

Rezumat Faza III 2016

În cadrul fazei a treia a proiectului: **Controlul eficienței generării armonicilor de ordin superior și proiectarea optimă a deamdump-urilor** a fost efectuată o analiză teoretică a generării armonicilor de ordin trei și cinci în plasma de ablație pe ținte de CuI, determinându-se condițiile care permit obținerea unei eficiențe maxime. Interacția dintre atomi (ioni) și câmpul pulsului laser $E(t) = E_0(t)\sin(\omega_L t)$, $E_0(t)$ reprezentând profilul pulsului la frecvența ω_L este descrisă cu ajutorul ecuației Schrödinger temporale:

$$i\hbar \frac{\partial |\psi(x,t)\rangle}{\partial t} = \hat{H} |\psi(x,t)\rangle, \text{ unde: } \hbar = h / 2\pi = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} \text{ este constanta Planck normalizată, } |\psi(x,t)\rangle \text{ este}$$

funcția de undă dependentă de timp corespunzătoare electronului activ care se mișcă pe o sferă rigidă de rază R sub

acțiunea pulsului laser. În relația de mai sus hamiltonianul este scris sub forma: $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hbar\cos\Omega_0(t)\sin(\omega_L t)$, unde:

$$\hat{H}_0 = (\hbar^2 \hat{L}^2) / (2I), \text{ este hamiltonianul atomului (ionului) în absența câmpului laser } \hbar\Omega_0(t) = eRE_0(t), \text{ } I = m_e R^2,$$

este momentul de inerție a electronului, iar \hat{L}^2 reprezintă pătratul operatorului momentului cinetic ale cărui funcții proprii sunt armonicile sferice $Y_{l,m}(\theta, \varphi) \rightarrow |l, m\rangle$, l fiind momentul cinetic orbital, iar m este numărul cuantic magnetic orbital.

Pe baza unui model teoretic prezentat în literatura funcția de undă dependentă de timp corespunzătoare electronului activ la momentul t poate fi scrisă ca o combinație liniară de stări proprii ale hamiltonianului sub forma:

$$|\psi(x,t)\rangle = \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{m'=-l'}^{l'} a_{l',m'}(t) |l', m'\rangle, \text{ unde } a_{l',m'}(t) \text{ reprezintă coeficienții dezvoltării care se află în urma înlocuirii}$$

funcției de undă în ecuația Schrödinger temporală. Considerând că $|A, m\rangle$ corespunde stării atomice (ionice) inițiale celei mai înalte, rezultă următoarele ecuații de tip "scară":

$$i\dot{a}_{A,m}(t) = \omega_A a_{A,m} + \Omega_0(t) b_{A,m} \sin(\omega_L t) a_{A+1,m}$$

$$i\dot{a}_{l>A,m}(t) = \omega_l a_{l,m} + \Omega_0(t) \sin(\omega_L t) (b_{l-1,m} a_{l-1,m} + b_{l,m} a_{l+1,m}) \text{ unde: } b_{l,m} = \sqrt{\frac{(l+m+1)(l-m+1)}{(2l+1)(2l+2)}}.$$

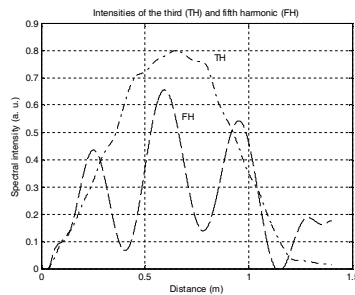


Fig. 1.

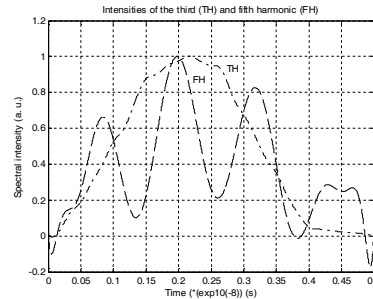


Fig. 2.

Sistemul de ecuații de mai sus a fost rezolvat numeric pe baza unui program în MATLAB pentru un electron care se mișcă pe o suprafață sferică în cazul CuI ([Ar] 3d(10) 4s(1)). După obținerea amplitudinilor de probabilitate $a_{k,m}$ se poate calcula elementul de matrice al momentului de dipole electric, $er(t)$ indus de câmpul laser, în forma:

$$r(t) = \langle \psi(t) | R \cos\theta | \psi(t) \rangle = R \sum_{s=0}^{\infty} b_{\Lambda+s,m} [a_{\Lambda+s,m}^* a_{\Lambda+s+1,m} + a_{\Lambda+s,m} a_{\Lambda+s+1,m}^*]$$

unde R este raza atomului.

În cazul excitării CuI cu o radiație emisă de un laser cu Nd:YAG la lungimea de undă de 1064 nm având energia de pompaj de 5 mJ eficiența de conversie maximă în cazul generării armonicii de ordinul cinci (FH) a fost obținută pentru o distanță de 0,58 m față de țintă, iar în cazul generării armonicii de ordinul trei (TH) la distanța de 0,64 m (fig. 1). În domeniul temporal eficiența de conversie maximă în cazul generării armonicii de ordinul cinci (FH) a fost obținută pentru 1,9 ns, iar în cazul generării armonicii de ordinul trei (TH) pentru 2,8 ns (fig. 2).

Presiunea optimă în planul focal ($z=0$) pentru realizarea acordului de fază între armonica q și fundamentală

este dată de relația: $p = p_0 \frac{\lambda_L^2}{2\pi^2 w_0^2 (n - n_q) \left(1 - \frac{\chi_e}{\chi_c}\right)}$ Aici, $2w_0$ este diametrul spotului laser în focar, χ_e reprezintă

gradul de ionizare, χ_c este gradul de ionizare critic (adică cel pentru care dispersia datorată electronilor liberi depășește

pe cea atomica) si p_o este presiunea standard. Figura 3(a) prezinta presiunea optima pentru generarea armonicilor 3 si 5 in azot pentru diferite rapoarte χ_e/χ_c . Relatiile de dispersie pentru azot au fost obtinute din diverse surse.

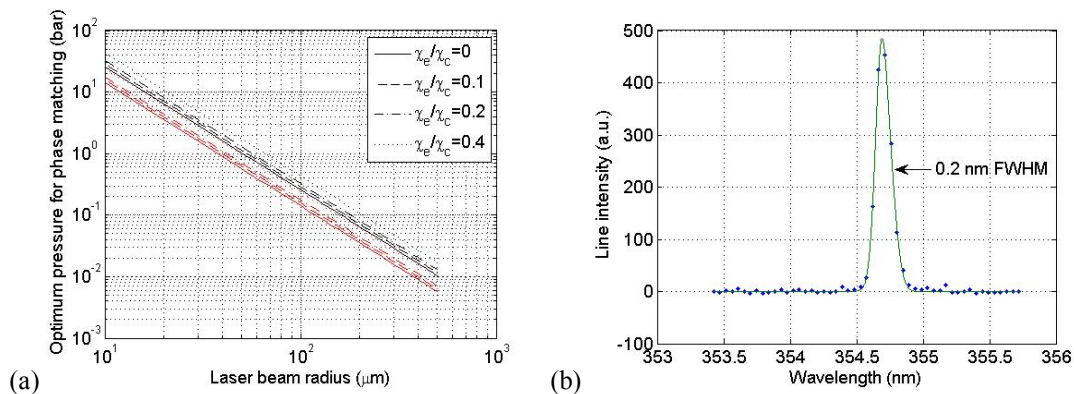


Fig. 3 (a) Presiunea optima pentru acordul de faza pentru armonicile 3 (curbele negre) si 5 (curbele rosii) ale radiatiei fundamentale cu lungimea de unda 1064 nm folosind azotul cu diverse grade de ionizare drept mediu optic de conversie a frecventei. (b) Semnalul spectral corespunzator armoniciei a treia obtinute prin focalizarea pulsurilor laser de 1064 nm, 5 ns focalizate la intensitati de varf de $1\text{TW}/\text{cm}^2$.

Castigul net corespunzator armoniciei q este dat de relatia: $N_q \sim A(pL)^2$, unde A este aria spotului laser in regiunea de interactiune cu mediul nelinier. Se observa din aceasta relatie ca pentru controlul eficientei generarii armoniciei q trebuie controlati urmasorii parametri: geometria de iradiere – o focalizare nu prea puternica duce la valori mari pentru A si lungimea focarului L , ceea ce asigura generare eficienta a armonicilor; presiunea mediului gazos de conversie - realizarea unei presiuni mari necesare unei bune conversii necesita ionizari pana la limita critica. De asemenea, s-a analizat experimental eficienta generarii armoniciei a 3a in aer aflat in conditii normale, folosind pulsuri laser YAG-Nd (1064 nm, 5 ns) focalizate la intensitati de $\sim 1\text{TW}/\text{cm}^2$, raza spotului laser in focar fiind ~ 20 microni. Radiatia emisa pe directia axiala (adica pe directia fascicului pompa) a fost analizata cu un spectrometru Ocean Optics HR2000+ (rezolutie 0.1 nm FWHM). Radiatia fundamentala a fost reflectata cu o oglinda dicroica inainte de a ajunge la fibra de intrare a spectrometrului, situata la ~ 40 cm fata de zona de conversie reprezentata de focarul lentilei de focalizare a radiatiei fundamentale. Aceasta demonstreaza colimarea radiatiei generate la lungimea de unda 355 nm. Profilul spectral al radiatiei corespunzatoare armoniciei a treia este gaussian (Fig. 3b), largimea de banda fiind 0.2 nm FWHM.

În perioada 2015 - 2016, a fost scrisă forma finală, completă, a geometriei FLUKA pentru clădirea care va găzdui experimentele la ELI-NP. Dimensiunile folosite sunt din fișierele AUTOCAD ale proiectului, deci conforme cu realitatea. Această geometrie este prezentată în figura 4. În figură sunt incluse beamdumpurile și ecranele de protecție proiectate în cadrul proiectului. Varianta existentă la finalul anului 2015 cuprindea doar zidurile cu penetrații (uși, golurile pentru țevile de transport al radiației laser, țeava de transport al fascicului de electroni la ERA, etc.) și camerele de interacție. În cadrul proiectului s-a făcut o evaluare a ecranării experimentelor individuale propuse pentru a fi realizate în sălile experimentale E1/E6, E4, E5 din Figura 4.

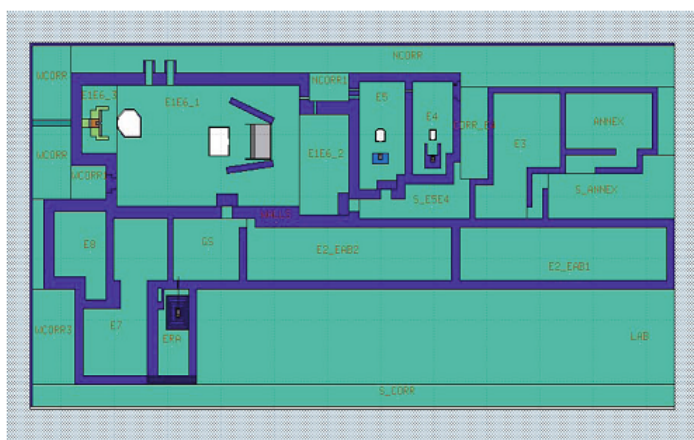


Figura 4. Geometria FLUKA finală a clădirii experimentale ELI-NP.

Au fost folosiți termenii sursă actualizați in conformitate cu TDR, pentru a calcula debitele de doza ambientală în întreaga zonă în care aceștia vor acționa, în fiecare caz în parte. Simulările inițiale au arătat necesitatea introducerii unor beamdumpuri pentru a impiedica radiația rezultată prin interacția radiației laser cu diferite ținte în interiorul camerelor de interacție să afecteze personalul tehnic, de cercetare, și publicul. Drept exemplu, în figura 5 este prezentată variația debitelor de doză ambientală generate în zona experimentală E6 de către cea mai

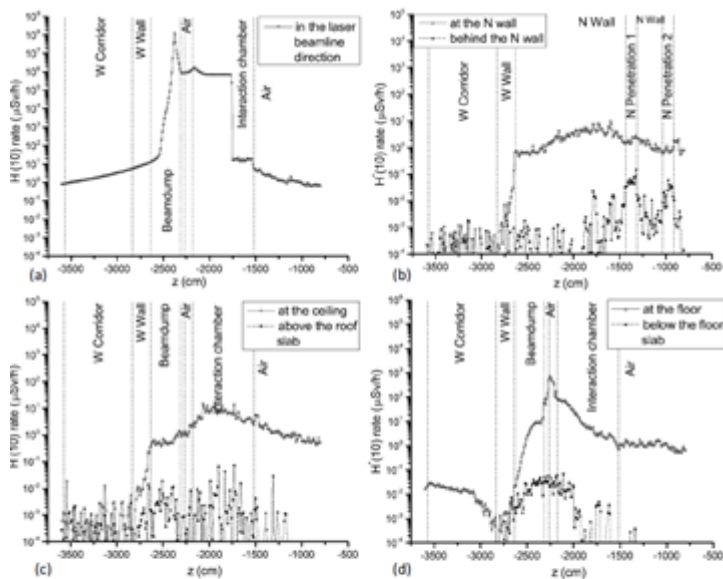


Figure 5 Total $H'(10)$ rate (in $\mu\text{Sv/h}$) generated by the 38 GeV electron beam (SE1) in the volume of a $20\text{cm} \times 20\text{cm}$ (xy section) column which spans the length of the geometry (z direction) and is located: (a) in the beamline direction, 150 cm above the floor; (b) at the same height, in front of and behind the north wall, where the main laser penetrations are lying; (c) above the beamline, at the ceiling level and above the roof slab, correspondingly; (d) below the beamline, at the floor level and below the floor slab (in the basement). For spatial orientation, the limits of the occupied areas were marked by vertical lines and regions were labeled.

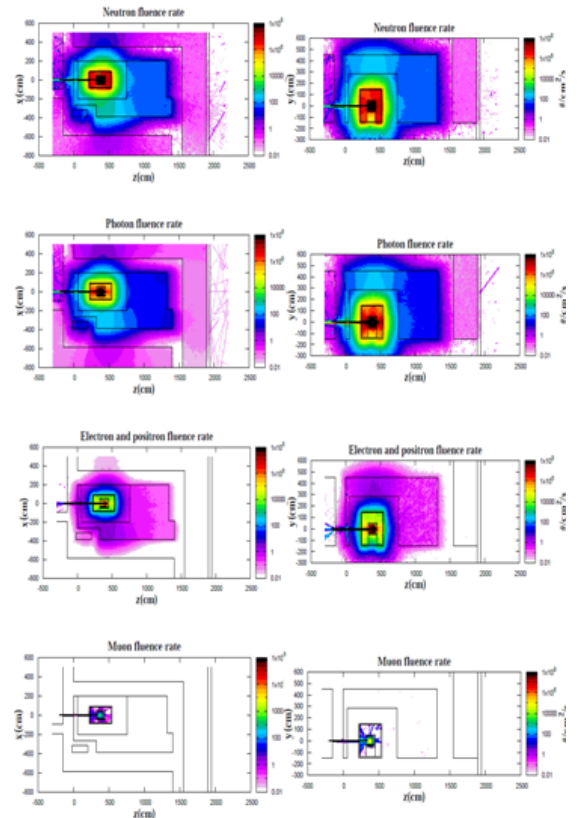


Figure 6 Particle fluence rate ($\#/\text{cm}^2/\text{s}$) generated by the intense electron beam in a $20\text{cm} \times 20\text{cm}$ cross section sampling volume centered on the beamline. A number of 1×10^{11} electrons/pulse was considered at a pulse repetition rate of 100 Hz.

puternică sursă de electroni, fasciculul cu distribuție gaussiană de 38 GeV, în prezența beamdumpului propus de noi. De asemenea, au fost calculate ratele fluențelor corespunzătoare radiațiilor secundare, fotoni, neutroni protoni, muoni pentru a facilita decizia asupra materialelor și dimensiunilor alese pentru beamdumpuri și ecrane suplimentare locale de protecție în condițiile unei activări minime. Spre exemplu, în figura 6 sunt prezentate rezultatele corespunzătoare fasciculului de electroni intens, care operează la frecvența de 100 kHz în ERA. În cazul fiecărei arii experimentale luate în considerație, au fost testate diferite combinații de materiale și diferite geometrii înainte de a fi adoptată soluția considerată de noi optimă. Pentru sursele de radiații primare care prezintă divergență mare și flux mare, am introdus ecrane suplimentare de protecție locală pentru a aduce debitele de doză în limitele acceptate legal.

În acest studiu termeni sursă tipici au fost folosiți în ariile experimentale cercetate, într-o geometrie conformă cu desenele AUTOCAD ale proiectului, pentru a evalua ecranarea oferită de ziduri și pentru a propune mijloace de ecranare a experimentelor individuale (beamdumpuri și ecrane locale). Rezultatele sale ar putea fi utile în faza curentă de design a experimentelor. S-a realizat de asemenea un studiu al activării la cea mai dificilă arie experimentală (din punct de vedere al radioprotecției) pentru elementele componente ale beamdumpului, camerei de interacție, bancului optic din interiorul acesteia, zidul cel mai solicitat (în spatele beamdumpului) și aerul ambiental. Acesta ajută la planificarea activităților în aria restricționată, după ce fasciculul laser este oprit.

References

1. *Radiation protection aspects at the electron recovery area of the ELI-NP Gamma Beam System*, M.A. Popovici, I.O. Mitu, Gh. Cata-Danil, accepted for publication in University "Politehnica" of Bucharest, Scientific Bulletin, Series A: Applied Mathematics and Physics
2. *Radiation Protection at ELI-NP*, I.O. Mitu, C. Ivan, F. Negoita, D. Aranghel, S. Bercea, E. Iliescu, C. Petcu, M. Gugu, M.A. Popovici, C.A. Ur, S. Gales, N.V. Zamfir, Romanian Reports in Physics, Vol. 68, Supplement, P. S885–S945, 2016
3. *Shielding assessment of high field (QED) experiments at ELI-NP 10 PW laser system*, M. A. Popovici, I.O. Mitu, Gh. Cata-Danil, F. Negoita, C. Ivan, sent for publication to Journal of Radiological Protection
4. *Radiation protection evaluations for the ELI-NP facility with FLUKA Monte Carlo code*, M.A. Popovici, Gh. Cata-Danil, invited paper, accepted for the 3-rd International Conference on Computational and Experimental Science and Engineering (ICCESEN-2016), 19-24 Oct 2016, Antalya-Turkey