



**Universitatea Națională de Știință și
Tehnologie Politehnica București**



Școala Doctorală de Ingineria și Aplicațiile Laserilor și Acceleratorilor

Teza de Doctorat Rezumat

Alexandru MĂGUREANU

**DEZVOLTAREA DE ȚINTE SOLIDE CA SURSE DE
PARTICULE ȘI RADIAȚII ACȚIONATE CU LASERE DE
FEMTOSECUNDE**

**Development of solid targets for femtosecond laser driven particle and
radiation sources**

CS1. Dr. Cătălin Mihai TICOȘ
Univ. Politehnica din București

Coordonator Doctorat

BUCUREȘTI 2025

DEZVOLTAREA DE ȚINTE SOLIDE CA SURSE DE PARTICULE
ȘI RADIAȚII ACȚIONATE CU LASERE DE FEMTOSECUNDE

Candidat Doctorat

Alexandru MĂGUREANU

Coordonator Doctorat

Cercetător Principal I, Dr. Cătălin M. TICOȘ

Mulțumiri

Această teză este rezultatul eforturilor colective, al îndrumării și sprijinului multor persoane și instituții, cărora le sunt profund recunoscător.

Încep lista mulțumirilor cu multă recunoștință pentru conducătorul meu de doctorat, Dr. Cătălin Ticoș, pentru mentorat, încurajare și pentru îndrumarea constantă pe tot parcursul realizării acestei lucrări și nu numai. Sunt, de asemenea, recunoscător Dr. Valentin Crăciun pentru îndrumare și pentru contribuțiile sale esențiale în fabricarea și caracterizarea țintelor, Dr. Călin A. Ur pentru sfaturile științifice și pentru oportunitățile și resursele puse la dispoziție, care au făcut din ELI-NP un mediu excelent pentru dezvoltare profesională, precum și Dr. Daniel Ursescu pentru sugestiile legate de îmbunătățirea sistemelor laser și relevanța acestora pentru testele experimentale.

Doresc să adresez mulțumiri și colegilor mei din departamentul LDED de la ELI-NP, pentru colaborare și profesionalism, cu mulțumiri speciale pentru Dr. Lucian Tudor, Dr. Viorel Năstasă, Dragana B. Dreghici, Matei Tătaru, Dr. Septimiu Bălășcuță, Mircea Pătrășcoiu, Dr. Ana M. Lupu, Dr. Bogdan Diaconescu, Dr. Dan Ghiță, Daniel Dorobanțu, Diana Naum și Rareș Iovanescu, precum și pentru Dr. Mihail Cernaianu, Dr. Petru Ghenuche, Dr. Marius Gugiu, Dr. Theodor Asavei, Dr. Deepak Sangwan și Dr. Klaus Sphor, pentru sprijinul acordat în experimente și în rezolvarea problemelor practice. Mulțumiri de asemenea grupului de teorie, Dr. Vojtech Horny, Bogdan Corobean, Dr. Chieh Yang și Dr. Paolo Tomassini, pentru discuțiile interesante despre fizica structurilor poroase. Îi sunt recunoscător Dr. Domenico Doria pentru îndrumarea în laborator și pentru implicarea mea în numeroase experimente desfășurate atât la ELI-NP, cât și în străinătate.

Apreciez în mod deosebit sprijinul echipei Laboratorului de Ținte, Dr. Cosmin Jalbă, Dr. Cristina Gheorghiu, Daniel Popa, Adrian Vatu și Dr. Victor Leca, pentru sfaturi și pentru ajutorul cu montarea țintelor de aluminiu. Mulțumirile mele se îndreaptă și către echipa Laser de la ELI-NP, în special către Dr. Ioan Dăncuș, Andrei Nazîru, Lidia Văsescu, Saidbek Norbaev, Antonia Toma și Dr. Gabi Cojocaru pentru furnizarea fasciculelor de înaltă calitate, precum și către Dr. Gabriel Bleotu și Dmitrii Nistor pentru colaborarea fructuoasă în experimente.

Îi sunt recunoscător Profesorului Kazuo Tanaka pentru discuțiile valoroase și recomandările bibliografice, și Dr. Dan Stutman pentru sfaturile utile și pentru deschiderea unor noi perspective de cercetare. Mulțumiri se îndreaptă atât către echipa de Radioprotecție, în special către Dr. Iani Mitu și Mara Popovici, pentru sprijinul acordat în pregătirea experimentelor și monitorizarea ionilor; dar și către departamentul LGED, în special către Dr. Ovidiu Teșileanu și Dr. Liviu Neagu, pentru experimentele la care am colaborat.

Mulțumiri speciale echipei de la INFLPR, în special Dr. Gabriela Dorcioman, Dr. Petronela Garoi și Dr. Doina Crăciun, pentru colaborarea și ajutorul cu fabricarea structurilor tip „spumă” de carbon și pentru analizele SEM. Sunt recunoscător, de asemenea, echipei IFIN-HH de la Tandem, în special Dr. Decebal Iacob și Dr. Diana Maria Mihai, pentru sprijinul acordat în investigațiile n-RBS, precum și Laboratorului de Ținte de la IFIN-HH, în special Dr. Nicoleta Florea și Dr. Andreea Mitu, pentru suportul acordat cu substraturile de aluminiu necesare experimentelor din Japonia.

Mulțumirile mele se îndreaptă și către colaboratorii internaționali: echipa din experimentul de la Gemini—Dr. Hamad Ahmed, Daniel Molloy, Adrian McCay și Dr. Lorenzo Romagnani—pentru sprijinul esențial acordat în timpul experimentelor; către Prof. Dr. Olga Rosmej și Parysatis Tavana, care m-au invitat să particip la experimentul cu laserul PHELIX, din Germania; și către Dr. Yuji Fukuda și Dr. Tatiana Pikuz pentru invitația de a participa la experimente la laserul J-KAREN din Japonia.

Sunt profund recunoscător prietenilor mei, Ioan și Ioana Ghițiu, Andrei și Teodora Madgearu, Ana Dobrin, Raluca Barbu, Ioana Puiu, Mircea Florea, Matei și Gabi Alexandru, Ioan Bulgaru și mulți alții, ne menționați direct, pentru prietenia lor și pentru nenumăratele momente de bucurie împărtășite.

În cele din urmă, mulțumesc familiei mele. Soției mele, Natalia, pentru dragostea și sprijinul neclintit, care m-au însoțit în fiecare provocare și bucurie; fiicei noastre, Flavia, pentru noua dimensiunea pe care a adus-o vieții noastre; și părinților mei, Malvina și Tiberiu Măgureanu, precum și fratelui meu, Andrei Măgureanu, pentru sprijinul constant, dragoste și prezența lor ocrotitoare.

Cuprins

Introducere	1
1. Fundamente Teoretice	3
1.1. Interacția laser–materie pentru accelerarea particulelor	3
1.1.1. Fundamentele interacției laser–plasmă	3
1.1.2. Accelerarea ionilor cu laser din ținte solide	5
1.2. Metode experimentale și de diagnoză	7
1.2.1. Oglinda de Plasmă (Plasma Mirror) și contrastul laserului	7
1.2.2. Imagistica plasmei	9
1.2.3. Diagnosticarea ionilor	9
2. Ținte pentru accelerarea protonilor prin mecanismul TNSA.....	11
3. Dezvoltarea țintelor cu două straturi, pe bază de „spumă”, pentru accelerarea protonilor	15
3.1. Proiectarea țintelor pentru experiment	15
3.2. Tehnici de fabricare și depunere	16
3.3. Caracterizarea țintelor	17
4. Testarea experimentală a țintelor DLFT	21
4.1. Imagistica plasmei produsa la iradierea țintelor cu un laser cu intensitatea 10^{13} W/cm ²	21
4.2. Accelerarea protonilor în campania de punere în funcțiune a sistemului de 1 PW la ELI-NP	23
4.2.1. Accelerarea protonilor cu laserul la intensitate 10^{20} W/cm ²	24
4.2.2. Accelerarea protonilor cu laserul la intensitate 2×10^{21} W/cm ²	27
4.3. Îmbunătățirea accelerării protonilor prin pre-ionizarea țintelor cu un prepuls, la Gemini - RAL ..	30
Concluzii	33
Bibliografie	35

Introducere

În ultimii ani, progresul rapid al tehnologiei laserelor de mare putere a permis o schimbare de paradigmă în cercetarea accelerării de particule, prin trecerea de la acceleratoarele convenționale bazate pe radiofrecvență către domeniul emergent al accelerației cu laser în plasmă [1], [2], [3]. Această nouă abordare exploatează densitățile extreme de energie obținute cu impulsuri laser de femtosecundă, care facilitează generarea de câmpuri electromagnetice ultra-intense în timpul interacțiunii lor cu ținte solide [4]. Aceste câmpuri pot accelera particule la energii ridicate pe distanțe de ordinul micrometrilor [5], [6]. Spre deosebire de acceleratoarele convenționale, unde gradientul maxim de accelerație este limitat de descărcarea dielectrică (limita de ionizare) în structurile de accelerare (tipic câteva zeci de MV/m), accelerația cu laser utilizează plasma ca mediu de accelerare. Fiind complet ionizată, plasma poate susține câmpuri de ordinul TV/m. În acest context, procesul de accelerare este determinat în principal de doi factori: intensitatea laserului și caracteristicile structurale și materiale ale țintei.

În cadrul acestui context general, prezenta teză abordează dezvoltarea ingineriei țintelor solide pentru optimizarea accelerării de protoni prin interacțiunea laser-plasmă cu impulsuri de femtosecundă. Cercetarea se concentrează asupra proiectării, fabricării și caracterizării țintelor cu structură dublu-strat (double-layer foam targets, DLFT), formate dintr-un strat de „spumă” (eng. „foam”) de carbon cu densitate redusă deșus pe un substrat solid de folie de aluminiu, precum și asupra validării experimentale a acestor ținte prin iradiere cu lasere de femtosecundă, pentru a demonstra capacitatea lor de a accelera protoni. Pentru a evalua riguros performanța DLFT-urilor propuse, au fost realizate studii comparative utilizând ținte de referință, constând din folii de aluminiu simple. Campaniile experimentale au acoperit un interval extins de intensități laser, de la 10^{13} W/cm^2 până la peste 10^{21} W/cm^2 , în condiții de contrast ridicat și scăzut (în prezența unui prepuls intens care precede impulsul principal cu zeci de nanosecunde). Eficiența de cuplare a energiei impulsurilor laser ultra-intense de femtosecundă în DLFT-uri a fost investigată în detaliu, obținându-se dovezi clare că aceste ținte îmbunătățesc semnificativ accelerația protonilor în comparație cu țintele convenționale de folie.

Tema investigată – dezvoltarea țintelor structurate pentru îmbunătățirea accelerării de particule – este de o importanță majoră pentru studiul interacțiunilor laser-plasmă la puteri mari și aplicațiile acestora: acceleratoare compacte de particule, fuziune prin confinare inerțială și terapii medicale (de exemplu, terapia cu protoni). Dezvoltarea unor ținte optimizate reprezintă în prezent unul dintre principalele obstacole în calea implementării practice a surselor de ioni acționate de laser. Având în vedere accesibilitatea tot mai mare a facilităților cu lasere ultra-intense (de ex. ELI [7],

[8], [9], RAL, Apollon [11], Phelix [12], CoReLS [13], J-karen [14], Bella [15] etc.), există o nevoie stringentă de concepte de ținte eficiente pentru accelerare [16]. Țintele cu dublu strat de tip „spumă” (Foam) dezvoltate și validate experimental în cadrul acestei teze constituie o contribuție la eforturile actuale de cercetare, orientate spre îmbunătățirea accelerării de protoni induse de laser, pentru obținerea unor energii mai mari ale protonilor, o colimare mai bună a fasciculului și o reproductibilitate crescută între impulsurile trase în ținte. Utilizarea acestor ținte prezintă mai multe avantaje, inclusiv costuri reduse și adaptabilitate, ceea ce le face potrivite pentru un spectru larg de condiții experimentale, incluzând variații de intensitate laser și contrast temporal.

Obiectivul general al tezei este proiectarea, fabricarea și caracterizarea unor ținte solide avansate, cu performanțe sporite pentru accelerarea protonilor cu lasere de femtosecundă ultra-rapide, precum și validarea experimentală a eficienței acestora într-un regim extins de intensități și condiții de contrast.

Capitolul 1

Fundamente Teoretice

1.1. Interacția laser–materie pentru accelerarea particulelor

1.1.1. Fundamentele interacției laser–plasmă

Pentru a înțelege parametrii relevanți în interacția dintre un fascicul laser focalizat de intensitate ridicată și o țintă solidă, este necesară definirea și discutarea proprietăților fundamentale ale plasmei.

Deși conceptul de plasmă nu a fost definit explicit anterior, acesta este central pentru studiul accelerației cu laser–plasmă. Cele mai cunoscute definiții ale plasmei ca gaz ionizat își au originea în introducerea termenului „plasmă” de către I. Langmuir (1928), care a descris-o drept un mediu „conținând sarcini echilibrate de ioni și electroni” [17], [18]. O definiție mai „utilă” a fost ulterior oferită de F. Chen [19], care descrie plasma ca „un gaz cvasi-neutru de particule încărcate și neutre, ce prezintă comportament colectiv”.

Înainte de a detalia proprietatea de cvasi-neutralitate, este necesar să introducem conceptul de temperatură în plasmă, care este în legătură cu energia cinetică a particulelor. Într-un gaz aflat în echilibru termic, particulele urmează o distribuție Maxwelliană a vitezelor, iar energia lor cinetică medie într-un spațiu tridimensional este:

$$E_a = \frac{3}{2} K_B T \quad (1.1)$$

Fiecărui grade de libertate îi revine o contribuție de $1/2 K_B T$, unde $K_B = 1.38 \times 10^{-23} J/K$ este constanta lui Boltzmann, iar T este temperatura.

Proprietatea de „cvasi-neutralitate” menționată de Chen derivă din faptul că plasma ecranează potențialele electrice externe. Într-un volum și interval de timp suficient de mare, plasma tinde să mențină o sarcină netă aproape nulă. Totuși, la scară mică, pot apărea dezechilibre locale de

sarcină, care dau naștere unor câmpuri electrice. Distanța pe care plasma o parcurge pentru a neutraliza o sarcină distinctă este definită drept lungimea Debye, λ_D :

$$\lambda_D \equiv \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

unde n_e este densitatea electronică, iar T_e reprezintă temperatura electronilor.

După această introducere generală a parametrilor fundamentali ai plasmăi, putem aborda comportamentul electronilor în plasmă sub iradiere laser. Într-o plasmă energizată, în care laserul împinge electroni departe de ionii cvasi-staționari, cvasi-neutralitatea este restabilită printr-un câmp electric. Acest lucru determină electronii, cu densitatea n_e să oscileze în raport cu ionii la o frecvență denumită frecvență plasmei (sau frecvența Langmuir):

$$\omega_p = \left(\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 \bar{\gamma} m_e} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

unde factorul Lorentz $\bar{\gamma} \equiv \sqrt{1 / (1 - v^2/c^2)}$ cu v fiind viteza electronului.

Interacția laser–materie este puternic influențată de frecvența plasmei. Un laser de intensitate ridicată (chiar de ordinul 10^9 W/cm² [20]) poate ioniza suprafața țintelor, generând o plasmă. Aceasta începe să se extindă în vid, producând un gradient al densității plasmei, asociat cu un gradient al frecvenței plasmei.

Dacă, într-un strat al acestui gradient, frecvența plasmei ω_p depășește frecvența laserului ω_L , electronii pot genera curenți capabili să ecraneze câmpurile unei electromagnetice a laserului [21]. În aceste condiții, laserul nu mai poate fi transmis și fasciculul incident este reflectat de plasmă. Astfel de plasmă sunt denumite „supradense” sau „supracritice”. Presupunând o decădere exponențială a amplitudinii unei laser, acesta poate pătrunde doar pe o distanță foarte mică, numită adâncimea de penetrare (skin depth), definită ca:

$$l_s = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega_L^2}} \quad (1.4)$$

Laserele se pot propaga prin plasmă numai atunci când $\omega_L > \omega_p$. În aceste condiții, plasma este considerată „subdensă” sau „subcritică”.

Cazul $\omega_L = \omega_p$ definește un regim de densitate numit densitate critică, n_c :

$$n_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega_L^2}{e^2} \quad (1.5)$$

La această densitate, indicele de refracție al plasmei este:

$$\eta = \left(1 - \frac{\omega_p}{\omega_L} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

Astfel, pentru $n_e < n_c$ laserul se poate propaga prin plasmă, iar pentru $n_e > n_c$, este reflectat.

Pentru intensități laser suficient de mari, amplitudinea câmpului electric devine atât de puternică încât electronii sunt accelerați la viteze relativiste, iar masa lor efectivă crește (conform factorului Lorentz, $\bar{\gamma}$), ceea ce determină scăderea frecvenței plasmei și creșterea densității critice, permițând transmisia laserului prin plasma anterior supradensă. Acest regim este denumit transparență relativistă și este observat experimental atunci când sunt utilizate ținte extrem de subțiri, de ordinul nanometrilor. Densitatea critică relativistă $n_C^{relativist}$ devine:

$$n_C^{relativist} = \frac{\bar{\gamma}\epsilon_0 m_e \omega_L^2}{e^2} \quad (1.19)$$

1.1.2. Accelerarea ionilor cu laser din ținte solide

După prezentarea principiilor fundamentale care guvernează interacțiile laser–plasmă în urma ionizării unei ținte solide, se impune discutarea mecanismelor specifice de accelerare. Dinamica cuplării laser– țintă solidă, sub iradiere ultra-intensă este caracterizată printr-o combinație complexă de mecanisme de „încălzire electronică”, ale căror contribuții relative depind în mod semnificativ atât de parametrii fasciculului laser (caracteristici, intensitate focalizată, unghi de incidență, polarizare), cât și de proprietățile țintei (compoziție, grosime, densitate dar și adâncimea de penetrare în plasmă - „skin depth”).

Astfel de mecanisme – în special „vacuum heating” și „ $(j) \times (B)$ heating” permit un transfer eficient al energiei pulsului laser către electronii relativști „fierbinți”, care dobândesc în medie energii de ordinul câtorva MeV. Datorită drumurilor libere medii de coliziune mult mai mari decât grosimea țintei, acești electroni pot traversa întreaga țintă și ajung la suprafața sa posterioară. Încercarea lor de a evada din material determină formarea unui câmp de separare de sarcini, responsabil de accelerația ionilor de pe suprafața din spate a țintei[22].

Acest proces generează câmpuri electrice cvasi-stactice în plasmă, cu intensități de ordinul GV/ μ m, echivalente cu teravolți pe metru (TV/m). Aceste câmpuri depășesc cu mult limitele realizabile prin tehnologiile convenționale de accelerație bazate pe radiofrecvență, limitate tipic la câteva zeci de MV/m [21], [23]. unii sunt accelerați în aceste câmpuri pornind de la potențialul ponderomotric, ceea ce conduce la expulzarea lor rapidă, cu energii de ordinul zecilor de MeV [24]. Mecanismul de accelerație determinat de câmpul de separare de sarcini este cunoscut sub denumirea de „Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)”.

Target Normal Sheath Acceleration

Mecanismul Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) reprezintă cea mai studiată și robustă metodă experimentală de accelerare a ionilor cu ajutorul laserelor de intensitate ridicată [3], [22],

[25], [26]. Procesul constă în accelerarea ionilor proveniți din stratul de contaminanți – în general compuși ce conțin hidrogen – de pe suprafața din spate (neiradiată) a țintelor solide cu grosimi de ordinul micrometrilor.

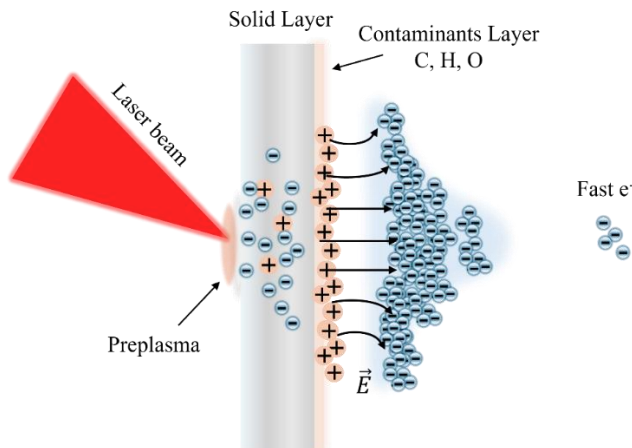


Figura 1.1. Reprezentare schematică a procesului Target Normal Sheath Acceleration (TNSA).

Atunci când partea inițială a impulsului laser (pedestalul sau pre-pulsurile) interacționează cu suprafața țintei, se formează o plasmă. Ulterior, partea principală a pulsului laser acționează asupra electronilor ducându-i până la energii relativiste, permițându-le să traverseze volumul țintei și, în anumite cazuri, să scape prin suprafața din spate (ne iradiată) în vid. Astfel, pe la suprafața din spate se creează o sarcină pozitivă netă care generează o forță electrostatică de restabilire puternică. În timp ce electronii cu energii mai mici sunt reflectați în interiorul țintei, electronii cei mai rapizi se acumulează pe suprafața posterioară, generând un câmp electric intens (și o "teacă" electrostatică cvasi-statică, Debye) [27].

Dezechilibrul de sarcină dintre populația de electroni "fierbinți" ce formează teaca Debye și ionii pozitivi ai suprafeței posterioare a țintei generează un câmp electric extrem de intens, E_s , orientat normal pe suprafața posterioară a țintei. Amplitudinea acestuia atinge de regulă valori de ordinul $10^{12} V/m$, suficient de mari pentru a ioniza rapid atomii stratului contaminant sau, în unele cazuri, chiar ai materialului țintei. Speciile ionizate sunt apoi accelerate la energii ridicate. Deoarece stratul contaminant este alcătuit în principal din hidrocarburi și vapori de apă adsorbiți, protonii domină procesul de accelerare. Raportul lor favorabil sarcină-masă și localizarea în zona maximului câmpului electric de "teacă" le permit să atingă cele mai mari viteze [26].

Fasciculele de ioni generate prin TNSA prezintă spectre energetice largi, cu distribuție exponențial descrescătoare și cu o limită de energie înaltă caracteristică, parametru utilizat frecvent pentru evaluarea performanței experimentale și a eficienței procesului TNSA [22].

1.2. Metode experimentale și de diagnoză

1.2.1. Oglinda de Plasmă (Plasma Mirror) și contrastul laserului

În sistemele laser de mare putere, cea mai mare parte a energiei fasciculului este concentrată în durata ultrarapidă a pulsului principal. Totuși, o fracțiune semnificativă a energiei totale este distribuită temporal în afara acestui maxim, formând o structură compusă dintr-un „pedestal” (eng: „pedestal”) de intensitate redusă și din modulații distincte, vârfuri (eng: peaks) de intensitate, denumite pre-pulsuri. Aceste caracteristici temporale sunt ilustrate în Figura 1.2, care prezintă un profil reprezentativ al intensității în funcție de timp, la scara picosecundelor.

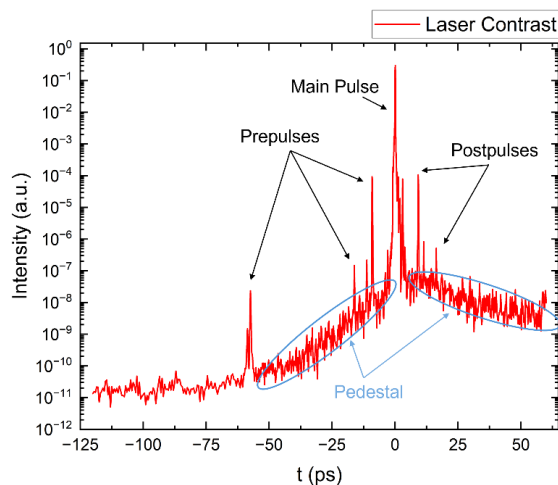


Figura 1.2. Contrastul temporal al intensității, la scară de ordinul picosecundelor, pentru un laser de mare putere, evidențiind principalele caracteristici ale spectrului: pulsul principal, pre-pulsurile, post-pulsurile și ”pedestalul” laserului.

Contrastul temporal al unui sistem laser este definit ca raportul dintre intensitatea maximă a pulsului principal și intensitatea radiației care include atât pedestalul, cât și eventualele pre-pulsuri. Optimizarea și caracterizarea precisă a contrastului reprezintă condiții esențiale pentru desfășurarea experimentelor ce implică interacția laser–materie în scopul accelerației ionilor.

Pre-pulsurile care preced pulsul principal sunt deosebit de problematice, deoarece pot induce o pre-expansiune semnificativă a țintei. Un contrast temporal scăzut, asociat cu pre-pulsuri intense, conduce la formarea unei preplasme extinse, cu o lungime de scală ce poate afecta negativ eficiența și calitatea procesului de accelerație a ionilor. Prin contrast, un nivel ridicat al contrastului temporal este corelat, în general, cu rezultate experimentale mai favorabile, în special pentru mecanisme precum TNSA [28], [29], [30]. Totuși, influența pre-pulsurilor nu este întotdeauna exclusiv

negativă. În anumite condiții experimentale, în funcție de structura țintei și de mecanismul de accelerație dominant, formarea unei preplazme indusă de pre-pulsuri controlate poate chiar îmbunătăți procesul de accelerație [31], [32]. Prin urmare, înțelegerea și ajustarea contrastului temporal al pulsurilor laser de mare putere constituie o etapă fundamentală în proiectarea și interpretarea unor astfel de experimente.

Oglinda de Plasmă (Plasma Mirror)

O tehnică utilizată pe scară largă pentru îmbunătățirea contrastului temporal în sistemele laser de mare putere și pentru suprimarea pre-pulsurilor nedorite este implementarea unei Oglinzi de Plasmă (Plasma Mirror, PM). PM-ul funcționează ca un element optic dependent de intensitate, realizat, de regulă, pe baza unui substrat cu strat dielectric anti-reflexiv. Principiul său de funcționare exploatează reflectivitatea neliniară a suprafeței: la intensități scăzute (caracteristice pedestalului sau pre-pulsurilor), suprafața rămâne aproape transparentă pentru radiația incidentă; însă, atunci când intensitatea depășește un prag critic, de obicei atins de pulsul principal, suprafața suferă o ionizare rapidă, formând o plasmă densă care acționează ca o oglindă de înaltă reflectivitate. Acest mecanism permite PM-ului să suprim componentele de fond de intensitate redusă, reflectând în același timp eficient pulsul principal de intensitate ridicată către țintă și îmbunătățind semnificativ contrastul temporal al intensității pe țintă [33].

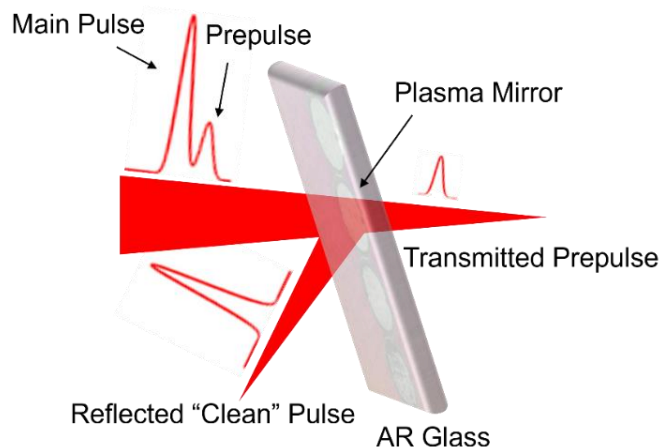


Figura 1.3. *Reprezentare schematică a principiului de funcționare al unei Oglinzi de Plasmă (Plasma Mirror).*

Pe lângă rolul său în creșterea contrastului, PM-ul contribuie și la atenuarea luminii reflectate înapoi din zona de interacție [34], aspect esențial pentru protecția componentelor optice, inclusiv a rețelilor compresorului final și a etapelor de amplificare, împotriva posibilelor deteriorări.

1.2.2. Imagistica plasmei

Imaginea plasmei produse prin focalizarea pulsurilor laser ultracurte pe o țintă solidă constituie o tehnică diagnostică indispensabilă. Dintre metodele utilizate, **shadowgrafia** reprezintă o abordare robustă și relativ simplă, în care un fascicul de probă, extras din fasciculul laser principal, iluminează lateral plasmă creată în urma focalizării impulsului laser asupra țintei solide

Imagistica plasmei produse de pulsuri laser ultrarapide, cu putere de vârf ridicată, focalizate într-o țintă solidă, reprezintă o tehnică de diagnostic fundamentală în experimente. Dintre metodele utilizate, tehnica "shadowgraphy" (capturarea imaginilor cu "umbră" interacției), utilizează un fascicul de probă extras din fasciculul laser principal, pentru a ilumina, din lateral, plasma în expansiune generată prin ionizarea țintei solide de către fasciculul focalizat [35], [36], [37]. Iluminarea țintei din lateral (perpendicular pe planul interacției) produce o imagine de umbră a interacției, care este ulterior înregistrată de o cameră CCD. Pentru ca procesul imagistic să fie realizat corect, este necesară o suprapunere precisă a fasciculului principal pulsat cu fasciculul de probă, ceea ce presupune o sincronizare spațială și temporală exactă între cele două fascicule.

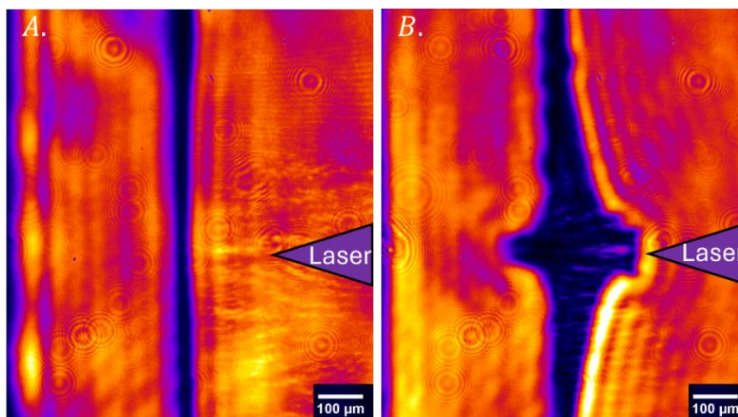


Figura 1.4. Imagine „shadowgraphy” (vedere laterală) a unei foite subțiri de aluminiu la momente diferite: A. 20 ps înainte de interacția cu pulsul laser principal și B. 200 ps după interacția cu pulsul laser principal.

1.2.3. Diagnosticarea ionilor

Caracterizarea fasciculelor de ioni în cadrul acestei lucrări s-a bazat pe trei tehnici complementare de diagnostic: Spectrometrul Thomson (eng. Thomson Parabola Spectrometer -TPS-), Time-of-Flight (TOF) și filme radio-cromice (Radiochromic Films – RCF-). Spectrometrul Thomson

furnizează spectre de energie cu rezoluție înaltă, specifice fiecărei specii ionice, prin exploatarea deviațiilor distincte ale ionilor în câmpuri electrice și magnetice ortogonale, generând urme parabolice caracteristice în funcție de raportul sarcină-masă al fiecărui tip de ioni. Diagnosticile de tip Time-of-Flight (TOF) permit măsurători în timp real ale energiilor, fluxului și compoziției speciilor ionice, prin corelarea timpilor de sosire a ionilor cu un semnal de referință (photo-peak) provenit din emisia electromagnetică promptă. Filmele radio-cromice (RCF-Radiochromic Films) funcționează ca detectoare pasive pentru fascicule de ioni, fiind utilizate pe scară largă în experimentele cu lasere de mare putere. Principiul de bază se bazează pe fenomenul de vârf Bragg (Bragg peak): particulele încărcate (de exemplu protonii) își depun cea mai mare parte din energia cinetică la o adâncime specifică în material. Un film radiochromic are un strat activ polimeric care, atunci când este iradiat de particule încărcate, suferă o reacție de polimerizare care produce o întunecare ireversibilă a filmului în zona expusă, proporțională cu doza de energie absorbită. Pentru caracterizarea completă a fasciculului se utilizează o stivă de filme radio-cromice, intercalată cu materiale filtrante (ex. Cu, Al, Fe). Combinate, aceste diagnostice permit o evaluare atât calitativă, cât și cantitativă a caracteristicilor spectrale, spațiale și temporale ale fasciculelor de ioni accelerați cu laserul.

Capitolul 2

Ținte pentru accelerarea protonilor prin mecanismul TNSA

Acest capitol prezintă un studiu amplu privind principalele rezultate obținute în domeniul accelerării protonilor din ținte solide, având ca obiectiv identificarea celei mai potrivite ținte pentru optimizarea accelerării protonilor cu laser, prin intermediul regimului *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA). Rezultatele principale ale acestui capitol au fost detaliate într-un articol științific, în care sunt autor principal [38].

Majoritatea experimentelor inițiale de accelerare de ioni cu laserul din ținte solide au fost realizate utilizând ca ținte folii metalice prin mecanismul de accelerare TNSA. În acest regim, electronii accelerați de pulsul laser de intensitate ridicată traversează ținta și generează o sarcină spațială în apropierea feței posterioare a acesteia, ceea ce conduce la accelerarea ionilor (și protonilor, ca ioni de Hidrogen) de pe acea suprafață [25]. Temperatura electronilor emiși din plasma generată s-a dovedit a fi un parametru-cheie al acestui proces.

TNSA rămâne în prezent cel mai utilizat mecanism de accelerare a ionilor cu laser, în principal datorită reproductibilității ridicate. Prin robustețea și scalabilitatea sa, TNSA continuă să fie unul dintre cei mai promițători candidați pentru implementarea practică în aplicațiile accelerării protonilor cu laserul.

Pentru a elabora o strategie unitară de îmbunătățire a acestui proces, adică sporirea electronilor rapizi, reducerea reflexiei radiației laser și creșterea densității electronice la suprafață, au fost propuse și investigate numeroase tipuri de ținte cu diverse morfologii de suprafață. Printre acestea, integrarea de nanostructuri precum nanosfere, nanofire, micropiloni, „spume” cu densitate scăzută și rețele gravate pe suprafață s-a dovedit promițătoare pentru creșterea eficienței cuplajului de energie laser–materie. Aceste modificări structurale permit o absorbție mai eficientă a energiei laserului și o generare mai bună a electronilor „fierbinți”, parametru critic pentru formarea câmpurilor electrice în care se produce accelerarea.

Aluminiul reprezintă unul dintre cele mai utilizate materiale în fabricarea țintelor pentru accelerarea protonilor cu laser. Unele dintre primele rezultate experimentale semnificative din acest domeniu au fost obținute utilizând filme subțiri de Al [39], [40], [41], [42].

Experimente suplimentare au investigat și utilizarea altor tipuri de folii metalice, fără a se evidenția însă o corelație clară între tipul metalului folosit și o creștere sistematică a energiei protonilor accelerați. Totuși, cele mai mari energii raportate din folii metalice (altele decât Al) – de până la 60 MeV – au fost atinse utilizând ținte de Mo, Au, Fe și oțel inoxidabil (Mo, 58.5 MeV [43]; Au, 50 MeV [44]; Fe, 42 MeV [45]; SS, 40 MeV [46]).

Unul dintre primele rezultate de referință în accelerarea protonilor cu laser, menținut timp de mai mulți ani ca etalon, a raportat o energie maximă a protonilor de 58 MeV obținută dintr-o folie de polistiren (PS) cu grosimea de 100 μm [4]. Alte rezultate notabile includ utilizarea foliilor de polistiren (PS) [4], [5], [47], [48], [49], [50], Mylar (polietilen tereftalat) [39], [51], [52], [53], [54], [55], [56], polimetilpentene (PMP) [44], Kapton [57], dar și alte substraturi nemetalice precum nitrura de siliciu (Si_3N_4) [54], [55], [56], [57], [58], carbon amorf [59] și diamant sintetic obținut prin depunere chimică din vapori [60]. În plus, materiale mai puțin convenționale precum cristalul lichid 8CB [61] sau substraturi de siliciu pur [62] au fost de asemenea explorate pentru a evidenția diversitatea materialelor țintă testate în scopul optimizării accelerării protonilor.

O analiză comparativă a diferitelor configurații de ținte este prezentată în Figure 2.1, în care sunt prezentate rezultatele obținute cu o durată a pulsului laser foarte scurtă (aprox. 25–45 femtosecunde), la o lungime de undă centrală fixată de 800 nm. Tendințele observate pentru energiile maxime ale protonilor sunt consistente cu rezultatele anterioare, datele grupându-se natural în două regimuri distincte de intensitate laser. În regimul de intensitate mai redusă ($\lesssim 4 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$), energiile maxime rămân relativ modeste – de ordinul câtorva MeV – și variază foarte puțin între diferite morfologii ale țintei. O excepție notabilă este reprezentată de o folie submicronică de Al, care a generat protoni cu energie de 11 MeV în condiții de contrast temporal ridicat (10^{-10}) [63]. Totuși, pentru majoritatea țintelor din acest regim, nanostructurarea suprafeței (prin integrarea de micro-sfere, nano-fire sau nano-perforații) nu a condus la o creștere semnificativă a energiei protonilor.

În regimul de intensitate ridicată ($\gtrsim 5 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$), se observă o distribuție mai largă a energiilor maxime. Cel mai important rezultat îl constituie o energie de 60 MeV obținută utilizând o țintă strat-dublu acoperită cu un strat de „spumă” („Foam”) [64], urmată de o energie de 29 MeV dintr-o structură similară [65]. Interesant este faptul că, în ciuda microstructurii, în majoritatea cazurilor, rezultatele din astfel de ținte rămân inferioare celor obținute cu folii de Al, unde s-au înregistrat până la 40 MeV [46], [66]. Este de remarcat că toate aceste rezultate având energii mari au fost obținute în condiții de contrast temporal ridicat, de ordinul 10^{-11} .

Țintele strat-dublu fără „Foam” (spumă) produc, în general, energii ale protonilor cuprinse între 10–20 MeV mai ales atunci când grosimile acestora se află în domeniul micrometric sau submicrometric. Îmbunătățirea contrastului laserului (de la 10^{-6} la 10^{-10}) nu pare însă să se traducă prin creșteri semnificative de ale energiilor protonilor accelerați.

Analizând influența duratei pulsului (Figure 2.1) se observă că țintele pe bază de „spumă” (foam) care au atins cele mai mari energii au fost iradiate cu pulsurile cele mai scurte (30 fs), în timp ce echivalentele lor din Al au fost expuse la pulsurile mai lungi (45 fs). Majoritatea țintelor nanostructurate au fost testate pentru o durată intermediară de 30–35 fs, ceea ce sugerează că optimizarea condițiilor pentru obținerea energiilor maxime depinde nu doar de morfologia ținte și de intensitatea laserului, ci și de reglajul fin al caracteristicilor temporale ale pulsului incident.

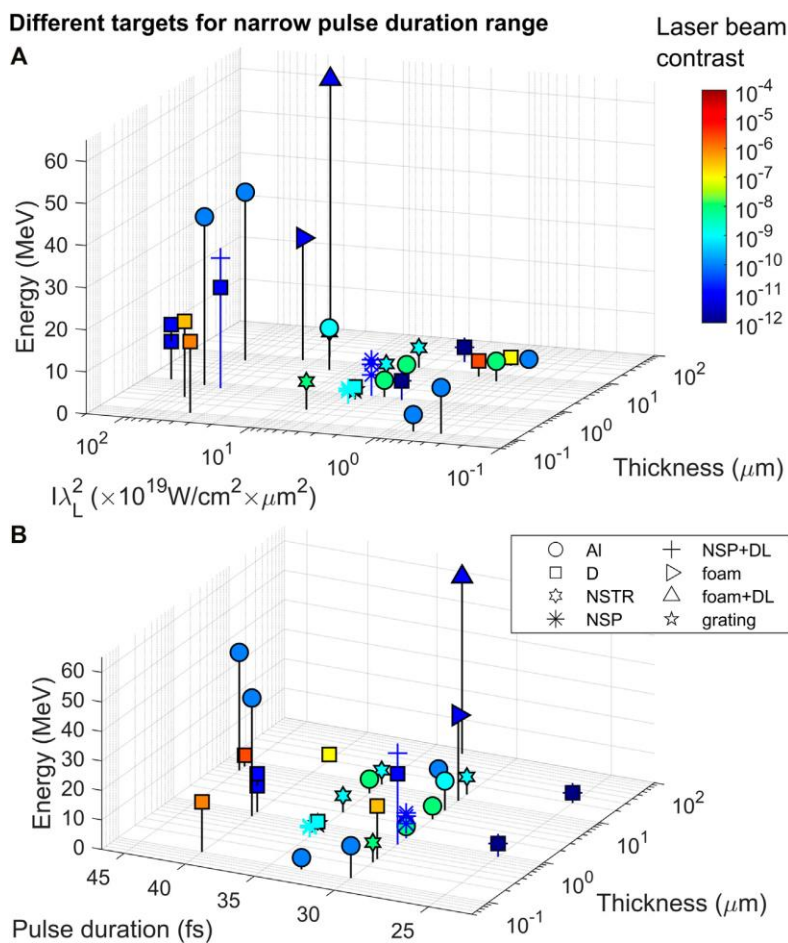


Figure 2.1. Energia maximă a protonilor accelerați din diverse tipuri de ținte: (A) în funcție de produsul dintre intensitatea laserului și pătratul lungimii de undă $I\lambda_L^2$ și grosimea ținte; (B) în funcție de durata pulsului laser și grosimea ținte. Țintele includ folii de Al "Al" (40 MeV [46], [66], 11 MeV [63], 10 MeV [67], 4.8 MeV [68], 4.5 MeV [69], 4 MeV [28], [69], 0.6 MeV [28]); folii dielectrice și nemetalice "D" incluzând Mylar (24 MeV [56], 9 MeV [54], 3.5 și 4.5 MeV [55], 2 MeV [52]), Kapton (3.8 MeV [57]), SiN (13 MeV [54], 3 MeV [58]), Cristal lichid (18 MeV [61]) și Carbon amorf (17 MeV [59]); ținte nano-și micro-structurate "NSTR" incluzând nanofire (4.8 and 5.6 MeV [70]), ține cu nanogăuri (6.7 MeV [71]), nanocanale (6 MeV [72]); nanosfere "NSP" (5, 7.5 și 8.6 MeV [73], 3.5 și 4.5 MeV [55], 3 și 3.6 MeV [58]), nanosfere pe ținte de dublu strat "NSP + DL" (31 MeV [56]), "foam" ținte cu „spumă” (29 MeV [65]), ținte

cu „spumă”- ”foam” având dublu strat "foam + DL" (60 MeV [64]) și ținte tip grilaj "gratings" (2.3 MeV [58]). Bara de culoare indică valorile contrastului laser pentru fiecare punct de date, conform referințelor.

În urma analizei acestor tipuri de ținte, considerăm că cea mai potrivită configurație pentru optimizarea accelerării protonilor este reprezentată de o țintă cu strat-dublu pe bază de „spumă” (DLFT- Double Layer Foam Target), compusă dintr-un strat de densitate ultra-scăzută depus pe un substrat de aluminiu. Structura cu densitate redusă poate conduce la formarea unui strat de plasmă de densitate aproape de densitatea critică (pe partea iradiată), permițând pulsului laser să pătrundă mai adânc în țintă. Astfel se favorizează o absorbție mai eficientă a energiei laser într-un volum mai mare de plasmă și o creștere a energiei și a numărului electronilor ”rapizi”, îmbunătățind condițiile pentru accelerarea ionilor [64], [65]. Substratul de Al reprezintă unul dintre materialele cel mai des utilizate (și validate) pentru fabricarea țintelor.

Capitolul 3

Dezvoltarea țintelor cu două straturi, pe bază de „spumă”, pentru accelerarea protonilor

Capitolul 2 a evidențiat că țintele cu două straturi, pe baza de „spumă” - ”foam”(DLFT – Double Layer Foam Target), alcătuite dintr-un strat de carbon cu densitate ultra-scăzută (C ”Foam” sau „spumă” de Carbon) depus pe folie de aluminiu (Al), au fost identificate drept una dintre cele mai eficiente configurații pentru îmbunătățirea accelerării protonilor induse de laser. În acest capitol sunt prezentate, în mod detaliat, etapele de fabricare și caracterizare a acestor ținte structurate.

3.1. Proiectarea țintelor pentru experiment

Pentru accelerarea protonilor în regim TNSA, pe baza mai multor studii științifice [64] [65] [74], am identificat ținta de tip strat-dublu cu „spumă” (DLFT) – compusă dintr-un strat de carbon (C) cu densitate ultra-redusă depus pe folii de aluminiu (Al) – drept una dintre cele mai eficiente soluții. Stratul solid, reprezentat de folia de Al, trebuie să aibă o grosime cuprinsă între câteva sute de nanometri și câțiva microni, în timp ce stratul de C cu densitate ultra-scăzută trebuie să aibă o grosime de ordinul micronilor până la câteva zeci de microni și o densitate în intervalul 5 -30 mg/cc.

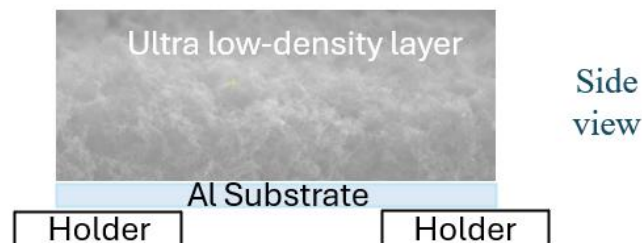


Figura 3.1. Reprezentare schematică a unei ținte DLFT, ilustrând stratul de carbon cu densitate ultra-scăzută depus pe substratul de aluminiu, montat pe suporturile experimentale (vedere laterală)

În această configurație (Figura 3.1.), ”spuma” de C cu densitate de ordinul câtorva mg/cm^3 este depusă pe o folie solidă de Al. Stratul de Al este utilizat pe partea posterioară a țintei, având grosimi variabile de 0.4, 0.8, 1.5, 3, 4.5, 6, 10 micrometri. Straturile foarte subțiri (0,4 și 0,8 μm) permit un transport mai rapid al electronilor prin substrat, favorizând generarea unui câmp electric mai puternic pe suprafața posterioară cu pierderi energetice reduse, în timp ce grosimile mai mari (1,5–10 μm) asigură o stabilitate structurală superioară. Toate aceste intervale de grosime sunt utilizate pe scară largă în experimentele de interacție laser–plasmă cu folii de aluminiu.

Carbonul a fost ales pentru stratul frontal de densitate ultra-redușă (stratul de „spumă”), datorită numărului său atomic (Z) scăzut, ceea ce reduce pierderile energetice prin radiație Bremsstrahlung și asigură ca o fracțiune mai mare din energia laserului să fie convertită în energia electronilor, în loc să fie emisă sub formă de raze X. „Spumele” de carbon prezintă o porozitate ridicată și densități ajustabile într-un interval de la câțiva mg/cm^3 până la câteva zeci de mg/cm^3 , ceea ce le face ideale pentru acest tip de aplicații.

3.2. Tehnici de fabricare și depunere

Pentru a produce stratul de carbon cu densitate ultra-redușă, a fost utilizată tehnica *Pulsed Laser Deposition* (PLD). Această metodă permite controlul precis al grosimii, densității și morfologiei stratului de carbon și poate produce straturi cu densități în intervalul mg/cm^3 .

Producerea straturilor de carbon cu densitate ultra-scăzută sau a „spumelor” (foam) de carbon prin PLD se bazează pe introducerea unui gaz în incinta de PLD (pentru a crea la un mediu gazos controlat) care duce la agregarea clusterelor de carbon ablate într-o structură de „spumă”. Nano-„spumele” de carbon sunt structuri extrem de poroase, asemănătoare zăpezii, cu fracții de goluri ce depășesc 90%, formate din nanoparticule de carbon interconectate. Acestea prezintă proprietăți unice, precum rapoarte suprafață–volum foarte ridicate, comportament neobișnuit al

conductivității electrice și o combinație de stări de hibridizare sp^1 , sp^2 și sp^3 , ceea ce le face atractive și pentru aplicații în cataliză sau stocarea de energie.

Mecanismul de creștere a „spumelor” de carbon prin PLD depinde de mai mulți parametri-cheie: fluenta laserului, frecvența de repetare, durata pulsului, și presiunea gazului din incintă. În timpul ablației, atomii și clustrele de carbon sunt ejectați din ținta solidă și interacționează prin ciocniri cu moleculele de gaz din camera de depunere. Aceste interacțiuni influențează procesele de răcire și de agregare a speciilor de carbon, favorizând formarea unor agregate sub formă de nanoparticulare care se assemblează într-o rețea poroasă tridimensională [75], [76]. Prezența gazului din incintă are un rol esențial în determinarea morfologiei „spumei”: presiunile ridicate duc la intensificarea proceselor de împrăștiere și la o agregare guvernată de difuzie, rezultând o structură mai poroasă și mai interconectată [77] [78], [79], [80]. În schimb, presiunile scăzute favorizează transportul balistic și formarea unor filme mai dense.

Pentru depunerea stratului de „spumă” de carbon în cadrul țintelor de tip DLFT, au fost utilizate două sisteme PLD distincte, fiecare bazat pe o sursă laser excimer cu parametri specifici. Primul sistem a folosit un laser excimer KrF* (COMPex Pro 205), cu lungimea de undă de 248 nm și o durată a pulsului de ≤ 25 ns (FWHM). Acesta a funcționat la o frecvență de 10–40 Hz, cu o energie a pulsului de aproximativ 320 mJ, monitorizată printr-un sistem Coherent. Al doilea sistem PLD a utilizat un laser excimer ArF, cu lungimea de undă de 193 nm, generând pulsurile laser de 25 ns la o frecvență de 40 Hz, fiecare puls având o energie de 500 mJ. În ambele cazuri, fasciculul laser a fost focalizat pe o țintă de grafit masiv, aflată într-un mediu de gaz rarefiat, la presiuni controlate. Durata depunerilor a variat între 3 și 25 de minute. Fasciculul laser a fost incident pe țintă la un unghi de 45° , materialul ablat fiind expulzat direcțional într-un jet de plasmă îngust, în interiorul căruia era poziționat substratul. Distanța țintă–substrat a fost ajustată între 5 și 7 cm pentru a optimiza condițiile de depunere și a obține proprietățile dorite ale stratului de „spumă” de carbon.

Depunerile s-au realizat în atmosfere de N_2 sau CH_4 , la presiuni cuprinse între 1 și 10 mbar, ceea ce a dus la creșterea frecvenței coliziunilor și la formarea clusterilor de C, favorizând dezvoltarea unor structuri de carbon extrem de poroase.

3.3. Caracterizarea țintelor

Prima observație calitativă asupra stratului de „spumă” de carbon integrat în țintele DLFT a fost realizată imediat după procesul de depunere, în momentul extragerii suportului din incinta PLD. S-a constatat imediat că „spuma” de carbon a fost depusă nu doar pe substraturile desemnate, ci și pe întreaga mască, incluzând deschiderile, șuruburile și suprafețele adiacente. Din punct de vedere

vizual și textural, materialul depus era asemănător cu un praful fin, pufos și slab legat. Structura s-a dovedit extrem de fragilă și părea că se va desprinde la cel mai mic contact mecanic.

Pentru o evaluare detaliată a proprietăților țintei, a fost utilizată microscopia electronică de baleiaj (SEM). SEM reprezintă o tehnică capabilă să furnizeze imagini de înaltă rezoluție ale morfologiei de suprafață și ale microstructurii apropiate de suprafață, fiind astfel ideală pentru analiza porozității și caracteristicilor structurale ale „spumei” de carbon.

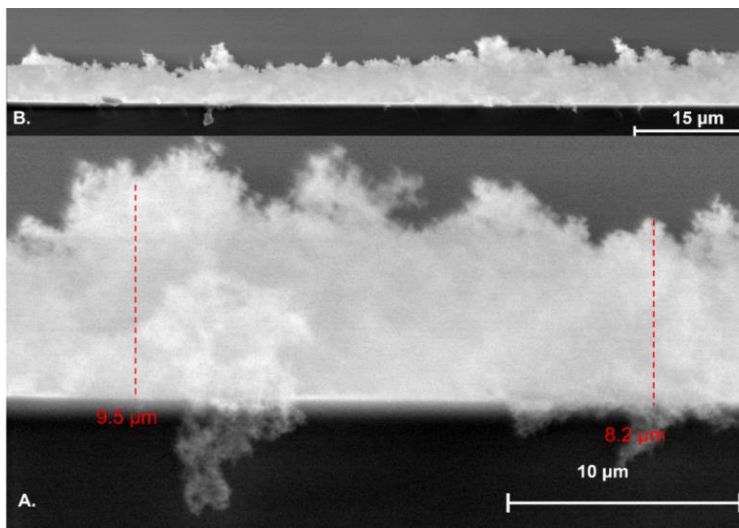


Figura 3.2. imagini SEM (vedere transversală) ale unui strat de „spumă” de carbon depus pe un substrat de Si, la parametrii: 310 mJ, 20 Hz, în atmosferă de CH₄ (2 mbar), timp de 5 minute.

(A) imagine cu ”zoom”, ce surprinde variațiile locale de grosime și detalii de morfologie (B) imagine cu zoom redus, ce evidențiază uniformitatea grosimii pe o distanță mai mare

Imaginile SEM oferă informații valoroase asupra morfologiei, porozității și profilului de grosime al „spumei”, confirmând caracterul său de densitate ultra-redușă. În special, vizualizarea cu ”zoom” dezvăluie topografia neregulată, caracteristică structurilor poroase, cu grosimi locale variind între aproximativ 8,2 și 9,5 μm. Această neuniformitate reflectă natura stocastică a dinamicii jetului de plasmă din timpul PLD. Suprafața prezintă o morfologie asemănătoare fulgilor de zăpadă, compusă din structuri de carbon slab conectate, un element definitiv al materialelor cu densitate ultra-redușă și distinct de filmele dense de carbon amorf, care prezintă interfețe plane și netede.

Analiza compozițională a straturilor de „spumă” de carbon a fost realizată prin Spectroscopie Fotoelectronică de raze X (XPS)

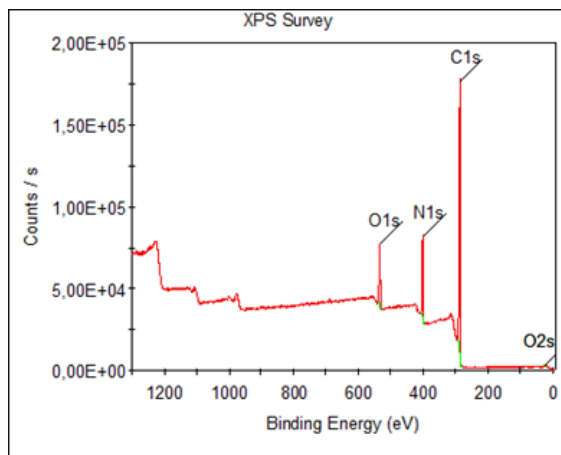


Figura 3.3. Spectrul XPS dintr-o probă de Carbon poros (tip „spumă”) depusă în N_2 la 1 mbar

Figura 3.3. ilustrează un spectru XPS de ansamblu al unei „spume” de carbon depuse într-o atmosferă de N_2 la presiunea de 1 mbar. O cantitate considerabilă de N_2 a fost adsorbită, reprezentând circa 16,3% din semnalul detectat. Vârful N 1s, situat la energia de legătură 399,2 eV, este atribuit azotului molecular absorbit în structura „spumei”. În plus, expunerea la aer a condus la absorbția de oxigen (O_2) și apă (H_2O), confirmată de prezența vârfului O 1s la 532,1 eV, corespunzător unui conținut de oxigen de 7,6%. Aceste rezultate indică un raport suprafață–volum foarte ridicat, specific materialelor poroase. Depunerile realizate exclusiv în atmosferă de metan (CH_4) au prezentat doar vârfurile C 1s și O 1s.

Pentru investigarea straturilor depuse pe substraturi de Si s-a utilizat și spectrometria de împrăștiere Rutherford nerezonantă (N-RBS). Măsurătorile au fost efectuate în vid înalt ($\sim 10^{-6}$ mbar), folosind un fascicul de He^{2+} de 4,27 MeV accelerat cu un tandem Tandetron de 3 MV, echipat cu sursă de ioni duoplasmatron. Particulele α împrăștiate au fost detectate printr-un detector de siliciu pasivat, implantat cu ioni, amplasat la un unghi de 165° față de fasciculul incident.

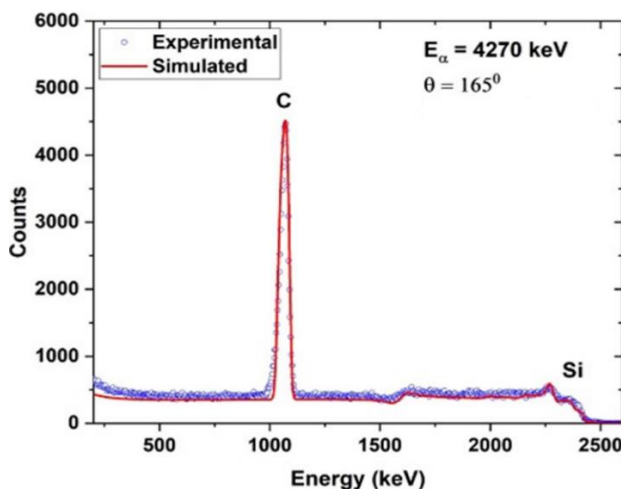


Figura 3.4. Spectru N-RBS a unei probe cu C poros (tip „spumă”) depus pe Si

Figura 3.4. prezintă un spectru N-RBS pentru o „spumă” de carbon depusă pe substrat de Si. Din simulările spectrale a rezultat o densitate pe unitate de suprafață aproximativă de: $A_\rho = 100 \times 10^{15} \text{ atoms/cm}^2$.

Presupunând o grosime a filmului de circa $10 \mu\text{m}$, determinată prin SEM, densitatea de masă ρ a stratului de „spumă” poate fi aproximată prin:

$$\rho = \frac{A_\rho}{t} \cdot m_C = \frac{10^3 \times 10^{15} \text{ atomi cm}^{-2}}{10 \mu\text{m}} \cdot 2 \times 10^{-23} \text{ g atom}^{-1} = 20 \text{ mg/cc} \quad (3.5)$$

unde A_ρ densitate pe unitate de suprafață (atomi/cm²), t este grosimea stratului, m_C este masa unui atom de C, calculată ca $m_C = \mu_C/N_A$, cu masa molară $\mu = 12 \text{ g/mol}$ și $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ atoms/mol (numărul lui Avogadro).

Măsurători cantitative ale densității „spumei” de carbon au fost realizate și cu ajutorul unei microbalanțe de înaltă precizie. Rezultatele gravimetrice au indicat o densitate situată în intervalul $5\text{--}30 \text{ mg/cm}^3$, în funcție de parametrii de depunere (presiunea gazului de fond și durata depunerii). Aceste valori sunt în acord cu cele estimate prin N-RBS și confirmă un material cu 2–3 ordine de mărime mai puțin dens decât carbonul amorf compact ($\sim 2,2 \text{ g/cm}^3$).

Procedura gravimetrică a constat în cântărirea precisă a substratului de Si înainte și după depunerea „spumei”. Diferența de masă a fost asociată masei nete a „spumei” depuse. În combinație cu imagistica optică (pentru estimarea ariei acoperite) și cu analiza SEM (prin vederea transversal a probelor) care a dus la determinarea grosimii, a fost calculat volumul total al stratului. Din raportul masă–volum s-a dedus densitatea medie aparentă a „spumei” de carbon.

Aceste rezultate sunt în acord cu estimările N-RBS și cu observațiile morfologice SEM, care relevă o microstructură asemănătoare fulgilor de zăpadă, alcătuită din structuri slab conectate, poroase. Densitatea redusă este confirmată suplimentar de analiza XPS, ce evidențiază absorbția semnificativă de oxigen și umiditate din atmosferă, un comportament specific materialelor cu poroase, cu densitate redusă.

Împreună, analizele SEM, XPS, N-RBS și măsurările gravimetrice oferă o imagine complementară și convergentă: „spuma” de carbon obținută prin PLD reprezintă un material extrem de poros, cu densitate foarte redusă, optim pentru aplicații avansate în interacția laser–plasmă.

Capitolul 4

Testarea experimentală a țintelor DLFT

După prezentarea metodologiei detaliate pentru fabricarea țintelor DLFT, constând dintr-un strat de carbon cu densitate ultra-redușă depus pe un substrat subțire de Al (Capitolul 3), urmată de caracterizarea cuprinzătoare a acestora, acest capitol se concentrează pe validarea experimentală a beneficiilor țintelor dezvoltate.

4.1. Imagistica plasmei produsă la iradierea țintelor cu un laser cu intensitatea 10^{13} W/cm^2

Experimentul a fost realizat prin iradierea țintelor de tip DLFT cu un laser cu pulsuri de femtosecundă și energie de ordinul mJ per puls (cu sistemul laser Avesta) la ELI-NP. Proprietățile țintelor au fost investigate prin imagistică de mare viteză a interacției acestor ținte cu fasciculul laser, punând accent pe formarea și expansiunea plasmei la suprafața ținte. Compararea cu măsurările efectuate pe folii simple de aluminiu, în condiții laser similare, a evidențiat diferențe semnificative în generarea plasmei, subliniind potențialul îmbunătățirii procesului de accelerare a ionilor din țintele de tip DLFT (cu carbon poros tip „spumă” depus pe Al)

Pentru a analiza în detaliu dinamica interacției și avantajele posibile aduse de stratul de „spumă” de carbon, am iradiat atât ținte DLFT, cât și folii de aluminiu simple, utilizând pulsuri laser de 70 fs, cu energii de $\sim 750 \mu\text{J}$, focalizate într-un ”spot” focal de $160 \mu\text{m}$ (FWHM) și atingând intensități de ordinul 10^{13} W/cm^2 . Acest regim de intensitate a fost ales pentru a reproduce condițiile tipice ale prepulsurilor sau ale pedestelului în sistemele laser de mare putere, folosite pentru accelerarea particulelor. Evoluția spațială și temporală a emisiilor de plasmă a fost investigată prin diagnostică optică cu declanșare rapidă, cu o cameră CCD intensificată (ICCD), poziționată perpendicular pe

direcția de expansiune a plămezii. Sistemul ICCD a fost sincronizat cu sursa laser pentru a înregistra o imagine rezolvată temporal la fiecare împușcare laser.

Straturile de „spumă” de carbon au fost depuse prin PLD în atmosferă de CH₄, la presiuni de 1, 5 și 10 mbar. Presiunea de depunere a influențat microstructura și densitatea rezultată a „spumei”: presiunile scăzute au condus la filme mai dense, în timp ce depunerea la 10 mbar a generat rețele de carbon mai poroase și mai extinse spațial, având cea mai redusă densitate

În aceste condiții de iradiere, pulsurile laser focalizate au inițiat ablația suprafeței stratului de „spumă” sau a substratului metalic, urmată de expulzarea plasmei. La intensitatea și durata pulsului utilizat, interacția laser–materie a fost dominată de procese neliniare precum ionizarea multi-fonică, cu o contribuție minimă a conducerii termice datorită duratei ultrascurte a pulsului.

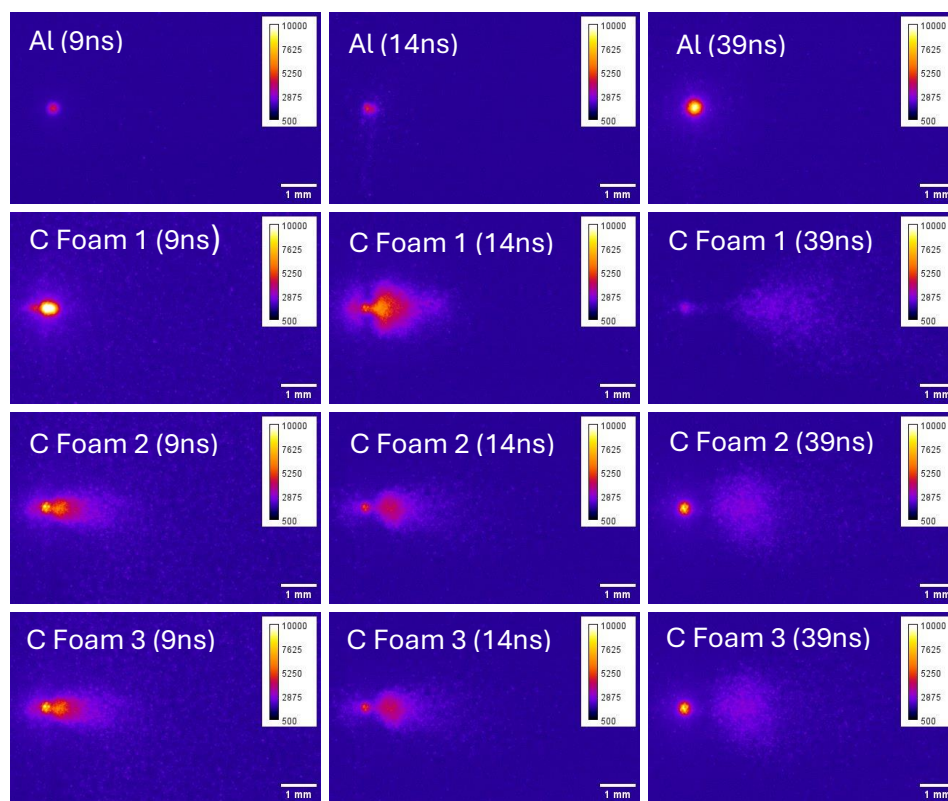


Figura 4.1. Imagini ICCD ale expansiunii plamei la diferite momente de timp după interacție: 9 ns, 14 ns și 39 ns, Foliile simple de Al (rândul de sus), DLFT compus din Al cu „spumă” de Carbon (C Foam) depus prin PLD la trei presiuni de CH₄ în incintă: C Foam 1 (1 mbar), C Foam 2 (5mbar), C Foam 3 (10 mbar). Scara corespunde cu 1 mm în toate imaginile

Figura 4.1. prezintă analiza comparativă a dinamicii de plasmă după iradierea foliilor simple de aluminiu și a foliilor de aluminiu acoperite cu „spumă” de carbon depusă la diferite presiuni de CH₄: C Foam 1 (1 mbar), C Foam 2 (5 mbar) și C Foam 3 (10 mbar). Analiza comparativă a

dinamicii plasmei arată că, în toate cazurile examinate, țintele acoperite cu „spumă” de carbon generează o plasmă mai extinsă și cu expansiune mai rapidă decât țintele metalice convenționale.

La 15 ns după interacția laser-țintă, emisia nu mai este detectabilă în cazul foliilor de Al, ceea ce indică fie o plasmă prea slabă, fie disiparea completă a acesteia. În schimb, ținta acoperită cu C Foam 1 prezintă o plasmă bine dezvoltată, de intensitate ridicată, cu expansiune de câțiva mm și radiație optică intensă. C Foam 2 și C Foam 3 generează, de asemenea, plasmă vizibilă, însă acestea sunt mai slabe și mai puțin extinse decât cea obținută din „spuma” mai densă C Foam 1.

Această tendință se menține și la momente temporale ulterioare, la 40 ns după iradiere, folia de Al simplă nu mai prezintă nicio activitate vizibilă a plămăzii, în timp ce țintele cu „spumă” de carbon continuă să emită lumină și să se extindă în vid. Aceste observații confirmă faptul că stratul de „spumă” de carbon îmbunătățește absorbția energiei laser, datorită structurii poroase, suprafeței efective crescute și proprietăților optice favorabile.

Rezultatele obținute indică faptul că „spuma” de carbon poroasă sporește absorbția laserului prin creșterea suprafeței active, susținând emisia de plasmă chiar și la intensități tipice prepulsurilor ($\sim 10^{13}$ W/cm²). Întrucât astfel de prepulsuri în sistemele CPA ($\sim 10^{21}$ W/cm² intensitate de vârf, contrast 10^{-7} - 10^{-8}) pot influența puternic procesul ulterior de accelerare prin Target Normal Sheath Acceleration (TNSA), controlul densității și grosimii „spumei” oferă un mijloc de a ajusta formarea preplasmei și de a favoriza focalizarea pulsului principal îmbunătățind performanțele de accelerare ale ionilor.

Astfel, țintele de tip DLFT acoperite cu straturi de „spumă” de carbon influențează generarea și proprietățile pre-plasmei, oferind parametri suplimentari de control pentru optimizarea interacțiilor laser-plasmă în experimente la intensități ridicate.

4.2. Accelerarea protonilor în timpul campaniei de punere în funcțiune a sistemului de 1 PW la ELI-NP

Acest subcapitol prezintă campania experimentală desfășurată la Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics (ELI-NP), în cadrul căreia au fost iradiate și țintele de tip double-layer foam targets (DLFT). Cele două experimente descrise în acest subcapitol au fost realizate pe durata fazei de punere în funcțiune a zonei experimentale de 1 PW de la ELI-NP. Primul experiment a urmărit evaluarea compatibilității țintelor DLFT în experimentele cu Laserul de 1PW (High Power Laser System ,HPLS) și performanțele inițiale de accelerare la energii sub-3 J, în timp ce cel de-al doilea, desfășurat la puterea maximă de 1 PW, a avut ca obiectiv compararea eficienței de accelerare a ionilor pentru DLFT în raport cu țintele convenționale din folii subțiri de aluminiu.

4.2.1. Accelerarea protonilor cu laserul la intensitate 10^{20} W/cm²

Primul experiment a fost realizat utilizând brațul A al laserului HPLS, în camera de interacție C1, unde fasciculul a fost focalizat direct pe țintele DLFT, fără implementarea unei oglinzi de plasmă (plasma mirror, PM) între oglinda parabolică off-axis (OAP) și țintă. În absența PM, obiectivul principal al acestei iradiere preliminare a fost verificarea utilizării noilor ținte în siguranță, în special în ceea ce privește riscul de retro-reflexii (back reflection, BR) și potențiala contaminare a camerei de vid..

Fasciculul laser p-polarizat a fost focalizat sub un unghi de incidență de 45°, utilizând o oglindă OAP cu f/3.7. Pentru a limita intensitatea BR, energia fasciculului a fost redusă la 2.7 J înainte de compresor (eficiență ~0.7), rezultând o intensitate pe țintă de ordinul 10^{20} W/cm², într-un spot focal cu dimensiuni FWHM de 3.9×4.0 μm. Țintele au constat din DLFT-uri formate dintr-un strat de „spumă” de carbon de 7 μm deșus pe folii de aluminiu cu grosimi de 1.5 μm și 3 μm. Pentru a minimiza riscul de contaminare a camerei, stratul de „spumă” a fost limitat la o zonă circulară cu raza de 250 μm, prin intermediul unei măști utilizate în timpul depunerii.

Întregul ciclu de vid a fost monitorizat pentru detectarea eventualelor emisii anormale de gaz sau de particule; nu au fost identificate semne de degazare sau contaminare. Inspecția optică post-iradiere a componentelor critice (în special a OAP) nu a relevat niciun fel de depuneri sau degradări. Absența oricărui reziduu de carbon a confirmat integritatea structurală a stratului de „spumă” cu densitate ultra-redușă, demonstrând că, în condițiile testate, DLFT-urile nu reprezintă un risc de contaminare pentru optică sau pentru sistemul experimental.

Retro-reflexia (BR) a fost monitorizată cu o fotodiodă rapidă cu GaAs (timp de creștere 30 ps).

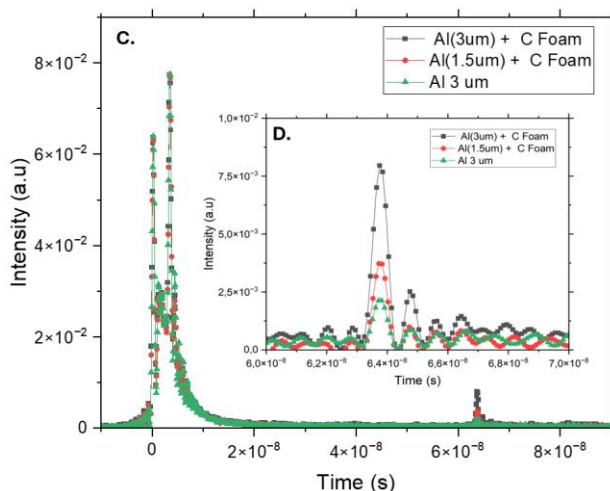


Figura 4.2. Profiluri temporale ale semnalelor laser retro-reflectate (BR) înregistrate cu fotodiodă rapidă pentru trei tipuri de ținte: DLFT cu 3 μm Al + „spumă” de carbon (pătrate negre), DLFT cu 1,5 μm Al + „spumă” de carbon (cercuri roșii) și folie de aluminiu de 3 μm (triunghiuri verzi). (C) Traiectoriile complete ale semnalului BR, (D) Vizualizare mărită a BR

Figura 4.2. prezintă profilul temporal ale semnalului BR pentru trei configurații de țintă: DLFT cu 3 μm Al + „spumă” de carbon (pătrate negre), DLFT cu 1.5 μm Al + „spumă” de carbon (cercuri roșii) și folie simplă de Al de 3 μm (triunghiuri verzi). S-a observat că DLFT-ul cu substrat de 3 μm Al a generat cel mai puternic semnal BR, urmat de DLFT-ul cu 1.5 μm Al, în timp ce folia simplă de Al de 3 μm a produs cel mai redus semnal (de trei ori mai mic). Această diferență poate fi atribuită rolului stratului de „spumă” în modificarea condițiilor de preplasmă, contribuind la menținerea unei suprafețe critice mai uniforme în momentul sosirii pulsului principal. Important de subliniat este faptul că toate valorile BR au rămas sub pragurile de risc, monitorizate de sistemul HPLS, confirmând faptul că țintele pot fi folosite în condiții de siguranță.

Un rezultat esențial al campaniei experimentale a fost observarea accelerării protonilor din DLFT-uri, caracterizată cu ajutorul unui filmelor radiochromice (RCF) și al unui spectrometru Thomson Parabola (TPS).

Detectorul cu RCF a fost compus din 19 straturi (11 straturi HD-V2 și 8 straturi EBT3, Gafchromic™ [81]). Zonele întunecate localizate corespund urmelor de protoni, în timp ce întunecarea difuză și uniformă a fost asociată radiației X.

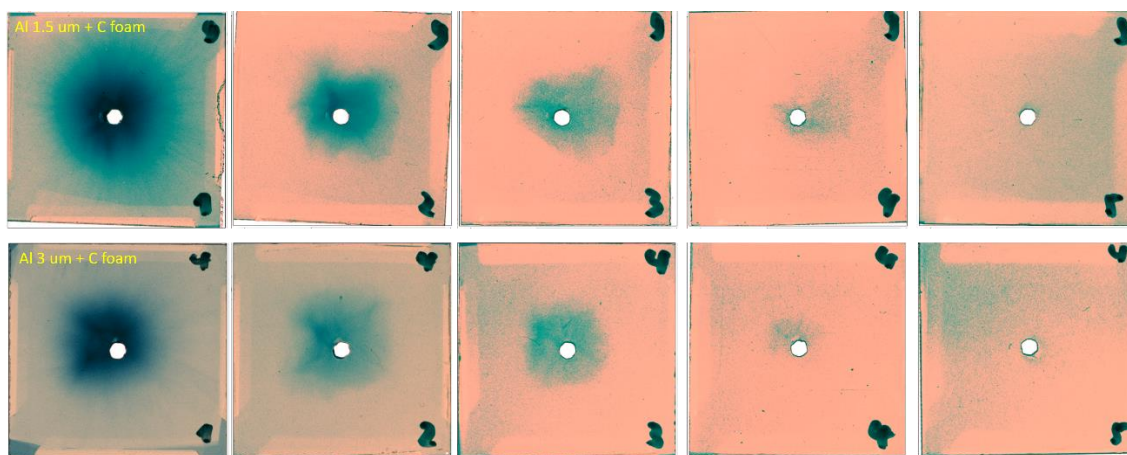


Figura 4.3. Analiză răspunsul filmelor RCF pentru două ținte cu „spumă” cu strat dublu (DLFT). Rândul superior corespunde țintei cu folie de Al 1,5 μm + „spumă” de carbon de 7 μm (RCF9), rândul inferior corespunde țintei cu Al 3 μm + „spumă” de carbon de 7 μm (RCF 4).

Figura 4.3. prezintă analiza răspunsul RCF în cazul a două DLFT-uri: 1.5 μm Al + 7 μm „spumă” de carbon (rândul superior, Stack 9) și 3 μm Al + 7 μm „spumă” de carbon (rândul inferior, Stack 4). În ambele cazuri, primele straturi RCF arată o amprentă centrală circulară a protonilor, înconjurată de un halou difuz atribuit electronilor și radiației X. Intensitatea semnalului scade progresiv cu adâncimea, dispărând după al patrulea strat, ceea ce corespunde unei energii de tăiere a protonilor de aproximativ 5.5 MeV. Dincolo de acest punct, se observă doar un fundal difuz,

confirmând oprirea completă a protonilor. Similaritatea în adâncimea de penetrare și în profilul spațial sugerează condiții de accelerare aproape identice pentru ambele configurații DLFT.

Ca diagnostic complementar, TPS a furnizat spectrele energetice ale protonilor, confirmând observațiile din RCF.

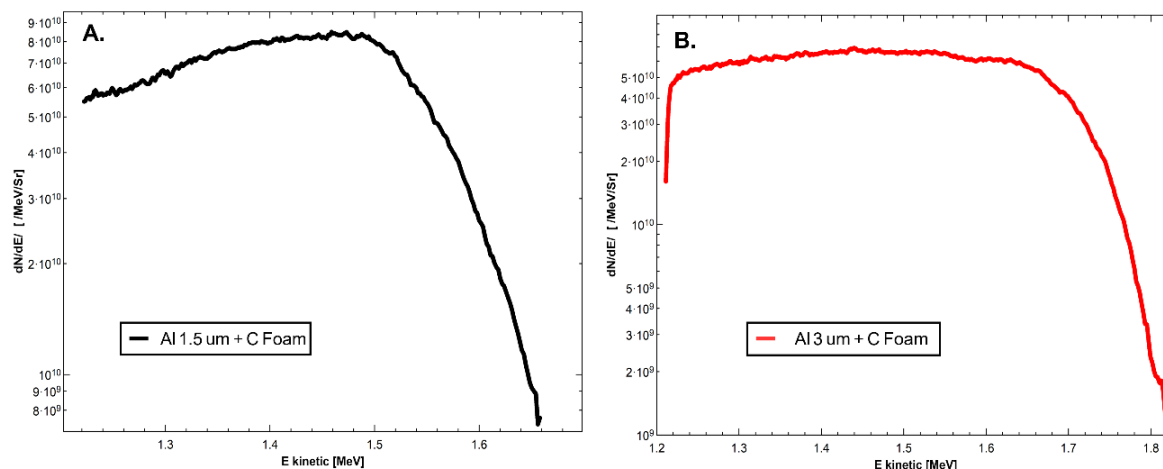


Figura 4.4. Spectrele de protoni obținute cu TPS pentru DLFT: A. Spectrul din Al 1,5 μm + 7 μm C poros . B. Spectrul din Al 3 μm + 7 μm C poros

Figura 4.4. prezintă spectrele de protoni obținute cu TPS având detectori tip ImagePlate (IP) calibrați. În grafic este reprezentat numărul de protoni per unitate de energie și steradian, în funcție de energia cinetică (MeV). Ambele spectre prezintă forma exponențială caracteristică mecanismului TNSA. Graficul A corespunde DLFT-ului cu 1.5 μm Al + 7 μm „spumă” de carbon, iar graficul B DLFT-ului cu 3 μm Al + 7 μm „pumă”. În ambele cazuri, fluxul de protoni a fost modest ($\sim 10^{10}$ protoni/sr), în concordanță cu energia redusă livrată pe țintă (< 1 J). Ușoara creștere a energiei maxime pentru substratul de 3 μm Al poate fi explicată printr-o integritate mai bună a suprafeței posterioare a țintei, observație consistentă cu semnalul BR mai puternic pentru această configurație.

Discrepanța dintre energiile maxime măsurate cu TPS și cele deduse din RCF este cel mai probabil cauzată de o nealiniere între axa de emisie a ionilor și fanta de intrare din RCF-ului, ceea ce ar fi putut bloca protonii cei mai energetici înainte de a ajunge la intrarea prin axul de intrare în TPS.

4.2.2. Accelerarea protonilor cu laserul la intensitate 2×10^{21} W/cm²

A doua campanie experimentală utilizând ținte DLFT a fost realizată în camera de interacție C3 din zona E5, cu brațul B al laserului (HPLS). Fasciculul laser a pătruns în cameră la aproximativ 870 mm deasupra mesei optice și a fost focalizat prin aceeași oglindă parabolică off-axis $f/3.7$, la un unghi de incidență de 45° . Corecția frontului de undă a fost asigurată printr-un sistem optic adaptiv (oglină deformabilă + senzor de front de undă), obținându-se un spot focal de (3.9 ± 0.2) μm FWHM. Fasciculul p-polarizat a lovit ținta la $25^\circ \pm 1^\circ$ față de normală.

Pentru îmbunătățirea contrastului temporal s-a folosit o oglindă de plasmă (PM). Aceasta, realizată dintr-un substrat de sticlă acoperit cu un strat antireflex cu planeitate $\lambda/10$ rms, a furnizat o reflectivitate de aproximativ 75% la putere maximă, asigurând suprimarea eficientă a pre-pulsurilor și a pedestelului.

Au fost iradiate două configurații DLFT: folie de Al de $1.5 \mu\text{m}$ + „spumă” de carbon de $40 \mu\text{m}$ și folie de Al de $3 \mu\text{m}$ + „spumă” de carbon de $90 \mu\text{m}$. Grosimile superioare ale straturilor de „spumă”, comparativ cu prima campanie, au fost alese pentru a investiga o cuplare sporită a energiei laserului în țintă și dinamici modificate ale interacțiunii laser-plasmă.

Diagnosticul principal pentru caracterizarea accelerării ionilor a fost realizat cu ajutorul filmelor radiochromice (RCF), identice cu cele utilizat în primul experiment. Acestea au fost poziționate la 25 mm în spatele suprafeței posterioare a ținte, permițând astfel determinarea precisă a distribuției unghiulare și a distribuției energetice al fasciculului de ioni

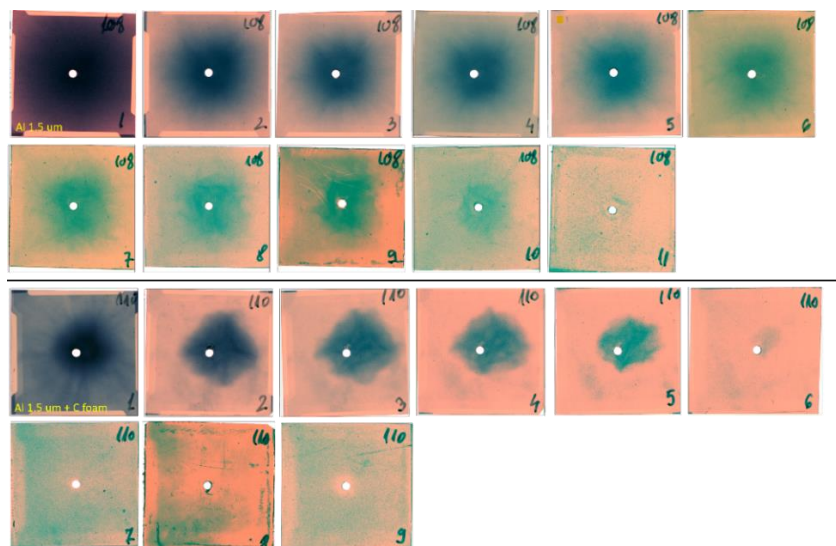


Figura 4.5. Analiza cu contrast îmbunătățit a răspunsului RCF pentru DLFT versus folie de Al simplă. Rândul superior corespunde unei ținte din folie de Al de $1.5 \mu\text{m}$ (RCF 108), iar rândul inferior DLFT-ului alcătuit din $1.5 \mu\text{m}$ Al + $40 \mu\text{m}$ „spumă” de carbon (RCF 110).

Compararea răspunsurilor RCF (Figura 4.5.) evidențiază că protonii accelerați din folia simplă de Al ($1.5 \mu\text{m}$) au penetrat până la al 10-lea strat, corespunzător unei energii de $\sim 18.6 \text{ MeV}$. În schimb, pentru DLFT ($1.5 \mu\text{m Al} + 40 \mu\text{m C}$), semnalul a fost detectat doar până la al 6-lea strat, echivalent cu o energie maximă de $\sim 9.7 \text{ MeV}$. Dincolo de aceste straturi, a fost observat doar un fundal difuz generat de radiația X și electroni.

Divergența fasciculului a fost dedusă (Figura 4.6.) prin analiza dimensiunii și evoluției amprentei fasciculului pe straturile succesive, observându-se o reducere clară a divergenței în cazul protonilor accelerați din DLFT.

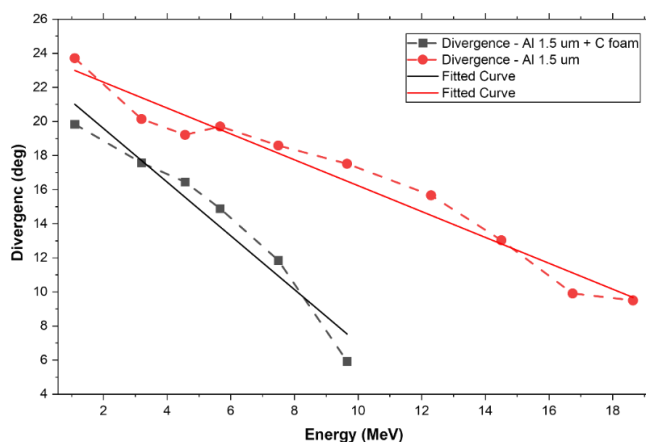


Figura 4.6. Divergența fasciculului de protoni în funcție de energia cinetică pentru țintele: folie de Al de $1.5 \mu\text{m}$ (roșu) și DLFT ($1.5 \mu\text{m Al} + 40 \mu\text{m}$ „spumă” de carbon, negru).

Analiza din Figura 4.6 confirmă că protonii generați din DLFT prezintă o divergență semnificativ redusă pe întreg spectrul energetic, în comparație cu fasciculul provenit din folia simplă de Al. La o energie cinetică de 7.5 MeV , fasciculul DLFT a avut un unghi de divergență de aproximativ 12° , comparativ cu $\sim 19^\circ$ pentru folia de Al. La energii mai mari, divergența redusă a protonilor din DLFT devine și mai evidentă: la 9.7 MeV , divergența DLFT a fost de doar $\sim 6^\circ$, față de $\sim 17.5^\circ$ pentru folia de Al.

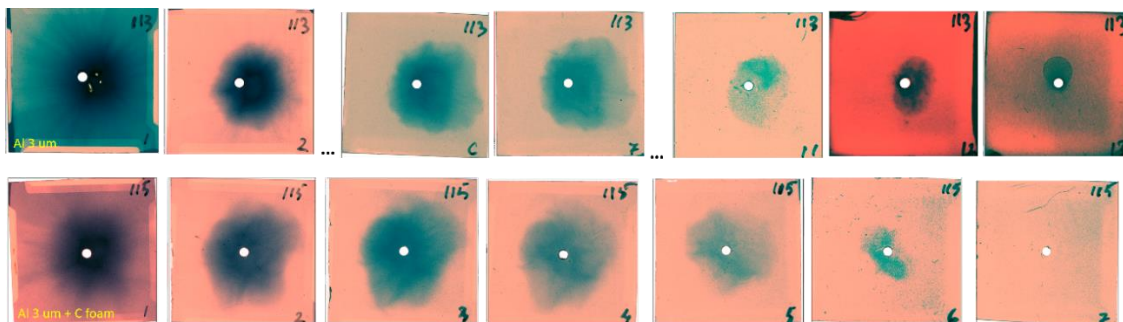


Figura 4.7. Analiza cu contrast îmbunătățit a răspunsului RCF pentru DLFT versus folie de Al simplă. Rândul superior corespunde unei folii de Al de $3 \mu\text{m}$, iar rândul inferior unui DLFT ($3 \mu\text{m Al} + 90 \mu\text{m}$ „spumă” de carbon).

Figura 4.7. evidențiază că pentru ținta simplă de Al de 3 μm , straturile RCF au relevat un fascicul de protoni uniform spațial, vizibil până la al 12-lea strat, corespunzător unei energii de până la ~ 27.6 MeV. Intensitatea aparent mai mare pe acest strat se datorează tranziției de la filmele HD-V2 (straturile 1–11) la filmele mai sensibile EBT-3 (\geq stratul 12). Semnalul protonilor a dispărut după stratul 13, confirmând oprirea completă a protonilor.

În contrast, DLFT-ul (3 μm Al + 90 μm C) a generat semnal al protonilor doar până la al 6-lea strat, corespunzător unei energii maxime de ~ 9.7 MeV, dincolo de care a fost observat doar fundal difuz.

Această discrepanță evidentă între energiile maxime demonstrează o performanță redusă a DLFT-urilor în condițiile parametrilor laser utilizați. Reducerea energiei protonilor este atribuită grosimii mari a stratului de „spumă”: deși „spumele” cu densitate ultra-redușă pot crește absorbția și generarea de electroni rapizi, grosimea de 90 μm introduce pierderi ale energiei electronilor prin coliziuni și procese de împrăștiere semnificative, diminuând câmpul electric (de ”teacă”) posterior responsabil de accelerarea protonilor în regimul TNSA

În ceea ce privește divergența, Figura 4.8. prezintă aceeași tendință ca și Figura 4.6.:

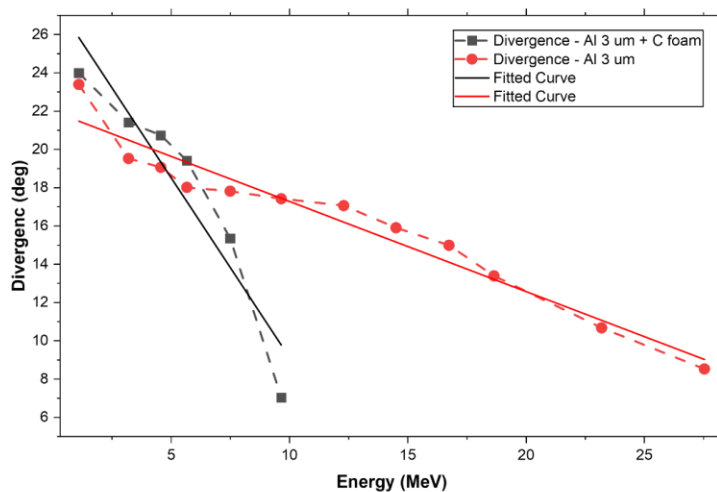


Figura 4.8. Divergența fascicului de protoni în funcție de energia cinetică pentru Al de 3 μm (roșu) și DLFT (3 μm Al + 90 μm „spumă” de carbon, negru).

Figura 4.8. arată analiza divergenței, în deplin acord cu observațiile anterioare: fasciculul de protoni generat din DLFT prezintă o divergență mai mică pe întreg spectrul energetic comparativ cu folia simplă de Al.

Astfel, în acord cu observațiile precedente, DLFT-urile generează fascicule de protoni cu divergență semnificativ redusă, ceea ce indică o accelerare mai colimată comparativ cu foliile simple de Al. Acest comportament sugerează că configurația DLFT facilitează ghidarea

electronilor rapizi responsabili de generarea câmpului electric ”de teacă”, rezultând într-o împrăștiere unghiulară mai redusă a fasciculului de protoni accelerați.

În ceea ce privește energia, foliile simple de Al au atins valori maxime între 19–27 MeV, în timp ce DLFT-urile au atins, de regulă, doar ~ 10 MeV. Cu toate acestea, colimarea îmbunătățită a fasciculului a fost observată pentru toate grosimile de „spumă”, ceea ce indică o modificare a transportului electronic în plasma de densitate aproape critică generată de ionizarea ”spumei” de carbon. Totuși, atunci când stratul de „spumă” este excesiv de gros, pierderile colizionale reduc eficiența procesului de accelerare, atât în ceea ce privește numărul de protoni, cât și energia maximă a acestora.

4.3. Îmbunătățirea accelerării protonilor prin pre-ionizarea țintelor cu un prepuls, la Gemini - RAL

Acest experiment a fost realizat cu sistemul laser Astra-Gemini de la Rutherford Appleton Laboratory (UK). Amplificatorul final a livrat pulsuri de 17 ± 1 J, cu o eficiență de $\sim 75\%$ a compresorului, $\sim 50\%$ reflectivitate prin sistemul de oglinzi de plasmă duble (Double Plasma Mirror - DPM) și $\sim 80\%$ transmisie prin optica de ghidare, rezultând o energie efectivă pe țintă de ~ 5.1 J. Fasciculul a fost focalizat la incidență normală utilizând o oglindă parabolică off-axis $f/2$, obținându-se un spot focal de $4.4 \mu\text{m}$ (FWHM). Aproximativ 25% din energie a fost concentrată în această regiune focală, conducând la o intensitate maximă de $\sim 2 \times 10^{20}$ W/cm².

În timpul campaniei experimentale, s-a observat o discrepanță semnificativă între contrastul temporal anticipat și cel măsurat al impulsului laser. Deși sistemul DPM era proiectat să îmbunătățească contrastul până la nivelul de $\sim 10^{-12}$ până la câteva sute de picosecunde (conform rezultatelor raportate anterior [83] măsurătorile efectuate în camera de interacție au indicat prezența unui prepuls intens la 40 de nanosecunde înainte de sosirea pulsului principal. S-a determinat că acest prepuls atinge intensități de ordinul 10^{11} – 10^{12} W/cm² chiar după trecerea prin sistemul DPM. Acest nivel de intensitate este suficient pentru a iniția ionizarea stratului de „spumă” de carbon de densitate redusă înainte de interacția cu pulsul principal.

Țintele utilizate au fost DLFT-uri, fiecare compusă dintr-un strat de $15 \mu\text{m}$ „spumă” de carbon cu densitate redusă de pe substraturi de folie de aluminiu de grosimi : 0.4, 0.8, 1.5, 3, 6 și $10 \mu\text{m}$.

Diagnosticul ionilor a inclus două spectrometre de tip Thomson Parabola (TPS) plasate la 0° și 5° pentru a surprinde dependența unghiulară, precum și un detector Time-of-Flight (TOF) (diamant

pCVD [84], grosime 100 μm , polarizat la 100 V), poziționat la 4° față de axa laserului pentru detecția complementară a protonilor.

Imaginile brute de pe MCP obținute cu TPS-ul arată că pentru toate grosimile substratului, DLFT-urile au generat urme de ioni mai luminoase și mai extinse, indicând flux și energii superioare pentru protonii accelerați, dar și alte specii ionice accelerate, comparativ cu foliile simple de Al.

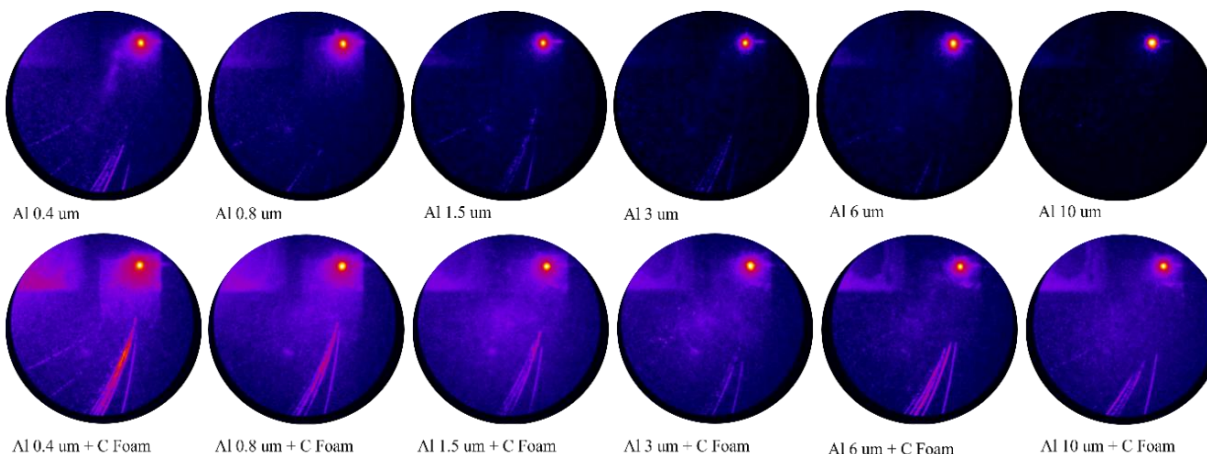


Figura 4.9. Imagini brute de pe MCP obținute cu spectrometrul Thomson Parabola (TPS) la 0° față de normala țintei. Rândul superior prezintă rezultatele obținute pentru folii simple de Al cu grosimi de 0.4 μm , 0.8 μm , 1.5 μm , 3 μm , 6 μm și respectiv 10 μm . Rândul inferior afișează datele corespunzătoare pentru DLFT-uri, compuse dintr-un strat de 15 μm de „spumă” de carbon depus pe substraturi de Al cu grosimi identice.

Figura 4.9. ilustrează spectrele de protoni corespunzătoare (în scară logaritmică), extrase din datele MCP/TPS. Pentru toate grosimile substratului (0.4–10 μm), DLFT-urile (cercuri roșii) prezintă distribuții energetice mai largi și un randament aparent mai ridicat decât foliile simple de Al (pătrate negre). Deși numărul absolut de protoni nu a putut fi cuantificat din cauza lipsei unei calibrări MCP, comparațiile relative confirmă performanța superioară a DLFT-urilor.

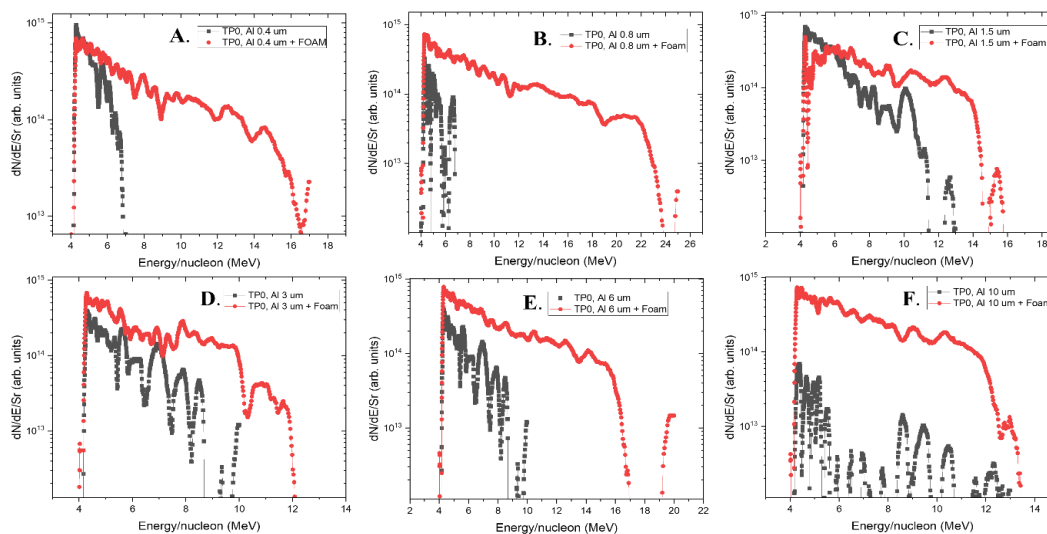


Figura 4.10. Spectre comparative de energie ale protonilor, obținute cu MCP la TPS-ul de 0° pentru diferite configurații de ținte. Fiecare sub-graf (A–F) prezintă distribuția energetică a protonilor (în MeV), reprezentată în scară logaritmică (unități arbitrare), pentru DLFT-uri (cercuri roșii) versus folii simple de Al (pătrate negre). Grosimile substratului de Al sunt indicate astfel: (A) $0.4 \mu\text{m}$, (B) $0.8 \mu\text{m}$, (C) $1.5 \mu\text{m}$, (D) $3 \mu\text{m}$, (E) $6 \mu\text{m}$ și (F) $10 \mu\text{m}$.

Aceste rezultate susțin ipoteza conform căreia adăugarea unui strat de „spumă” de carbon cu densitate redusă îmbunătățește formarea câmpului de teacă și susține câmpuri de accelerare mai intense în timpul procesului de accelerare de protoni

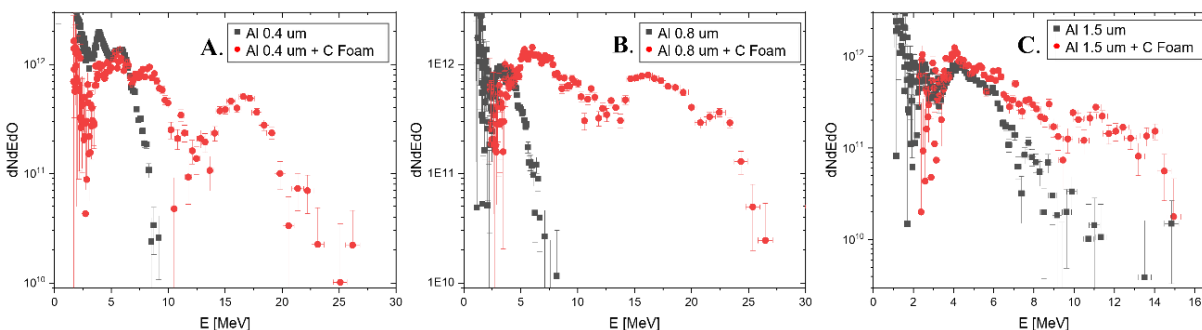


Figura 4.11. Comparație spectrele energetice ale protonilor și ionilor, obținute prin diagnostic TOF pentru DLFT-uri (cercuri roșii) și folii simple de Al (pătrate negre), la diferite grosimi ale substratului: (A) $0.4 \mu\text{m}$, (B) $0.8 \mu\text{m}$ și (C) $1.5 \mu\text{m}$.

Figura 4.11. prezintă spectrele energetice ale protonilor și ionilor obținute din măsurătorile TOF. Deși numărul total de protoni nu a putut fi determinat cantitativ din cauza suprapunerii spectrale cu ionii grei, se pot extrage energiile maxime ale protonilor accelerați. În toate cele trei cazuri, spectrele obținute prin TOF confirmă tendințele observate cu TPS: DLFT-urile produc sistematic energii maxime ale protonilor accelerați mai ridicate decât foliile de Al corespunzătoare.

Concluzii

Cercetările prezentate în această teză au demonstrat proiectarea, fabricarea și validarea experimentală țintelor de tip dublu-strat cu ”spumă” (DLFT – Double Layer Foam Targets), alcătuite dintr-o „spumă” de carbon cu densitate ultra-redușă depusă pe substraturi de aluminiu, dezvoltate special pentru îmbunătățirea procesului de accelerare a protonilor generați prin interacția cu lasere de mare putere. Această concluzie generală este susținută de o succesiune de rezultate intermediare care vizează proiectarea, fabricarea și caracterizarea detaliată a ținteii dar și testarea experimentală sistematică sub o varietate de condiții de iradiere laser.

O analiză comparativă a tipurilor existente de ținte, incluzând folii metalice, structuri dielectrice și compozite structurate, a arătat că soluția optimă pentru creșterea eficienței accelerării protonilor este reprezentată de țintele DLFT. Acestea constau dintr-un strat de „spumă” de carbon cu densitate ultra-redușă (5–30 mg/cc) și grosimi variind de la câțiva microni la zeci de microni, depus pe un strat de aluminiu cu grosimi între 0.4 și 10 μm . Structura poroasă cu densitate scăzută facilitează formarea unui strat de plasmă cu densitatea aproape de densitatea critică, pe suprafața iradiată, permițând pulsului laser să pătrundă mai adânc în țintă și sporind absorbția de energie a laserului într-un volum extins de plasmă. Aceasta conduce la o creșterea a energiei electronilor accelerați și la condiții îmbunătățite pentru accelerarea ionilor.

„Spumele” de carbon au fost fabricate prin depunere cu laser pulsant (tehnica Pulsed Laser Deposition -PLD), cele mai bune rezultate fiind obținute prin introducerea unui gaz (N_2 sau CH_4) în incintă, la presiuni între 1 și 10 mbar, favorizând formarea unui strat poros. Caracterizarea prin gravimetrie, n-RBS, SEM și XPS a confirmat obținerea densităților ultra-reduce (5–30 mg/cc), a unei morfologii de tip „fulg de zăpadă” și a unor pori de dimensiuni tipice între 1 și 5 μm . Depuse pe substraturi solide de aluminiu, aceste DLFT-uri au trăsăturile structurale și compoziționale necesare studiilor de îmbunătățirea a interacție laser–plasmă.

Studiile experimentale au validat comportamentul țintelor în diferite regimuri de iradiere. Expuse la pulsuri laser de femtosecunde cu intensități în jur de 10^{13} W/cm^2 – comparabile cu pre-pulsurile sau pedestalele sistemelor laser de mare putere – DLFT-urile au generat o plasmă mai intensă, de durată mai mare și cu extindere spațială mai pronunțată decât cele obținute de pe folii simple de aluminiu. Imagistica ICCD a confirmat că „spumele” de C susțin emisii de plasmă de lungă durată, demonstrând o absorbție mai ridicată a energiei laserului în plasmă.

Prima validare a DLFT-urilor în condiții de putere și intensitate ridicate a fost realizată la ELI-NP, utilizând un braț al laserului de 1 PW (HPLS), la o energie redusă ($\sim 3 \text{ J}$), la o intensitate de 10^{20} W/cm^2 . Țintele au demonstrat o compatibilitate excelentă cu vidul pe durata ciclului de pompare

și iradiere, fără semne de contaminare a incintei sau a opticii. Măsurătorile de retro-reflexie au arătat că DLFT-urile cu substrat de Al de 3 μm au produs semnale mai puternice decât cele cu substrat de 1.5 μm sau foliile simple, dar toate au rămas sub pragul de risc chiar și fără utilizarea oglinzilor de plasmă. Ambele configurații (1.5 μm și 3 μm Al + 7 μm „spumă”) au generat protoni accelerați prin mecanismul Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Urmele de protoni au fost detectate până în stratul 4 al stivei RCF, corespunzând unor energii de până la ~ 5.5 MeV, în timp ce spectrometrul Thomson Parabola (TPS) a indicat valori mai reduse (~ 1.8 MeV), datorate limitărilor geometrice și posibilelor nealinieri.

Un experiment ulterior, folosind celălalt braț al laserului (HPLS) de 1PW de la ELI-NP, la puterea maximă și la o intensitate de 2×10^{21} W/cm², a comparat două DLFT-uri (1.5 μm Al + 40 μm „spumă” și 3 μm Al + 90 μm „spumă”) cu folii simple de Al. Deși foliile simple au atins energii maxime mai mari (~ 18.6 MeV pentru 1.5 μm și ~ 27.6 MeV pentru 3 μm), DLFT-urile au produs fascicule de protoni mult mai colimate, cu unghiuri de divergență reduse ($\sim 6^\circ$ comparativ cu $\sim 17^\circ$ pentru foliile simple). Această îmbunătățire a calității fasciculului este atribuită plasmei cu densitate aproape de densitatea critică formate în „spumă”, care ghidează transportul electronilor și generează un câmp electric „de teacă” mai localizat. Totuși, straturile de „spumă” foarte groase (40–90 μm) s-au dovedit nefavorabile pentru eficiența accelerării, datorită împrăștierii electronilor și pierderilor de energie înainte ca aceștia să atingă suprafața posterioară a țintei.

Ultima validare experimentală a fost realizată cu sistemul Astra-Gemini, la Rutherford Appleton Laboratory (UK). În ciuda utilizării unui sistem cu oglindă de plasmă dublă (DPM- Double plasma mirror), s-a observat un prepuls puternic (~ 40 ns înaintea pulsului principal), cu intensități de 10^{11} – 10^{12} W/cm². Acest prepuls a fost suficient pentru a preioniza stratul de „spumă” de carbon al DLFT-urilor, ceea ce a condus la o creștere semnificativă a eficienței de cuplaj cu impulsul principal. Pe o gamă largă de grosimi ale substratului de aluminiu (0.4–10 μm), prezența spumei de carbon a îmbunătățit în mod constant și semnificativ accelerarea protonilor comparativ cu foliile simple de aluminiu. DLFT-urile au atins energii ale protonilor accelerați mai mari și fluxuri sporite, evidențiate atât de TPS, cât și de TOF. Îmbunătățiri notabile au fost observate pentru substraturile foarte subțiri (0.4 și 0.8 μm) și cele foarte groase (6 și 10 μm). De exemplu, pentru substratul de 0.4 μm Al, DLFT-urile au obținut energii de tăiere de ~ 25 MeV, comparativ cu ~ 8 MeV pentru foliile simple, în timp ce pentru 10 μm Al, DLFT-urile au generat protoni cu energii până la ~ 14 MeV, spre deosebire de foliile simple de Al care au produs semnale abia detectabile.

În ansamblu, aceste rezultate demonstrează că DLFT-urile oferă avantaje clare într-o varietate de condiții de iradiere. Deși nu produc întotdeauna cele mai ridicate energii maxime ale protonilor accelerați, capacitatea lor de a spori absorbția laserului, de a susține formarea preplasmei, de a reduce divergența fasciculului și de a exploata efectele favorabile ale prepulsurilor le confirmă drept ținte robuste și versatile pentru studii de interacție laser–plasmă. Lucrarea, acoperind etapele de proiectare, fabricare, caracterizare și validare experimentală sub iradiere cu lasere de mare intensitate, confirmă viabilitatea DLFT-urilor ca ținte specializate pentru optimizarea procesului de accelerare a protonilor cu laserul.

Bibliografie

- [1] D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses,” *Opt. Commun.*, vol. 56, no. 3, pp. 219–221, Dec. 1985, doi: 10.1016/0030-4018(85)90120-8.
- [2] G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, “Optics in the relativistic regime,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, no. 2, pp. 309–371, Apr. 2006, doi: 10.1103/RevModPhys.78.309.
- [3] H. Daido, M. Nishiuchi, and A. S. Pirozhkov, “Review of laser-driven ion sources and their applications,” *Rep. Prog. Phys.*, vol. 75, no. 5, p. 056401, Apr. 2012, doi: 10.1088/0034-4885/75/5/056401.
- [4] R. A. Snavely *et al.*, “Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 14, pp. 2945–2948, 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.85.2945.
- [5] A. Higginson *et al.*, “Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme,” *Nat. Commun.*, vol. 9, no. 1, p. 724, 2018, doi: 10.1038/s41467-018-03063-9.
- [6] T. Ziegler *et al.*, “Laser-driven high-energy proton beams from cascaded acceleration regimes,” *Nat. Phys.*, vol. 20, no. 7, pp. 1211–1216, Jul. 2024, doi: 10.1038/s41567-024-02505-0.
- [7] C. Radier *et al.*, “10 PW peak power femtosecond laser pulses at ELI-NP,” *High Power Laser Sci. Eng.*, vol. 10, p. e21, Jan. 2022, doi: 10.1017/hpl.2022.11.
- [8] B. Rus *et al.*, “ELI-beamlines: progress in development of next generation short-pulse laser systems,” in *Research Using Extreme Light: Entering New Frontiers with Petawatt-Class Lasers III*, SPIE, Jun. 2017, pp. 14–21. doi: 10.1117/12.2269818.
- [9] S. Kühn *et al.*, “The ELI-ALPS facility: the next generation of attosecond sources,” *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 50, no. 13, p. 132002, Jun. 2017, doi: 10.1088/1361-6455/aa6ee8.
- [10] C. B. Edwards *et al.*, “Vulcan upgrade: a petawatt laser facility for experiments at 1021 Wcm-2,” in *ECLIM 2000: 26th European Conference on Laser Interaction with Matter*, SPIE, Apr. 2001, pp. 63–69. doi: 10.1117/12.425537.
- [11] K. Burdonov *et al.*, “Characterization and performance of the Apollon short-focal-area facility following its commissioning at 1 PW level,” *Matter Radiat. Extrem.*, vol. 6, no. 6, p. 064402, Oct. 2021, doi: 10.1063/5.0065138.
- [12] Z. Major *et al.*, “High-energy laser facility PHELIX at GSI: latest advances and extended capabilities,” *High Power Laser Sci. Eng.*, vol. 12, p. e39, Jan. 2024, doi: 10.1017/hpl.2024.17.
- [13] J. W. Yoon *et al.*, “Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm²,” *Optica*, vol. 8, no. 5, pp. 630–635, May 2021, doi: 10.1364/OPTICA.420520.
- [14] H. Kiriya *et al.*, “Recent Progress on an Upgrade of the J-KAREN Laser at JAEA,” in *2015 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (2015), paper 26D2_2*, Optica Publishing Group, Aug. 2015, p. 26D2_2. Accessed: Jul. 25, 2025. [Online]. Available: https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=CLEOPR-2015-26D2_2
- [15] L. Obst-Huebl *et al.*, “High power commissioning of BELLA iP2 up to 17 J,” in *Applying Laser-driven Particle Acceleration III: Using Distinctive Energetic Particle and Photon Sources*, SPIE, Jun. 2023, pp. 19–25. doi: 10.1117/12.2669162.
- [16] I. Prencipe *et al.*, “Targets for high repetition rate laser facilities: needs, challenges and perspectives,” *High Power Laser Sci. Eng.*, vol. 5, p. e17, 2017, doi: 10.1017/hpl.2017.18.
- [17] I. Langmuir, “Oscillations in Ionized Gases,” *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 14, no. 8, pp. 627–637, Aug. 1928, doi: 10.1073/pnas.14.8.627.
- [18] R. N. Franklin and N. S. J. Braithwaite, “80 Years of Plasma,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 18, no. 1, p. 010201, Feb. 2009, doi: 10.1088/0963-0252/18/1/010201.

- [19] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer, 1984.
- [20] P. Mulser, R. Sigel, and S. Witkowski, “Plasma production by laser,” *Phys. Rep.*, vol. 6, no. 3, pp. 187–239, Jan. 1973, doi: 10.1016/0370-1573(73)90005-7.
- [21] A. Seryi, *Unifying Physics of Accelerators, Lasers and Plasma*. CRC Press, 2015.
- [22] M. Borghesi, “Laser-driven ion acceleration: State of the art and emerging mechanisms,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 740, pp. 6–9, Mar. 2014, doi: 10.1016/j.nima.2013.11.098.
- [23] H. Padamsee, J. Knobloch, and T. Hays, *RF Superconductivity for Accelerators*. John Wiley & Sons, 2008.
- [24] S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay, A. W. Ehler, J. F. Kephart, and R. Kristal, “Fast ions and hot electrons in the laser–plasma interaction,” *Phys. Fluids*, vol. 29, no. 8, pp. 2679–2688, Aug. 1986, doi: 10.1063/1.865510.
- [25] M. Roth and M. Schollmeier, “Ion acceleration—target normal sheath acceleration,” in *Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration*, B. Holzer, Ed., SPIE, 2016.
- [26] A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, “Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 85, no. 2, pp. 751–793, 2013, doi: 10.1103/RevModPhys.85.751.
- [27] A. J. Mackinnon *et al.*, “Enhancement of Proton Acceleration by Hot-Electron Recirculation in Thin Foils Irradiated by Ultraintense Laser Pulses,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, no. 21, p. 215006, May 2002, doi: 10.1103/PhysRevLett.88.215006.
- [28] D. Neely *et al.*, “Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 2, p. 021502, Jul. 2006, doi: 10.1063/1.2220011.
- [29] D. Batani *et al.*, “Effects of laser prepulses on laser-induced proton generation,” *New J. Phys.*, vol. 12, no. 4, p. 045018, Apr. 2010, doi: 10.1088/1367-2630/12/4/045018.
- [30] A. Flacco *et al.*, “Comparative study of laser ion acceleration with different contrast enhancement techniques,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 620, no. 1, pp. 18–22, Aug. 2010, doi: 10.1016/j.nima.2010.01.053.
- [31] M. Kaluza *et al.*, “Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 4, p. 045003, 2004, doi: 10.1103/PhysRevLett.93.045003.
- [32] L. A. Gizzi *et al.*, “Enhanced laser-driven proton acceleration via improved fast electron heating in a controlled pre-plasma,” *Sci. Rep.*, vol. 11, no. 1, p. 13728, Jul. 2021, doi: 10.1038/s41598-021-93011-3.
- [33] F. Quéré and H. Vincenti, “Reflecting petawatt lasers off relativistic plasma mirrors: a realistic path to the Schwinger limit,” *High Power Laser Sci. Eng.*, vol. 9, p. e6, Jan. 2021, doi: 10.1017/hpl.2020.46.
- [34] T. Chapman *et al.*, “Investigation and modeling of optics damage in high-power laser systems caused by light backscattered in plasma at the target,” *J. Appl. Phys.*, vol. 125, no. 3, p. 033101, Jan. 2019, doi: 10.1063/1.5070066.
- [35] M. C. Downer, R. Zgadzaj, A. Debus, U. Schramm, and M. C. Kaluza, “Diagnostics for plasma-based electron accelerators,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 90, no. 3, p. 035002, Aug. 2018, doi: 10.1103/RevModPhys.90.035002.
- [36] A. Boné, N. Lemos, G. Figueira, and J. M. Dias, “Quantitative shadowgraphy for laser–plasma interactions,” *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 49, no. 15, p. 155204, Mar. 2016, doi: 10.1088/0022-3727/49/15/155204.
- [37] A. Sävert *et al.*, “Direct Observation of the Injection Dynamics of a Laser Wakefield Accelerator Using Few-Femtosecond Shadowgraphy,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, no. 5, p. 055002, Jul. 2015, doi: 10.1103/PhysRevLett.115.055002.
- [38] A. Măgureanu *et al.*, “Target Characteristics Used in Laser-Plasma Acceleration of Protons Based on the TNSA Mechanism,” *Front. Phys.*, vol. 10, Mar. 2022, doi: 10.3389/fphy.2022.727718.
- [39] K. Flippo *et al.*, “Multi-MeV ion beams from terawatt laser thin-foil interactions,” in *Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference*, Conf.Proc.C 0106181 (2001) 2081–2083, 2001. doi: 10.1109/PAC.2001.987283.

- [40] E. L. Clark *et al.*, “Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 4, pp. 670–673, 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.84.670.
- [41] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter, and V. Y. Bychenkov, “Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 18, pp. 4108–4111, 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4108.
- [42] M. Zepf *et al.*, “Fast particle generation and energy transport in laser-solid interactions,” *Phys. Plasmas*, vol. 8, no. 5, pp. 2323–2330, 2001, doi: 10.1063/1.1351824.
- [43] K. A. Flippo, J. Workman, D. C. Gautier, S. Letzring, R. P. Johnson, and T. Shimada, “Scaling laws for energetic ions from the commissioning of the new LOS ALAMO NATIONAL LABORATORY 200 TW TRIDENT LASER,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 79, no. 10, 2008, doi: 10.1063/1.2987678.
- [44] F. Wagner *et al.*, “Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH₂ Targets,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, no. 20, pp. 205002–205006, 2016, doi: 10.1103/PhysRevLett.116.205002.
- [45] P. McKenna *et al.*, “Characterization of proton and heavier ion acceleration in ultrahigh-intensity laser interactions with heated target foils,” *Phys. Rev. E*, vol. 70, no. 3, p. 036405, 2004, doi: 10.1103/PhysRevE.70.036405.
- [46] K. Ogura *et al.*, “Proton acceleration to 40 MeV using a high intensity, high contrast optical parametric chirped-pulse amplification Ti:sapphire hybrid laser system,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 14, pp. 28682–2870, 2012, doi: <https://doi.org/10.1364/OL.37.002868>.
- [47] T. P. Frazer *et al.*, “Enhanced laser intensity and ion acceleration due to self-focusing in relativistically transparent ultrathin targets,” *Phys. Rev. Res.*, vol. 2, no. 4, p. 042015, 2020, doi: 10.1103/PhysRevResearch.2.042015.
- [48] S. P. Hatchett *et al.*, “Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets,” *Phys. Plasmas*, vol. 7, no. 5, pp. 2076–2082, 2000, doi: 10.1063/1.874030.
- [49] Y. Murakami *et al.*, “Observation of proton rear emission and possible gigagauss scale magnetic fields from ultra-intense laser illuminated plastic target,” *Phys. Plasmas*, vol. 8, no. 9, pp. 4138–4143, 2001, doi: 10.1063/1.1390333.
- [50] J. Hornung *et al.*, “Enhancement of the laser-driven proton source at PHELIX,” *High Power Laser Sci. Eng.*, vol. 08, p. e24, 2020, doi: 10.1017/hpl.2020.23.
- [51] S. Okihara *et al.*, “Energetic proton generation in a thin plastic foil irradiated by intense femtosecond lasers,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 39, no. 1, pp. 1–5, 2002, doi: 10.1080/18811248.2002.9715150.
- [52] S. Ter-Avetisyan and P. V. Nickles, “Ion acceleration at the front and rear surfaces of thin foils with high-intensity 40-fs laser pulses,” *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 5, pp. 206–210, 2006, doi: 10.1134/S0021364006050055.
- [53] T. Ceccotti *et al.*, “Proton acceleration with high-intensity ultrahigh-contrast laser pulses,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, no. 18, p. 185002, 2007, doi: doi/10.1103/PhysRevLett.99.185002.
- [54] F. Dollar *et al.*, “Finite spot effects on radiation pressure acceleration from intense high-contrast laser interactions with thin targets,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, no. 17, pp. 175005–175010, 2012, doi: 10.1103/PhysRevLett.108.175005.
- [55] V. Floquet *et al.*, “Micro-sphere layered targets efficiency in laser driven proton acceleration,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, no. 8, p. 083305, 2013, doi: 10.1063/1.4819239.
- [56] D. Margarone *et al.*, “Laser-driven high-energy proton beam with homogeneous spatial profile from a nanosphere target,” *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams*, vol. 18, no. 7, p. 071304, Jul. 2015, doi: 10.1103/PhysRevSTAB.18.071304.
- [57] A. Yogo *et al.*, “Laser ion acceleration via control of the near-critical density target,” *Phys. Rev. E*, vol. 77, no. 1, p. 016401, 2008, doi: 10.1103/PhysRevE.77.016401.
- [58] L. Giuffrida *et al.*, “Nano and micro structured targets to modulate the spatial profile of laser driven proton beams,” *J. Instrum.*, vol. 12, no. 03, 2017, doi: 10.1088/1748-0221/12/03/c03040.

- [59] A. M. Ilvenny *et al.*, “Characteristics of ion beams generated in the interaction of ultra-short laser pulses with ultra-thin foils,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 62, no. 5, p. 054001, 2020, doi: 10.1088/1361-6587/ab7d26.
- [60] S. Palaniyappan *et al.*, “Efficient quasi-monoenergetic ion beams from laser-driven relativistic plasmas,” *Nat. Commun.*, vol. 6, no. 1, p. 10170, 2015, doi: 10.1038/ncomms10170.
- [61] P. L. Poole *et al.*, “Laser-driven ion acceleration via target normal sheath acceleration in the relativistic transparency regime,” *New J. Phys.*, vol. 20, no. 1, p. 013019, 2018, doi: 10.1088/1367-2630/aa9d47.
- [62] T. Ebert *et al.*, “Enhanced brightness of a laser-driven x-ray and particle source by microstructured surfaces of silicon targets,” *Phys. Plasmas*, vol. 27, no. 4, p. 043106, 2020, doi: 10.1063/1.5125775.
- [63] S. Fourmaux *et al.*, “Investigation of laser-driven proton acceleration using ultra-short, ultra-intense laser pulses,” *Phys. Plasmas*, vol. 20, p. 013110, 2013, doi: 10.1063/1.4789748.
- [64] W. J. Ma *et al.*, “Laser Acceleration of Highly Energetic Carbon Ions Using a Double-Layer Target Composed of Slightly Underdense Plasma and Ultrathin Foil,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, no. 1, p. 014803, Jan. 2019, doi: 10.1103/PhysRevLett.122.014803.
- [65] I. Prencipe *et al.*, “Development of foam-based layered targets for laser-driven ion beam production,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 58, no. 3, p. 034019, 2016, doi: 10.1088/0741-3335/58/3/034019.
- [66] J. S. Green *et al.*, “High efficiency proton beam generation through target thickness control in femtosecond laser-plasma interactions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 21, p. 214101, 2014, doi: 10.1063/1.4879641.
- [67] L. Volpe *et al.*, “Generation of high energy laser-driven electron and proton sources with the 200 TW system VEGA 2 at the Centro de Laseres Pulsados,” *High Power Laser Sci. Eng.*, vol. 7, pp. e25-1/6, 2019, doi: 10.1017/hpl.2019.10.
- [68] F. Lindau *et al.*, “Laser-accelerated protons with energy-dependent beam direction,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 17, p. 175002, 2005, doi: 10.1103/PhysRevLett.95.175002.
- [69] A. Flacco *et al.*, “Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration,” *Phys. Rev. E*, vol. 81, no. 3, p. 036405, 2010, doi: 10.1103/PhysRevE.81.036405.
- [70] S. Vallières *et al.*, “Enhanced laser-driven proton acceleration using nanowire targets,” *Sci. Rep.*, vol. 11, no. 1, p. 2226, Jan. 2021, doi: 10.1038/s41598-020-80392-0.
- [71] G. Cantono *et al.*, “Laser-driven proton acceleration from ultrathin foils with nanoholes,” *Sci. Rep.*, vol. 11, no. 1, p. 5006, 2021, doi: 10.1038/s41598-021-84264-z.
- [72] L. A. Gizzi *et al.*, “Intense proton acceleration in ultrarelativistic interaction with nanochannels,” *Phys. Rev. Res.*, vol. 2, no. 3, pp. 033451–033456, 2020, doi: 10.1103/PhysRevResearch.2.033451.
- [73] D. Margarone *et al.*, “Laser-driven proton acceleration enhancement by nanostructured foils,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, pp. 234801–234806, 2012, doi: 10.1103/PhysRevLett.109.234801.
- [74] I. Prencipe *et al.*, “Efficient laser-driven proton and bremsstrahlung generation from cluster-assembled foam targets,” *New J. Phys.*, vol. 23, no. 9, p. 093015, Sep. 2021, doi: 10.1088/1367-2630/ac1fcd.
- [75] A. V. Rode, S. T. Hyde, E. G. Gamaly, R. G. Elliman, D. R. McKenzie, and S. Bulcock, “Structural analysis of a carbon foam formed by high pulse-rate laser ablation,” *Appl. Phys. Mater. Sci. Process.*, vol. 69, no. 7, pp. S755–S758, Dec. 1999, doi: 10.1007/s003390051522.
- [76] A. V. Rode, E. G. Gamaly, and B. Luther-Davies, “Formation of cluster-assembled carbon nanofoam by high-repetition-rate laser ablation,” *Appl. Phys. Mater. Sci. Process.*, vol. 70, no. 2, pp. 135–144, Feb. 2000, doi: 10.1007/s003390050025.
- [77] A. Zani, D. Dellasega, V. Russo, and M. Passoni, “Ultra-low density carbon foams produced by pulsed laser deposition,” *Carbon*, vol. 56, pp. 358–365, May 2013, doi: 10.1016/j.carbon.2013.01.029.
- [78] A. Maffini, A. Pazzaglia, D. Dellasega, V. Russo, and M. Passoni, “Growth dynamics of pulsed laser deposited nanofoams,” *Phys. Rev. Mater.*, vol. 3, no. 8, p. 083404, Aug. 2019, doi: 10.1103/PhysRevMaterials.3.083404.

- [79] F. Guzmán *et al.*, “Pulsed laser deposition of thin carbon films in a neutral gas background,” *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 21, p. 215202, May 2013, doi: 10.1088/0022-3727/46/21/215202.
- [80] A. Usman *et al.*, “Impact of Argon gas on optical and electrical properties of Carbon thin films,” *Phys. B Condens. Matter*, vol. 503, pp. 157–161, Dec. 2016, doi: 10.1016/j.physb.2016.09.029.
- [81] S. N. Chen *et al.*, “Absolute dosimetric characterization of Gafchromic EBT3 and HDv2 films using commercial flat-bed scanners and evaluation of the scanner response function variability,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 87, no. 7, p. 073301, Jul. 2016, doi: 10.1063/1.4954921.
- [82] M. O. Cernaianu *et al.*, “Commissioning of the 1 PW experimental area at ELI-NP using a short focal parabolic mirror for proton acceleration,” *Matter Radiat. Extrem.*, vol. 10, no. 2, p. 027204, Mar. 2025, doi: 10.1063/5.0241077.
- [83] A. Lévy *et al.*, “Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses,” *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 3, pp. 310–312, Feb. 2007, doi: 10.1364/ol.32.000310.
- [84] “CIVIDEC Instrumentation - CVD Diamond Technology applications.” Accessed: Jun. 20, 2025. [Online]. Available: <https://cividec.at/index.php?module=public.product&idProduct=12&scr=0>