pentru ajustarea fină a parametrilor amplificatoarelor, în vederea alinierii mai bune cu datele experimentale, precum și o componentă dedicată simulării amplificării semnalelor BR generate de ținte. Un aspect critic în operarea sistemelor laser de mare putere este limitarea deteriorării optice cauzate de BR sau de B-integral, la care sunt deosebit de vulnerabile elementele optice care funcționează aproape de pragul de deteriorare sau care prezintă straturi AR.

Abordarea alternativă propusă aici vizează reducerea numărului de PM utilizate, sau chiar eliminarea acestora din configurație, pentru a valorifica integral energia pulsului și calitatea focalizării pe țintă. Pentru a realiza acest obiectiv, este necesară diminuarea riscurilor asociate retroreflecției. Acest lucru este posibil prin realizarea unor simulări precise ale amplificării BR, care permit anticiparea și limitarea potențialelor efecte de deteriorare.

Metodologie

În cadrul HPLS, proiectarea amplificatoarelor ia în considerare necesitatea unei flexibilități a puterii de ieșire, astfel încât fiecare amplificator să poată furniza energia necesară pentru atingerea nivelurilor de 100 TW și 1 PW pe țintă. Atunci când sistemul funcționează în regimul de amplificare completă pentru a atinge puteri de vârf de 10 PW, amplificatoarele anterioare operează într-un regim redus, furnizând doar energia necesară pentru a „seed-ui” amplificatorul următor. Primul avantaj al acestei abordări constă în evitarea injectării unei energii inutile și excesive în amplificatoarele ulterioare. Această strategie conduce la o creștere semnificativă a duratei de viață a numeroase componente optice și electrice, precum lămpile flash și condensatorii, prezente în special în laserele de pompaj și în sistemul de amplificare. Un alt avantaj esențial este reducerea fazei neliniare acumulate de pulsul laser în timpul propagării prin medii cu indice de refracție neliniar, cum sunt cristalele Ti:Sa.

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I(z) dz \quad (15)$$

Este evident că acumularea B-integral crește liniar cu intensitatea fasciculului laser. Un B-integral ridicat este nedorit, deoarece indică o distorsiune de fază neliniară semnificativă, care poate degrada calitatea fasciculului, reduce capacitatea de focalizare și conduce la fenomene precum filamentarea sau autofocalizarea pe scară largă. Dezavantajul acestui mod de operare constă în eficiența redusă de extracție și în creșterea câștigului rezidual (în regimul post-puls), ceea ce poate amplifica suplimentar lumina BR provenită de la țintă. Acest fenomen reprezintă un potențial risc pentru integritatea sistemului laser. Într-un scenariu alternativ, creșterea nivelului de pompaj al amplificatoarelor în stare solidă poate conduce, într-un mod aparent contraintuitiv, la un câștig mai redus în regimul post-puls. Acest efect apare datorită îmbunătățirii eficienței de extracție, pe măsură ce amplificatoarele funcționează într-un regim mai stabil și mai apropiat de saturație. În consecință, se reduce capacitatea de amplificare a oricărei lumini BR provenite de la țintă.

Ecuatia Frantz-Nodvik

Ecuatia Frantz–Nodvik reprezintă un model bine stabilit pentru descrierea procesului de amplificare a pulsurilor laser într-un mediu activ. Aceasta ia în considerare saturația mediului de amplificare, permițând predicții precise ale energiei la ieșire. Ecuatia Frantz–Nodvik este:

$$J_{out} = J_{sat} \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{J_{in}}{J_{sat}} \right) - 1 \right] \exp \left(\frac{J_{stock}}{J_{sat}} \right) \right\} \\ = J_{in} G_E \quad (16)$$

Fluența de intrare J_{in} poate fi calculată prin împărțirea energiei de intrare (sau a pulsului seed) la aria secțiunii transversale a fasciculului: $J_{in} = E_{in}/\pi r^2$. unde J_{sat} reprezintă fluența de saturație, o proprietate intrinsecă a cristalului. Deși, în tratamentele energetice, este o practică obișnuită să i se atribuie o valoare constantă, într-o abordare spectrală J_{sat} depinde atât de lungimea de undă a pulsului seed, cât și de secțiunea eficace de emisie a cristalului, așa cum este evidențiat în Ecuatia (17):

$$J_{sat} = \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot \sigma_\lambda} \quad (17)$$

J_{stock} reprezintă fluența de pompaj absorbită, care este corelată cu eficiența cuantică determinată de raportul dintre lungimile de undă ale pulsului seed λ_{in} și ale pompei λ_p , precum și cu un factor de pierderi arbitrar, influențat de absorbția fasciculului de pompaj în cristal, notată A :

$$J_{stock} = \left(A \frac{\lambda_p}{\lambda_{in}} \right) \frac{E_p}{\pi r^2} \quad (18)$$

Analiza de față este limitată strict la domeniul energetic, iar o posibilă limitare a metodologiei actuale constă în neglijarea chirp-ului temporal al fasciculului și a lățimii sale spectrale mari (aproximativ 100 nm). Pentru a obține o reprezentare mai fidelă a unui amplificator real, au fost colectate măsurători ale energiei pentru fiecare trecere prin amplificator, acesta fiind operat la un anumit nivel al energiei de pompaj. Astfel, s-a construit un tabel de referință cu valori experimentale, utilizat pentru calibrarea simulării.

Această calibrare implică ajustarea fină a unui set de parametri ai amplificatorului, astfel încât energiile simulate să reproducă cât mai fidel valorile măsurate. În acest scop, a fost dezvoltat un script în Python, care aplică Ecuatia (16) pentru fiecare trecere prin amplificator, utilizând intervale aproximative cunoscute pentru fiecare parametru de intrare. Algoritmul actualizează valorile J_{in} și J_{stock} la fiecare trecere, conform descrierii anterioare. Prin utilizarea acestui algoritm de optimizare, au fost determinați parametrii specifici care caracterizează fiecare amplificator din cadrul HPLS. Toate datele obținute sunt centralizate și utilizate pentru simularea amplificării fasciculului laser pe întregul lanț HPLS. În acest scop, a fost dezvoltat un al doilea script, care aplică

Ecuția (16) în mod iterativ, trecere cu trecere și amplificator cu amplificator, ținând cont de scăderea câștigului după fiecare trecere prin cristal, precum și de expansiunea progresivă a fasciculului pe măsură ce acesta intră în fiecare nou amplificator. Pentru a crește acuratețea modelului, este necesară luarea în considerare a unui fenomen prezent în Amp 1.2, și anume lentila termică (thermal lensing). Operarea la rate ridicate de repetiție și la energii mari conduce la formarea unei lentile termice puternice în cristal. În sistemul fizic real, acest efect este compensat prin injectarea pulsului seed cu o divergență relativ mare (~ 2 mrad). Această metodă este eficientă, însă determină extinderea fasciculului dincolo de regiunea pompată, ceea ce conduce la tăierea parțială (clipping) a fasciculului la fiecare trecere prin cristal.

Pentru a simula această atenuare prin clipping, am calculat lentila termică a cristalului și am dezvoltat un model geometric simplificat care aproximează comportamentul fasciculului prin cinci aperturi succesive (corespunzătoare celor cinci treceri), așa cum este ilustrat în Figura 5.

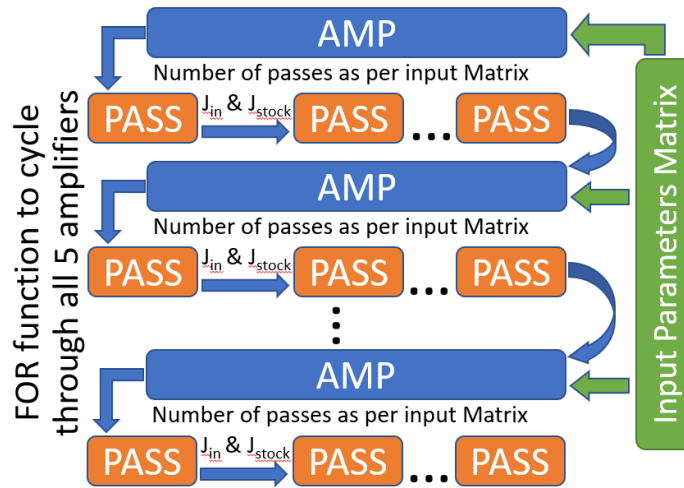


Figura 4 Schema logică a cadrului care modelează lanțul de amplificare. Funcția AMP colectează datele din matricea de intrare și apelează PASS pentru a efectua calculul.

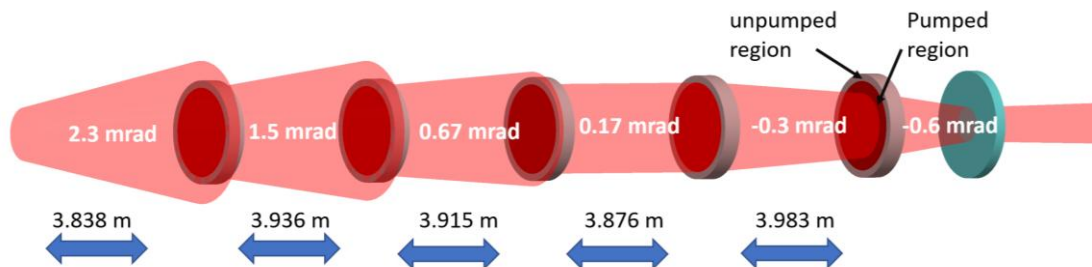


Figura 5 Vedere transversală simplificată a modelului geometric al Amp 1.2, ilustrând clipping-ul fasciculului și evoluția divergenței în timpul amplificării. Zona roșie indică diametrul pompei. Valorile calculate ale atenuării pentru fiecare trecere sunt: 0,71, 0,47, 0,71, 0,95 și 1,24. Se observă că diametrul redus în ultima trecere îmbunătățește eficiența extracției.

În acest context, parametrii utilizați sunt: $\partial n / \partial T \approx 1.4 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$ pentru Ti: Sa, $k \approx 0.4 \text{ W} / (\text{m} \cdot \text{K})$, $P_{\text{abs}} \approx 100 \text{ W}$ pentru Amp 1.2) și $f = 35 \text{ m}$ pentru lentila termică cristalului Amp 1.2.

Având în vedere caracteristicile fasciculului în Amp 1.2, aproximăm evoluția acestuia printr-o abordare geometrică și neglijăm efectele de difracție. Prin raportarea ariei pompei la aria fasciculului seed la intrarea în cristal, obținem un factor de atenuare pentru fiecare trecere. Această metodă asigură faptul că atenuarea energetică simulată, cauzată de fenomenul de *clipping*, reproduce fidel comportamentul real observat în Amp 1.2.

Ultimul pas constă în tratarea unei caracteristici specifice prezente în ultimele trei etape de amplificare, și anume pompajul secvențial. Acesta reduce semnificativ câștigul de vârf responsabil de apariția fenomenului de *transversal lasing*, distribuindu-l pe întreaga durată a procesului de amplificare. Pentru implementarea acestui efect în script, construim un tabel de tip 3×3 (3 treceri $\times$ 3 amplificatoare), care conține valorile energiilor de pompaj, utilizate de funcția AMP atunci când sunt întâlnite aceste treceri specifice. Caracteristicile prezentate permit modelarea fidelă a HPLS în domeniul energetic și constituie o bază solidă pentru integrarea unei analize spectrale. Pentru a descrie evoluția spectrală de-a lungul lanțului de amplificare, alimentăm scriptul cu un spectru real al pulsului seed, extras după DAZZLER. Acest spectru este discretizat în 500 de intervale spectrale (sau felii înguste de lungime de undă) și introdus secvențial, de la „roșu” la „albastru”, în Ecuația (16) sub forma lui J_{in} , actualizând simultan J_{stock} după fiecare iterație. În plus, prin includerea secțiunii eficace de emisie a cristalului pentru fiecare interval spectral, modelul reproduce simultan fenomenele de deplasare spre roșu (red-shifting) și de îngustare a câștigului (gain narrowing).

După calibrarea corectă a tuturor amplificatoarelor și simularea completă a amplificării fasciculului în cadrul HPLS, putem urmări cu precizie intensitatea fasciculului laser pentru a calcula B integral acumulat. Acest lucru se realizează prin implementarea Ecuației (15) în cadrul scriptului de amplificare. Propagarea fasciculului prin cristale este discretizată în 20 de intervale spațiale pentru fiecare trecere, pentru a surprinde creșterea progresivă a intensității în interiorul mediului activ. Scriptul parcurge toate aceste intervale și multiplele treceri prin fiecare cristal, ținând cont de grosimile specifice ale acestora. Pe lângă contribuția cristalelor la B integral, calculul include și efectele propagării libere prin aer între treceri și între amplificatoare, precum și contribuția unei ferestre din silice topită (fused silica) cu grosimea de 65 mm, utilizată pentru injectarea fasciculului în camera optică (OC) aflată în vid. Împreună, aceste contribuții permit determinarea completă a B integral total al sistemului. După ce modelul a fost calibrat cu succes, cadrul a fost extins pentru a simula propagarea și amplificarea semnalului de BR generat într-un experiment prin interacțiunea pulsului laser cu o țintă subțire thin foil¹⁷. Aceasta s-a realizat prin reinjectarea fasciculului prin cele 5 amplificatoare, cu un nivel de energie de intrare de ordinul sutelor de mJ, valoare frecvent observată la țintele solide în timpul campaniei experimentale de 10 PW, utilizând dispozitivele diagnostice personalizate, construite pentru a captura BR.

În estimarea câștigului rezidual, trebuie să ținem cont de decăderea câștigului, care are loc în timpul călătoriei dus-întors a fasciculului între cristal și țintă. Pornind de

la timpul de fluorescență al cristalului Ti:Sa, $\tau = 3.2 \mu s$, putem reprezenta această întârziere ca o pierdere de câștig. Prin injectarea secvențială a fiecărui amplificator cu ieșirea celui anterior, putem cartografia nivelurile de energie pe componentele HPLS în funcție de procentul de BR, așa cum este ilustrat în Figura .

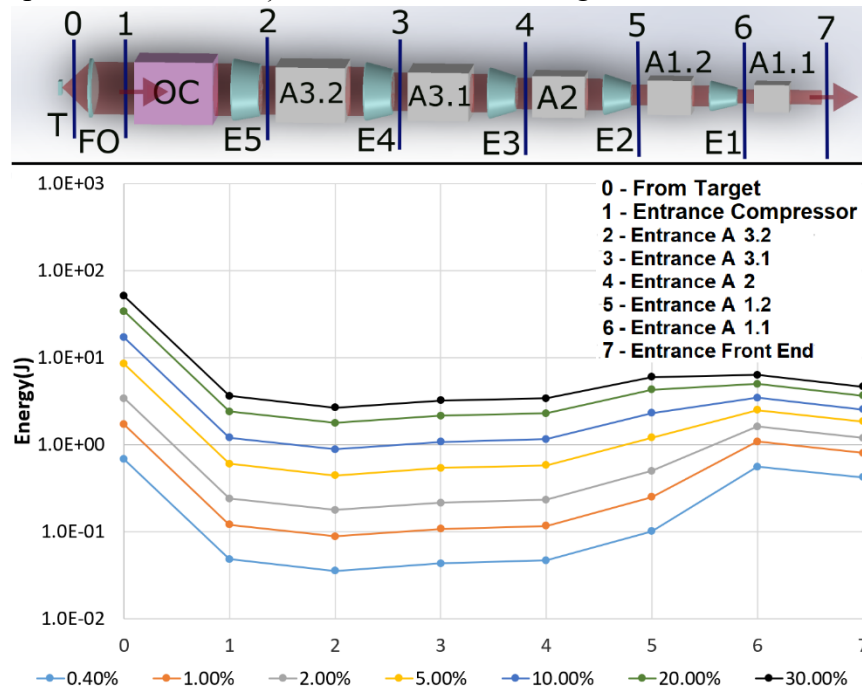


Figura 6 Simulare a amplificării energiei BR în HPLS pentru factori BR cuprinși între 0,4% și 30% reflectați de pe țintă la nivelul de putere 10 PW. Energia este urmărită de-a lungul locațiilor cheie 0–7 în HPLS. Se observă că scăderea bruscă a energiei la locația 1 se datorează reflectivității scăzute a PM-ului deteriorat. Etichetele reprezintă: T – Țintă, FO – Optică de focalizare, OC – Compresor optic, E1, E2, E3, E4, E5 – Extensoare de fascicul, A1.1, A1.2, A2, A3.1 și A3.2 – Amplificatoare care compun lanțul de amplificare.

Așa cum se observă în Figura 6, există un câștig suficient pentru a menține energia pulsului pe întregul lanț al sistemului. În încercarea de a reduce această cascadă de amplificare a BR, păstrând totodată avantajele unui pompaj redus, am explorat, în cadrul simulării, diferite regimuri de pompaj ale HPLS, pentru a observa efectul asupra unui fascicul BR seed-uit cu energia de 0,35 J (echivalent cu $\approx 0,2\%$ reflectat de țintă la 10 PW). Evoluția BR de-a lungul lanțului de amplificare, pentru diferitele scenarii de pompaj analizate, este prezentată în Figura 7.

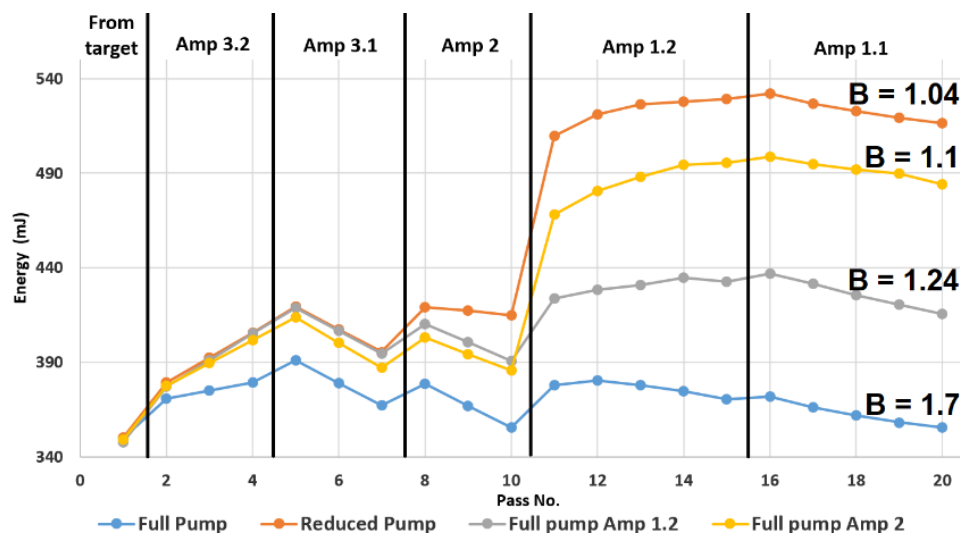


Figura 7 Monitorizarea amplificării BR prin HPLS pentru varii scenarii. Ordinea amplificatoarelor este aliniată cu propagarea luminii BR.

Folosind instrumentele prezentate, am reușit să suprapunem simularea amplificării HPLS (de la Dazzler până la Amp 3.2) cu comportamentul său real, atât în ceea ce privește conținutul spectral, cât și cel energetic, așa cum se observă în figura următoare.

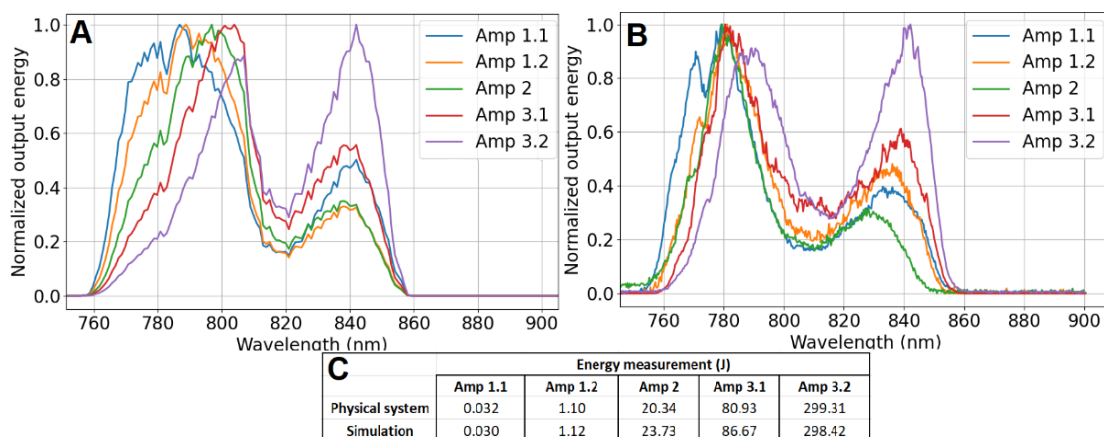


Figura 8 Energie și spectre normalizate la ieșirea fiecărui amplificator din lanț. **A** – amplificarea simulată în domeniul spectral. **B** – spectrele achiziționate de la fiecare amplificator în timpul campaniei experimentale de **10 PW**. **C** – energie măsurată și simulată pentru fiecare amplificator.

Comissionarea sistemului de monitorizare a retro-reflexiei pentru iradierea cu multi-PW a țintelor solide

Aici prezentăm două instrumente noi dedicate instalației de 10 PW, concepute pentru a măsura lumina de retroreflecție (BR) provenită de la țintă și adaptate caracteristicilor sistemului laser, transportului fascicului și zonei experimentale.

Pulsurile laser incidente pe țintă pot avea o energie de vârf de ~ 240 J, o durată a pulsului de ~ 24 fs, lungimea de undă centrală $\omega_L = 810$ nm și polarizare p. Fascicul este focalizat pe țintă într-un spot cu diametrul de câțiva micrometri, utilizând o oglindă parabolică off-axis (OAP) cu distanța focală de 1500 mm și $F\# = 3$.

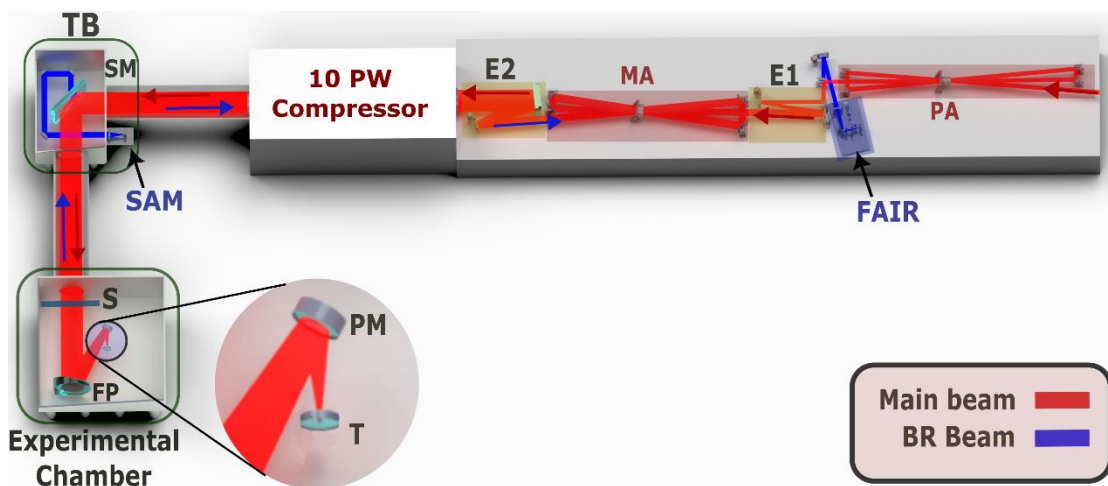


Figure 9 Privire de ansamblu asupra configurației experimentale laser și a locațiilor FAIR și SAM; etichetele reprezintă: A3.1 – Preamplificator 10 PW, A3.2 – Amplificator principal 10 PW, E4 – Al patrulea extensor optic din lanțul de amplificare, E5 – Al cincilea extensor optic, TB – Turning Box, SM – Oglindă de direcționare.

În cele ce urmează, descriem sistemul Full Aperture Image Relay (FAIR), urmat de sistemul Small Aperture Monitoring (SAM). Prezentăm proiectarea și implementarea acestor două sisteme, dedicate zonei experimentale în care pulsurile laser incidente pe țintă ating niveluri multi-petawatt. Prin combinarea unei abordări full-aperture în lanțul laser cu o metodă small-aperture la distanță medie față de țintă, obținem informații detaliate despre caracteristicile temporale, spațiale, energetice și de divergență ale luminii BR. Această strategie permite monitorizarea eficientă a BR în interacțiunile laser-țintă solidă la mare putere.

Sistemul Full aperture image relay (FAIR)

Sistemul FAIR este conceput pentru a captura întreaga apertură a fasciculului BR și pentru a analiza caracteristicile sale. Acesta a fost dezvoltat utilizând software-ul nostru specializat de analiză prin matrice de transfer al razelor, care a servit drept bază atât pentru proiectarea, cât și pentru implementarea sa.

La baza sa, FAIR este un telescop keplerian format din două lentile, L1 și L2, cu distanțe focale $f_1 = 800$ mm și $f_2 = 37$ mm, respectiv, și cu o apertură de intrare de 160 mm. Astfel, magnificația totală $M \approx 0,027$ este utilizată pentru a imagina un obiect plasat la distanța d_o pe un CCD aflat la distanța d_i , în timp ce magnificația telescopului FAIR propriu-zis este $f_2/f_1 \approx 0,046$:

$$d_o = d_i \left(\frac{1}{M} \right)^2 \quad (19)$$

Pentru a putea observa evoluția fasciculului BR cu apertură completă în apropierea opticii sistemului laser, FAIR a fost instalat în interiorul HPLS, între preamplificatorul de 10 PW și amplificatorul principal, unde fasciculul are un diametru de 100 mm. Lumina BR este preluată din scurgerile unei oglinzi dielectrice cu reflectivitate mare, având un factor de transmisie de 0,2%. Între lentilele telescopului, printr-un beam splitter (BS) cu raport transmisie/reflectanță de 98% / 2%, o fracțiune din fascicul este direcționată către un al doilea CCD (FF), echipat cu un senzor de 2448×2048 pixeli și dimensiunea pixelului de 3,45 μ m. Din imaginile capturate de camera FF se poate deduce unghiul de deviație al fasciculului față de axa optică cu o precizie de ~ 5 μ rad și divergența fasciculului cu aproximativ 10 μ rad.

În timpul campaniei de punere în funcțiune a zonei experimentale de 10 PW, mai multe pulsuri BR au fost generate fie de țintă, fie de o oglindă de plasmă (PM) și au fost capturate de FAIR. Suprafața oglinzii mari de deviere (SM), situată în turning box (TB), prezentată în Figura 12, a fost aleasă drept plan de imagistică.

În Figura 10 sunt prezentate patru exemple de utilizare FAIR în timpul calibrării și al tirurilor de 10 PW. Profilul transversal al fasciculului după compresor este afișat în primul rând, în imaginile A, B, C și D. Imaginile corespunzătoare ale BR capturate de camerele NF și FF sunt prezentate în al doilea și al treilea rând, respectiv.

FAIR s-a dovedit a fi un instrument de diagnostic de neprețuit în multiple campanii experimentale multi-PW, capturând cu succes un număr mare de imagini BR pentru diferite configurații de ținte. În ciuda diversității condițiilor experimentale, imaginile au prezentat în mod constant caracteristici structurale similare, deși intensitatea semnalului a variat semnificativ în funcție de tipul și compoziția țintei utilizate. Imaginile capturate au fost ulterior post-procesate folosind un script Python personalizat.

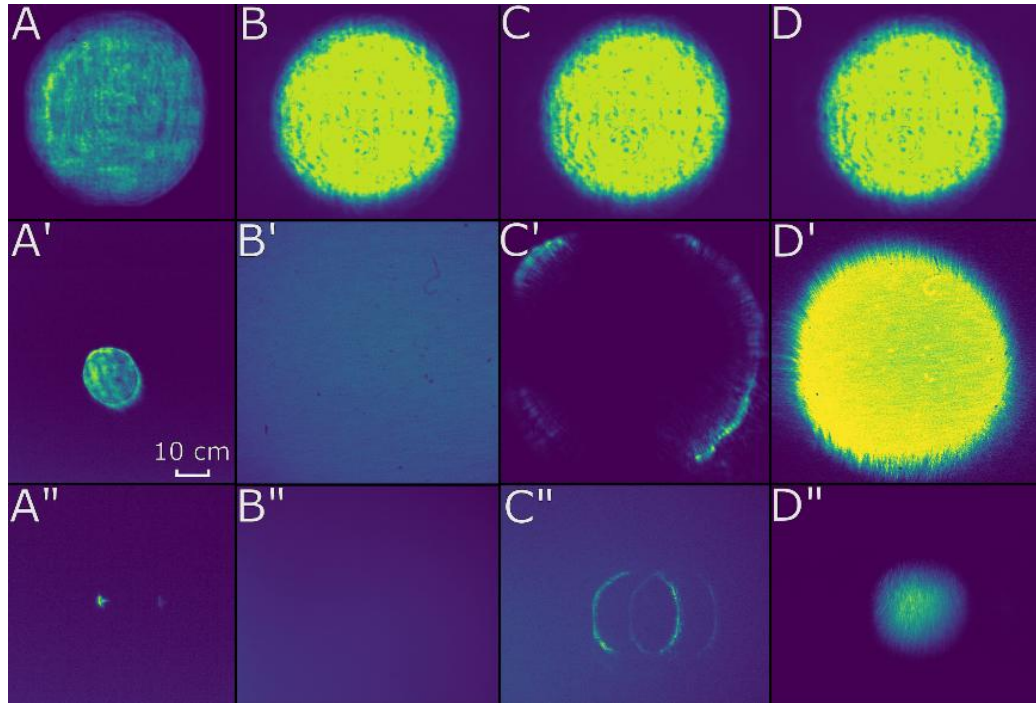


Figura 10 (imagini false-color) **A** – Profilul fasciculului pentru pulsul de ~ 12 mJ trimis către oglinda de 6''; **A'** – NF al fasciculului BR de calibrare de 6''; **A''** – FF al fasciculului BR de calibrare de 6''. **B** – Profilul fasciculului pentru pulsul de 10 PW trimis pe un ecran alb difuziv; **B'** – Răspunsul corespunzător al camerei NF fără imagine; **B''** – Captură corespunzătoare a camerei FF fără semnal. **C** – Profilul fasciculului de 10 PW trimis pe țintă prin intermediul PM; **C'** – Imaginea corespunzătoare a fasciculului BR captată de camera NF în timpul tirului pe țintă cu PM; **C''** – Imaginea corespunzătoare a tirului pe țintă captată de camera FF; imaginea este dublată de **reflexia în două suprafețe a BS-ului** din FAIR, care împarte fasciculul pentru NF și FF. **D** – Profilul fasciculului de 10 PW trimis către PM (fără țintă); **D'** – Imaginea corespunzătoare a fasciculului BR captată de camera NF; **D''** – Imaginea corespunzătoare a fasciculului BR captată de camera FF.

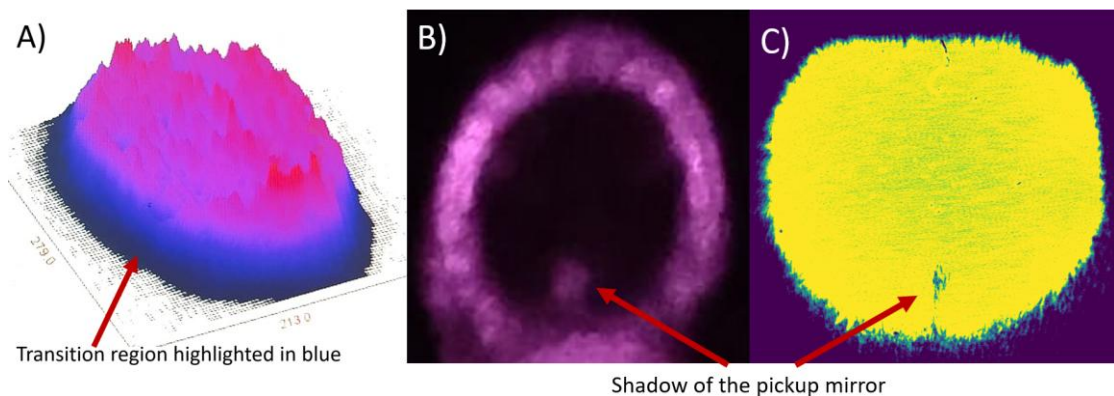


Figure 11 **A)** Hartă 3D a distribuției de intensitate în profilul spațial a fasciculului laser **B)** Profil spațial obținut în testul de reflectanță PM **C)** Captură NF cu FAIRS a fasciculului BR din tragere multi-PW

Din această analiză a reflectivității, concluzionăm că o oglindă de plasmă (PM) utilizată introduce o modulație spațială semnificativă asupra unui fascicul laser care altfel ar fi omogen; acest fenomen este ilustrat în Figura 11 B. Modelele de inele observate seamănă foarte bine cu urmele BR capturate de FAIR în timpul tirurilor multi-PW.

Este demn de remarcat faptul că chiar și detalii mici, precum „umbră” oglinzii de preluare plasate în fața OAP în experiment, sunt reproduse clar. Deși nu este încă clar dacă fasciculul BR provenit de la țintă este el însuși omogen, este acum evident că modulația spațială observată este cauzată exclusiv de caracteristicile suprafeței PM utilizate și nu de divergența fasciculului.

Sistemul Small aperture monitoring (SAM)

În al doilea sistem optic, utilizăm o configurație bazată pe fotodiodă rapidă și fibra optică, cuplată la un spectrometru optic, pentru detectarea și înregistrarea luminii BR.

În cadrul TB, sunt poziționate trei oglinzi dielectrice identice cu diametrul de 6”, optimizate pentru reflexie în intervalul 760–850 nm, într-o configurație care colectează partea centrală a fasciculului BR prin scurgerile oglinzii mari de deviere (SM). Datorită poziționării oglinzilor, similar cu FAIR, acest sistem permite diferențierea spațială între fasciculul incident și fasciculul BR.

Achiziția datelor se realizează folosind un osciloscop de 1 GHz cu o rată maximă de eșantionare de 10 GS/s.

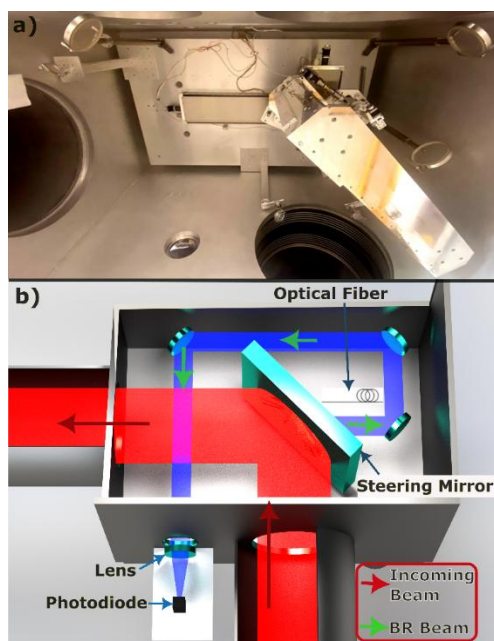


Figure 12 a) Vedere de sus a aranjamentului optic SAM; b) Reprezentare grafică a “turning box” (TB) unde se află SM și SAM. Photodioda reprezentată în negru.

Sistemul SAM înregistrează semnale temporale cu o durată totală de ≈ 150 ns, utilizând o fotodiodă rapidă produsă de Newport Corp., model 818-BB-21, care are un timp de răspuns de 300 ps. Aceasta permite detectarea atât a urmei pulsului laser principal, cât și a pulsurilor BR, având în vedere că întârzierea temporală dintre ele este de aproximativ 120 ns. În plus, fotodioda utilizată a fost calibrată în funcție de energia incidentă, folosind pulsurile laser principale cu energie controlată și scăzută. Această calibrare permite stabilirea unei echivalențe directe între energia BR și semnalul măsurat, aproximativ 9,4 mJ corespunzând unui semnal de vârf de 100 mV pe osciloscop.

Rezultate

În Figura 13 sunt prezentate două tiruri efectuate pe ecran și pe țintă, împreună cu urmele BR corespunzătoare, capturate de sistemul SAM. Pulsul laser principal, care reprezintă în esență lumina dispersată direct de SM, împreună cu artefactele sale, constând în scattering parazitar în interiorul TB, este vizibil în ambele cazuri. În schimb, BR-ul apare cu un delay temporal de aproximativ 98,8 ns și 114,5 ns pentru ecran și țintă, respectiv. Aceasta corespunde foarte bine cu distanțele parcurse de lumină către ecran și țintă, de 29,64 m și 34,35 m, respectiv, și cu lungimile fizice măsurate în zona experimentală: $29,75 \pm 0,1$ m și $35,15 \pm 0,1$ m.

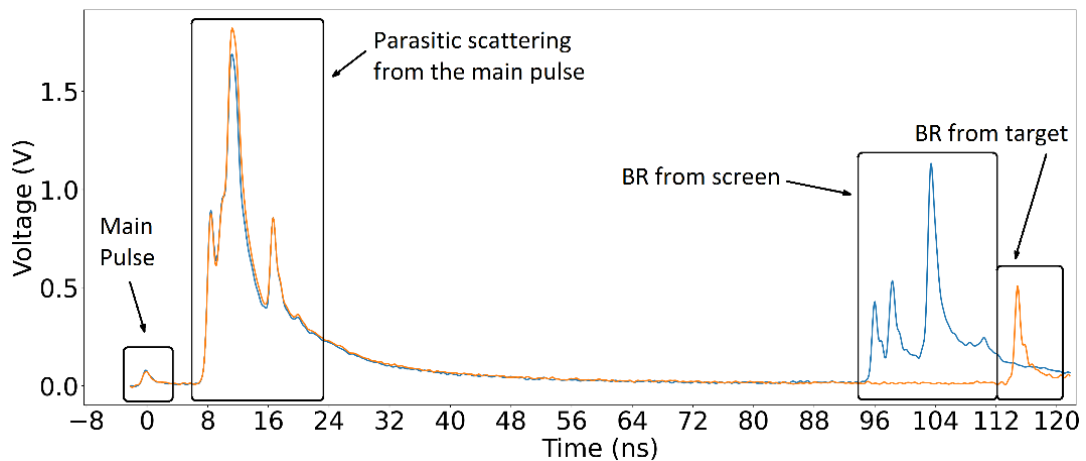


*Figure 13 Captură reprezentând pulsul principal și lumina BR din 2 trageri separate:
Pe ecranul PTFE și folie Al 3 μ m grosime la 10 PW.*

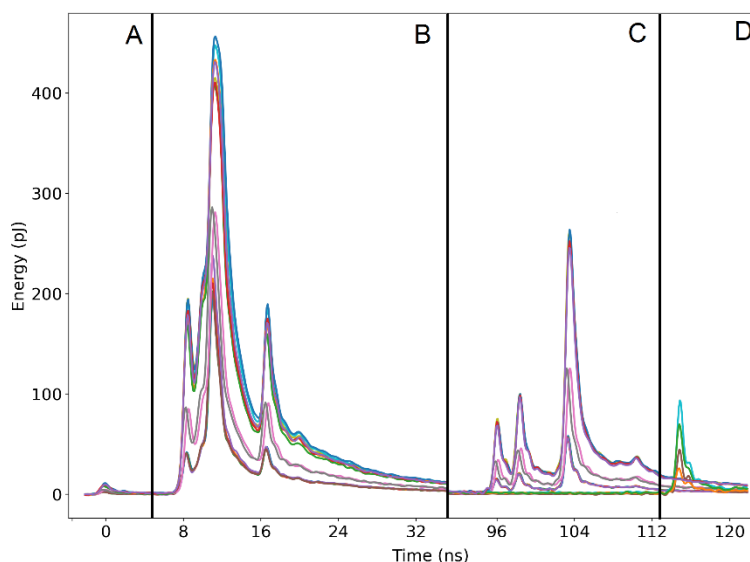


*Figure 14 Date obținute din 20 de trageri laser (cu puteri variind între 5 și 10 PW) livrate în zona experimentală pe ținte și pe ecran alb; **A)** pulsul laser principal incident, **B)** împrăștierea parazită a pulsului principal, **C)** BR de pe ecran, **D)** BR de pe țintă.*

Artefactele pulsului principal menționate anterior sunt generate de dispersia luminii în timpul propagării prin sistemul de transport în vid și interacțiunea cu componente optice precum grătare și oglinzi. Astfel, această iluminare puternică se poate cupla cu ușurință în detector din mai multe direcții, corespunzând vârfulor vizibile în Figura 14 B. Urma pulsului principal, afișată în Figura 14 A, este aproape invizibilă în contrast cu artefactele, deoarece fasciculul este puternic colimat și orientat către țintă. Inițial, s-a presupus că structurile din Figura 14 A și B reprezintă un prepulse puternic, urmat de pulsul laser principal. Ulterior, s-a confirmat că nu există prepulse nanosecund de această intensitate.

Calea optică a luminii care generează vârful din Figura 14 A merge de la suprafața SM la viewport și apoi la sistemul de detecție. Primul vârf din Figura 14 B reprezintă lumina dispersată de SM, colectată de oglinda poziționată în linie cu viewport-ul. Vârful cel mai mare provine de la lumina colectată de oglinda plasată în colțul TB, cu vedere directă către spatele SM. Ultimul vârf este lumina colectată de oglinda poziționată aproape de partea din spate a SM.

Urma BR obținută de pe ecranul alb, prezentată în Figura 14 C, prezintă o structură temporală particulară cu patru regiuni de vârf, observabile în toate tirurile înregistrate. Ecranul PTFE acționează ca un difuzor quasi-Lambertian, dispersând lumina aproape uniform pe întreg unghiul solid. Din întreaga lumină dispersată, cele patru vârfuri clar definite corespund patru căi geometrice distincte parcurse de lumina dispersată până la detector. Analizând geometria sistemului de transport în vid, am determinat că lumina dispersată de pe ecran care ajunge direct la SM prin cea mai scurtă cale este responsabilă pentru primul vârf, deoarece poate ilumina puternic TB. Al doilea vârf este întârziat față de primul de bucla setup-ului BR prezentată în Figura 12, având

o cale optică de $3,98 \pm 0,09$ m. Al treilea semnal începe cu o creștere abruptă, urmată de o descreștere lentă care se contopește cu al patrulea vârf; acesta reprezintă o proporție mare din lumina dispersată de pe ecran, cuplată în tubul de vid, care o direcționează către TB și o iluminează puternic.

Datele experimentale prezentate în acest capitol, obținute prin utilizarea unor setup-uri optice diagnostice construite personalizat și integrate strategic de-a lungul sistemului laser, oferă un complement valoros simulărilor¹⁸. Nu doar că nivelurile de energie retro-reflectată măsurate se aliniază strâns cu predicțiile modelelor numerice, dar ele contribuie și la consolidarea și rafinarea reciprocă a rezultatelor – completând atât lacunele ipotezelor teoretice, cât și observațiile empirice.

Alte contribuții la reducerea retro-reflexiilor

Rotatoare de polarizare bazate pe reflexie

Ca parte a contribuției la îmbunătățirea contrastului și la reducerea BR, am proiectat și am participat la execuția și instalarea în sistem a mai multor periscoape cu apertură mică (compatibile cu oglinzi de 1”) și apertură mare (compatibile cu oglinzi de 3”), precum și la instalarea comutatorului electro-optic. Periscoapele cu apertură mică, prezentate în Figura 15 B, au fost instalate pentru injectarea fasciculului în XPW, OPCPA și optical stretchers. Periscope-ul cu apertură mare, vizibil în Figura 15 A, a fost instalat pentru seed-uirea fasciculului către comutatorul electro-optic. Aceste dispozitive sunt utilizate pentru a înlocui plăcile de undă bazate pe transmisie cu echivalente reflectivă, fără a compromite polarizarea compatibilă a fasciculului injectat.

Pentru a permite prelucrarea eficientă a unui element atât de complex, periscope-ul a fost împărțit în trei componente: Baza – susține cele două oglinzi inferioare și poate fi fixată pe orice breadboard optic; Acoperișul – susține cele două oglinzi superioare; Peretele lateral – conceput pentru a reînforța structura. Deși consolidarea structurală ar fi putut fi realizată prin îngroșarea suportului, făcând peretele lateral inutil, designul ales, cu numeroase elemente subțiri, a fost gândit pentru a minimiza amprenta suportului. Acest lucru a fost esențial pentru zonele cu densitate mare de componente optice și pentru a asigura compatibilitatea cu aplicații viitoare.

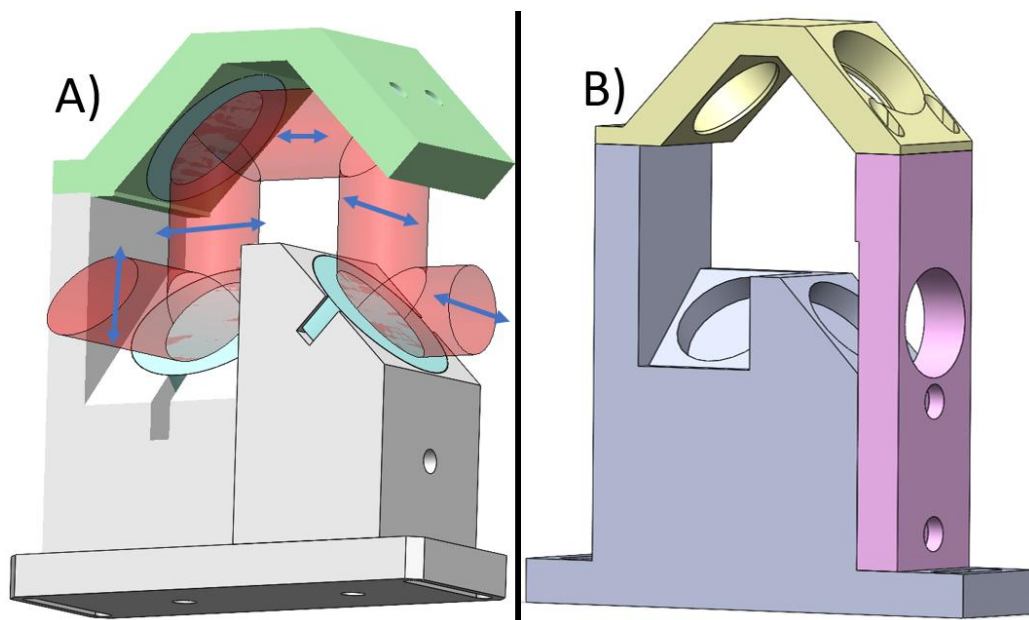


Figure 15 Dublu periscop cu apertură mare (A) și mică (B).

Baza periscope-ului include șanțuri de 7 mm lățime, care permit o ușoară translație și rotație atunci când este fixată pe breadboard folosind două șuruburi M6. O caracteristică similară este integrată și în acoperiș, unde patru șuruburi M3 îl fixează în ansamblu. Această abordare oferă gradele de libertate necesare pentru a poziționa cu precizie fasciculul pe oglinzi și a-l direcționa în aval. Designul periscope-ului pune accent pe o soluție minimalistică și practică – ușor de fabricat, aliniat și întreținut – fără necesitatea echipamentelor de aliniere de mare precizie. Alinierea de înaltă precizie se realizează prin intermediul suporturilor cinematice înconjurătoare. Periscoapele metalice, prelucrate din duraluminu (ALU 7075), sunt în prezent cinci la număr și au performat excepțional în ultimii doi ani.

Odată cu instalarea comutatorului optic, a apărut necesitatea unui rotator de polarizare suplimentar, de data aceasta pentru un fascicul cu diametrul de 25 mm. Pentru a asigura o funcționare sigură și a ține cont de profilul elipsoidal al fasciculului la incidență de 45° pe oglinzi, a fost proiectat un periscop cu oglinzi de 3". Totuși, scalarea la un suport optic atât de mare a introdus mai multe provocări. Dimensiunea materiei prime disponibile a limitat dimensiunile maxime ale fiecărui component. Drept urmare, periscopul a fost împărțit în mai multe piese, niciuna depășind o secțiune de 100×100 mm. Pe lângă șuruburile M6 folosite pentru fixarea ansamblului, au fost integrate și pini de aliniere, care permit înlocuirea opticii degradate fără a pierde alinierea în timpul demontării. În ciuda prezenței elementelor subțiri în componenta acoperișului, forma scalată a periscope-ului a îmbunătățit semnificativ rigiditatea suportului, făcând reînfortarea cu peretele lateral inutilă în această iterație.

Capturarea retro-reflexiei la experimente de 1 PW

Când fasciculul BR este generat, acesta va prezenta cel mai probabil o divergență similară cu fasciculul principal. Ulterior, va întâlni PM-ul ars, unde va depune o porțiune semnificativă din energie, apoi va fi recollimat și direcționat înapoi prin sistemul de transport al fasciculului către HPLS, prin intermediul OAP-ului. La nivelul compresorului optic, fasciculul va fi întins temporal (chirp negativ – adică lumina „albastră” ajunge prima); este de menționat că orice lumină generată pe țintă în afara spectrului 700–900 nm va fi suplimentar atenuată de oglinzile dielectrice și filtrată spațial de compresor. Această filtrare spectrală pasivă simplifică procesul de achiziție, asigurând că toate semnalele capturate provin în esență din fasciculul fundamental.

După compresor, fasciculul intră în HPLS printr-un periscop care inversează polarizarea (iar de acum va călători prin aer). O fotodiodă (DET10A2) a fost instalată sub oglinda inferioară a periscopului, pe direcția scurgerii BR.

Înainte de instalare, fotodioda a fost calibrată energetic astfel: în timpul livrării fasciculului la 3,2 mJ în configurația de aliniere către E5, dioda a fost plasată pe direcția de scurgere a oglinzii inferioare a periscopului fasciculului principal, unde s-a capturat un semnal de ~ 70 mV. Pe baza acestui semnal, calibrarea a rezultat în 21,8 mV/mJ. Conform specificațiilor tehnice ale fotodiodei, instalarea și atenuarea acesteia trebuie să asigure ca intensitatea semnalului să rămână în jurul a 100 mV pentru un răspuns liniar sau, cel puțin, sub 1 V pentru un răspuns quasi-liniar; acest lucru garantează validitatea calibrei energetice pentru semnalele capturate. După instalare, dioda a rămas conectată la un osciloscop Tektronix, accesibil remot din camera de control.

Pe lângă fotodiodă, a fost proiectat și implementat în HPLS un sistem de imagistică pe distanță lungă, destinat capturării luminii BR la 10 PW din scurgerea unei oglinzi situate între Amp 3.1 și 3.2. Pornind de la acest design, am dezvoltat un telescop compact pe distanță scurtă (denumit ulterior RAT, datorită aspectului său), cu $M = 7,5$ și o distanță de imagistică între 100–1000 mm. Arhitectura sa este prezentată în Figura 16. RAT reduce eficient fasciculul de 55 mm la un diametru gestionabil de 7 mm, capturabil de un CCD. Principalul obiectiv al designului a fost un footprint redus și o arhitectură simplă. Este bazat pe o configurație de telescop Keplerian, cu lungimi focale $f_1 = 150$ mm și $f_2 = 20$ mm, rezultând un ansamblu compact de $280 \times 70 \times 80$ mm. Datorită acestui format compact, carcasa etanșă la lumină și mai multe componente opto-mecanice au fost concepute special pentru imprimare 3D, utilizând filament de nylon întărit cu fibre continue de carbon, ales pentru rezistența termică ridicată și proprietățile mecanice excepționale. Această strategie de execuție a fost posibilă cu imprimanta Markforged Mark 2, una dintre puținele capabile să realizeze întărire cu fibră de carbon continuă.

Printre elementele imprimate 3D, a fost dezvoltat un sistem de șine personalizat, care permite poziționarea precisă a celei de-a doua lentile (pentru alinierea telescopului) și a CCD-ului (pentru ajustarea distanței de imagistică). Pentru a compensa toleranțele mai largi asociate în mod tipic cu producția aditivă, sistemul de carucior folosește o geometrie expandabilă cu șuruburi de reglaj fin. Operarea precisă a acestei etape de

translație duală este asigurată prin utilizarea tijei filetate M6. Studii interne efectuate în cadrul HPLS au identificat un punct slab al materialului compozit: sensibilitatea relativ ridicată la umiditate și temperatură, comparativ cu componentele metalice tradiționale.

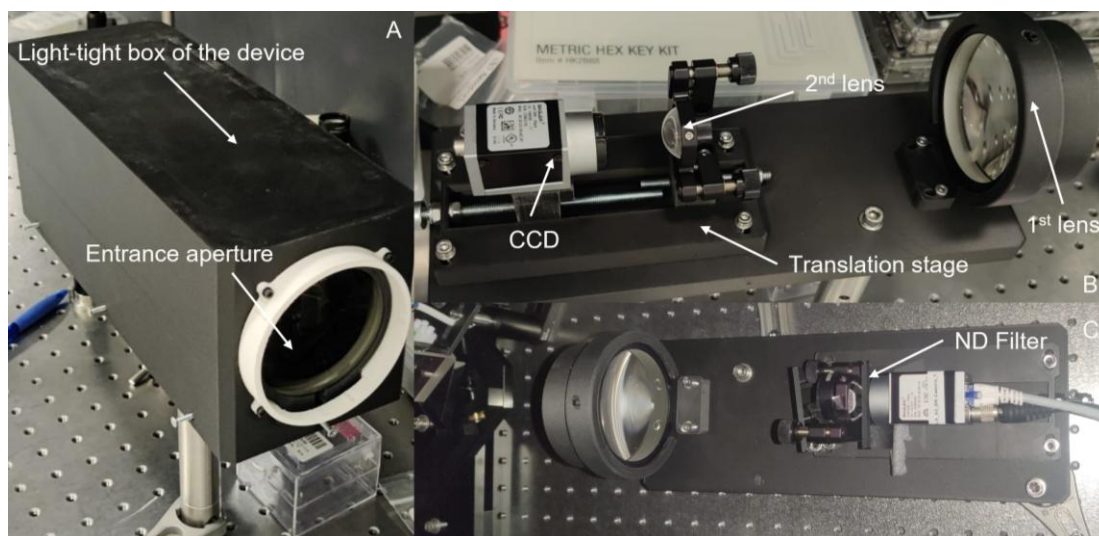


Figure 16 Ansamblu fizic a aparatului optic. A) Ansamblu aparat cu cutie prezentă, B) Alinierea telescopului și CCD, C) Instalarea în HPLS

Totuși, pentru această aplicație particulară, unde cerința principală este doar capturarea fascicului relativ mare pe CCD, astfel de deviații sunt imperceptibile. Este demn de remarcat că, pentru dispozitivele optice de diagnostic near-field (NF) și far-field (FF), această abordare de design ar necesita o reevaluare. Ansamblul curent permite atât montare orizontală, cât și verticală. În ansamblu, designul mecanic și strategia de fabricație utilizate s-au dovedit optime pentru această aplicație, oferind precizie suficientă, structură robustă, cost redus și un form factor flexibil și miniaturizat, comparativ cu soluțiile specializate disponibile comercial. RAT a fost instalat aproape de fotodiodă, capturând scurgerea următoarei oglinzi de direcționare din HPLS. Pentru a facilita alinierea, a fost utilizată o diodă laser de 800 nm, cu putere reglabilă, combinată cu un colimator care mărea fasciculul la 40 mm; folosind referințele de aliniere existente în HPLS, dioda a fost plasată aproape de periscop și trimisă în susul fascicului.

RAT a fost aliniat utilizând scurgerea de la o oglindă, în timp ce planul de imagistică a fost setat la oglinda respectivă, situată la aproximativ 400 mm de dispozitiv, plasând obiecte cu margini dure, cum ar fi un iris. Aceasta constituie alinierea brută a dispozitivului; alinierea fină a fost realizată folosind configurația 1 PW a HPLS la energie joasă (2 mJ per puls). Pentru simularea BR, un retro-reflector corner-cube a fost plasat în camera experimentală în fața OAP-ului. Alinierea RAT a fost fin ajustată pentru a centra fasciculul BR pe CCD. Datorită unei ferestre de safir prezente în sistemul de transport al fascicului, profilul spațial a fost ușor distorsionat. Scurgerea capturată a fascicului BR în timpul alinerii este prezentată în Figura 17, validând atât alinierea, cât și sincronizarea noastră. În timpul campaniei experimentale, au fost livrate zeci de tiruri de mare putere atât pe ecran, cât și pe țintă. Diagnosticile

disponibile au capturat urmele BR ale acestor tiruri. Energymetrul plasat în comutatorul optic a măsurat energii cuprinse între 0,2 – 0,7 mJ, cu excepția a două zile din campania experimentală de o lună, când s-au înregistrat valori de 2,3 – 3,6 mJ.

Pe baza acestor observații, concluzionăm că foarte puțin (dacă există) BR a ajuns până la această etapă de amplificare, iar majoritatea datelor capturate reprezintă probabil “zgomot” provenit din amplificatoarele înconjurătoare.

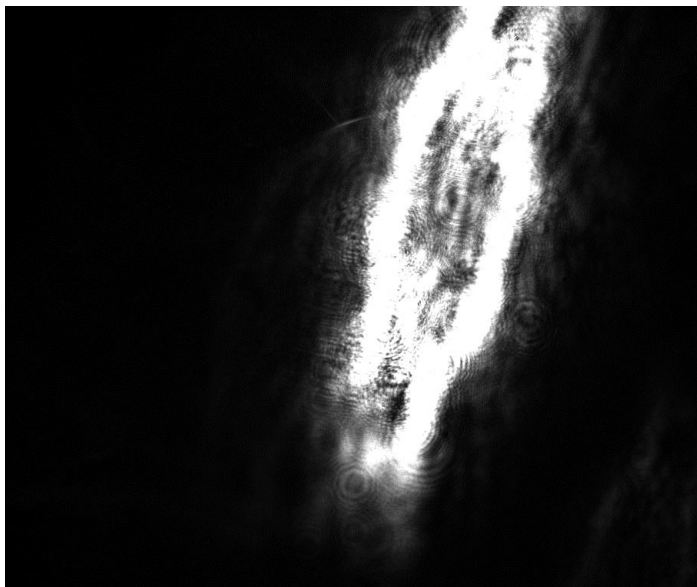


Figure 17 Imagine capturată cu HPLS, reflectată de pe E5 utilizând un retro-reflector. Se observă că fasciculul este distorsionat din cauza celor două treceri prin fereastra de safir.

Semnalul scăzut de BR este susținut și de fotodiode instalată la celălalt capăt al HPLS: în timpul tirurilor de mare putere, aceasta a fost activată cu succes de dispersia fasciculului principal și a reușit să capteze semnale mici ale luminii BR. Semnalul apare la aproximativ 430 ns (adică 129 m) după fasciculul principal – durata de călătorie dus-întors așteptată pentru această configurație, având în vedere că fotodiode se află la ~65 m de țintă. Semnalul are o valoare de aproximativ 13 mJ și prezintă fluctuații minime între tiruri. Valoarea adăugată a fotodiodei în acest scenariu cu semnal redus constă în faptul că, spre deosebire de energymetru, aceasta distinge între pulsul principal și cel BR, oferind certitudine privind existența luminii BR. Folosind RAT, am reușit să capturăm cu succes imagini în timpul tirurilor de mare putere. Semnalul BR reducăționat, comparativ cu campaniile anterioare, poate fi atribuit eforturilor semnificative depuse în ultimii 3 ani pentru îmbunătățirea contrastului temporal pe partea laserului.

Referințe

1. D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses,” *Opt Commun* **55**(6), 447–449 (1985) [doi:[https://doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90120-8](https://doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8)].
2. T. M. Jeong and J. Lee, “Femtosecond petawatt laser,” *Ann. Phys.* **526**(3–4), 157–172 (2014) [doi:[10.1002/andp.201300192](https://doi.org/10.1002/andp.201300192)].
3. S. Backus et al., “High power ultrafast lasers,” *Rev. Sci. Instrum.* **69**(3), 1207–1223 (1998) [doi:[10.1063/1.1148795](https://doi.org/10.1063/1.1148795)].
4. A. Y. Faenov et al., “X-ray spectroscopy observation of fast ions generation in plasma produced by short low-contrast laser pulse irradiation of solid targets,” *Laser Part. Beams* **25**(2), 267–275, Cambridge University Press (2007) [doi:[10.1017/S0263034607000110](https://doi.org/10.1017/S0263034607000110)].
5. H. G. Ahlstrom et al., “Plasma experiments with 1.06 microns lasers at the Lawrence Livermore Laboratory,” presented at Presented at the European Conf. on Laser Interaction with Matter, 1 September 1976, 18–22.
6. H. B. Radousky, “Science & Technology Review January/February 2007,” UCRL-TR-52000-07-1/2, Lawrence Livermore National Lab. (LLNL), Livermore, CA (United States) (2006) [doi:[10.2172/900450](https://doi.org/10.2172/900450)].
7. I. Musgrave et al., “Recent developments on the Vulcan High Power Laser Facility,” in *High-Power, High-Energy, and High-Intensity Laser Technology; and Research Using Extreme Light: Entering New Frontiers with Petawatt-Class Lasers* **8780**, pp. 17–30, SPIE (2013) [doi:[10.1117/12.2019062](https://doi.org/10.1117/12.2019062)].
8. I. V. Yakovlev, “Stretchers and compressors for ultra-high power laser systems,” *Quantum Electron.* **44**(5), 393, IOP Publishing (2014) [doi:[10.1070/QE2014v044n05ABEH015429](https://doi.org/10.1070/QE2014v044n05ABEH015429)].
9. X. Bai et al., “Experimental study of laser-induced plasma: Influence of laser fluence and pulse duration,” *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.* **87**, 27–35 (2013) [doi:[10.1016/j.sab.2013.05.019](https://doi.org/10.1016/j.sab.2013.05.019)].
10. S. Gales et al., “The extreme light infrastructure—nuclear physics (ELI-NP) facility: new horizons in physics with 10 PW ultra-intense lasers and 20 MeV brilliant gamma beams,” *Rep. Prog. Phys.* **81**(9), 094301, IOP Publishing (2018) [doi:[10.1088/1361-6633/aacfe8](https://doi.org/10.1088/1361-6633/aacfe8)].
11. F. Lureau et al., “High-energy hybrid femtosecond laser system demonstrating 2×10 PW capability,” *High Power Laser Sci. Eng.* **8**, e43, Cambridge University Press (2020) [doi:[10.1017/hpl.2020.41](https://doi.org/10.1017/hpl.2020.41)].
12. I. Dancus et al., “10 PW Peak Power Laser at the Extreme Light Infrastructure Nuclear Physics – status updates,” *EPJ Web Conf.* **266**, 13008, EDP Sciences (2022) [doi:[10.1088/1361-6633/aacfe8](https://doi.org/10.1088/1361-6633/aacfe8)].
13. C. Radier et al., “10 PW peak power femtosecond laser pulses at ELI-NP,” *High Power Laser Sci. Eng.* **10**, e21, Cambridge University Press (2022) [doi:[10.1017/hpl.2022.11](https://doi.org/10.1017/hpl.2022.11)].
14. D. Doria et al., “Overview of ELI-NP status and laser commissioning experiments with 1 PW and 10 PW class-lasers,” *J. Instrum.* **15**(09), C09053 (2020) [doi:[10.1088/1748-0221/15/09/C09053](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/C09053)].
15. K. Tanaka et al., “Current status and highlights of the ELI-NP research program,” *Matter Radiat. Extrem.* **5**, 024402 (2020) [doi:<https://doi.org/10.1063/1.5093535>].
16. D. Nistor, A. Magureanu, C. M. Ticos, “A Geometrical Model for Plasma Mirror Alignment in High-Power Laser Experiments”, *U.P.B. Sci. Bull., Series A*, Vol. 87, Iss. 2, (2025).
17. D. Nistor, A. D. Dumitru, C. Derycke, O. Chalus, D. Ursescu, C. Ticos, “Assessing Optical Damage Risks by Simulating the Amplification of Back-Reflection in a Multi-Petawatt Laser system”, *High Power Laser Science and Engineering*, pp. 1–10. (2025) doi:[10.1017/hpl.2025.10049](https://doi.org/10.1017/hpl.2025.10049).
18. D. Nistor, A. B. Nazîru, A. Măgureanu, D. Matei, C. Derycke, O. Chalus, V. Nastasa, I. Dancuș, M. Gugu, D. Ursescu, T. Jitsuno, B. Diaconescu, Th. Asavei, S. Bălășcuță, M. Cernăianu, V. Gaciu, D. G. Ghiță, A.M. Lupu, M. Pătrășcoiu, M. Tătaru, L. Tudor, C. M.

Ticoş, P. Ghenuche and D. Doria, “Commissioning of the Back-Reflection Monitoring System for Multi-Petawatt Irradiation of Solid Targets at ELI-NP”, in preparation.