

Seminar ProQED

Dana Dumitriu

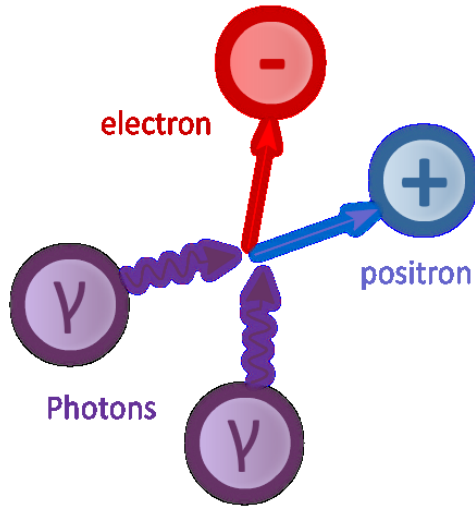
1 octombrie 2021

Dominance of γ - γ electron-positron pair creation in a plasma driven by high-intensity lasers

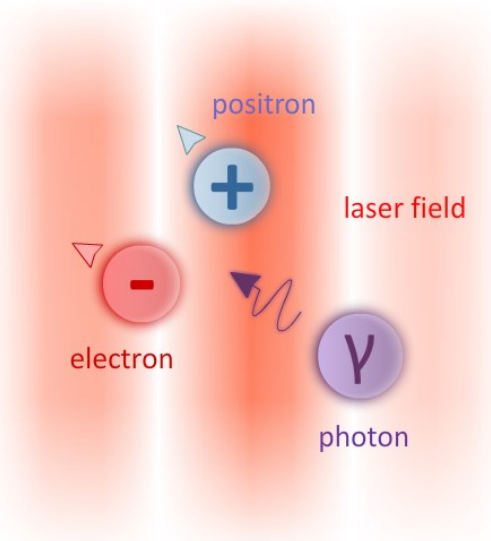
Yutong He, Thomas G. Blackburn, Toma Toncian & Alexey V. Arefiev

1 University of California at San Diego, La Jolla, CA, USA. 2 Department of Physics, University of Gothenburg, Gothenburg, Sweden. 3 Institute for Radiation Physics, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf e.V., Dresden, Germany. ✉email: aarefiev@eng.ucsd.edu

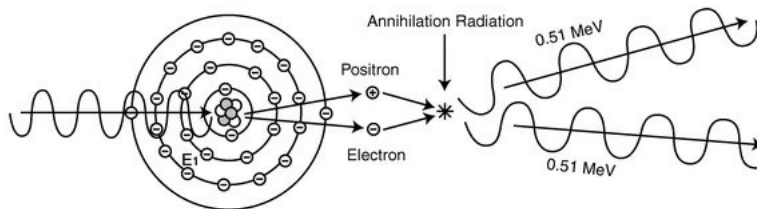
COMMUNICATIONS PHYSICS | <https://doi.org/10.1038/s42005-021-00636-x>



Procesul Breit–Wheeler liniar consta in crearea unei perechi electron-pozitron ca urmare a interactiei dintr doi fotoni de energie mare (fotoni gamma)



Procesul Breit–Wheeler neliniar multifoton Breit–Wheeler consta in crearea unei perechi electron-pozitron prin dezintegrarea unui foton de energie mare (foton gamma) care interactioneaza cu un camp electromagnetic intens (laser)



c) Pair Production

- Iradierea cu doua lasere a unei tinte structurate produce o densitate mare de raze γ care creaza $> 10^8$ pozitroni la intensitati laser de $2 \times 10^{22} \text{ Wcm}^{-2}$. Crearea de perechi in acest caz este dominata de un proces linar Breit-Wheeler ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$), care devine dominant fata de procesele Breit-Wheeler neliniar si Bethe-Heitler.
- Folosind un laser intens a putut fi observata crearea de perechi din interactia multifoton (in regim neliniar) Burke, D. L. et al. *Positron production in multiphoton light-by-light scattering*. Phys. Rev. Lett. 79, 1626–1629 (1997). Procesul linar Breit Wheeler $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ nu a fost observat inca in laborator cu fotoni reali. Sectiunea eficace mica a procesului Breit –Wheeler linar \rightarrow este necesar un flux mare de fotoni ptr observarea lui , flux care poate fi obtinut printr-un set-up experimental dedicat.
- Facilitatile nou construite ELI-NP si Apollon care pot livra fascicule laser de mare intensitate si progresele in realizarea unor tinte structurate la scala de μm permit realizarea unei tinte de plasma care, in urma iradierii cu doua lasere, creaza un mediu in care procesul linar devine **dominant**.
- Acest regim nu necesita intensitati ale laserului mai mari decat cele existente. Pentru $I_0 < 5 \times 10^{22} \text{ W cm}^{-2}$, randamentul de producere de pozitroni din procesul linar este $\sim 10^9$, mai mare cu patru ordine de marime decat cel anticipate de Pike et al. *Nat. Photon.* **8**, 434–436 (2014). and Ribeyre et al. *Pair creation in collision of γ -ray beams produced with high-intensity lasers*. Phys. Rev. E **93**, 013201 (2016).
- Acesti pozitroni sunt generati cand doua fascicule de electroni , accelerate de catre doua fascicule laser si care se deplaseaza odata cu ele sunt ghidate de-a lungul unui canal de plasma si se ciocnesc frontal, emitand radiatie de sincrotron (fotoni) care intra in coliziune atat intre ei cat si cu laserul.

- Tinta cu canale “prefilled” este iradiata din ambele parti de 2 lasere de mare intensitate, frecventa 50 fs si cu aceeaasi amplitudine normalizata a_0 ,

in domeniul $100 \leq a_0 \leq 190$

$$a_0 = 0.85 I_0^{1/2} [10^{18} \text{ W cm}^{-2}] \lambda_0 [\mu\text{m}]$$

I_0 este intensitatea peakului laser si $\lambda_0=1\mu\text{m}$ lungimea de unda in vid.

Structura tinteii , cu o largime de canal de $d_{\text{ch}} = 5 \mu\text{m}$ si densitatea de electroni

$n_e = (a_0/100)3.8n_c$ este inclusa intr-un volum cu o densitate mai mare

$n_e = 100n_c$, care permite o propagare stabila si alinierea celor doua lasere.

$n_c = \pi m c^2 / (e \lambda_0)^2$ este asa numita densitate critica.

- Interactia este simulata in 2D-3V cu codul EPOCH , un cod de tip PIC complet relativist care include module Monte Carlo pentru radiatia de sincrotron cuantica si crearea nonlineara de perechi. La fiecare pas temporal, este calculat parametrul de nonlinearitate cuantica

$$\chi \equiv \frac{\gamma}{E_s} \sqrt{\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right)^2 - \frac{1}{c^2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{v})^2},$$

definit pentru fiecare particula incarcata folosind campurile electrice si magnetice (E si B) din locatia particulei, factorul relativist γ si viteza v.

$E_s \approx 1.3 \times 10^{18} \text{ V/m}$ - campul Schwinger.

- Parametrul χ controleaza puterea de radiatie totala si spectrul de energie al fotonilor emisi. In conditiile de regim cuantic $\chi \gtrsim 1$ (valabile aici) trebuie luat in considerare reculul particulei in momentul emiterii fotonilor individuali, iar acest lucru este inclus in simularea PIC.

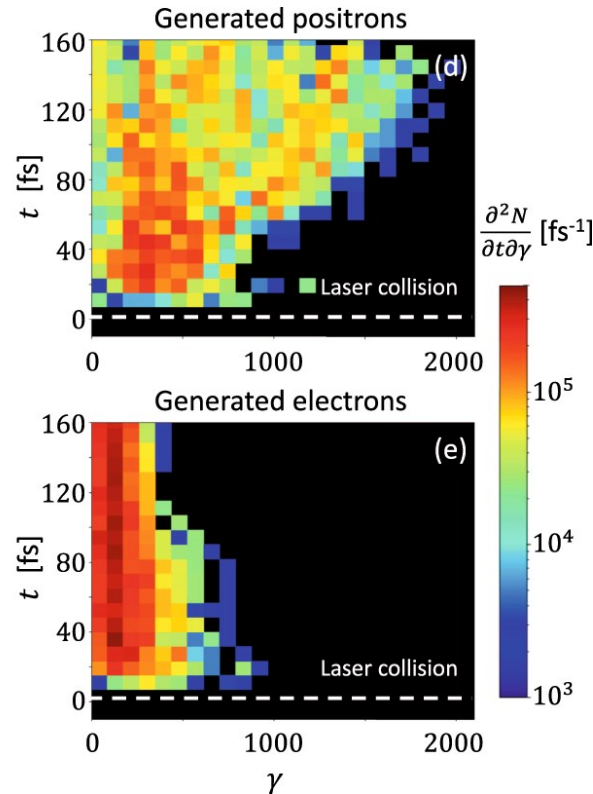
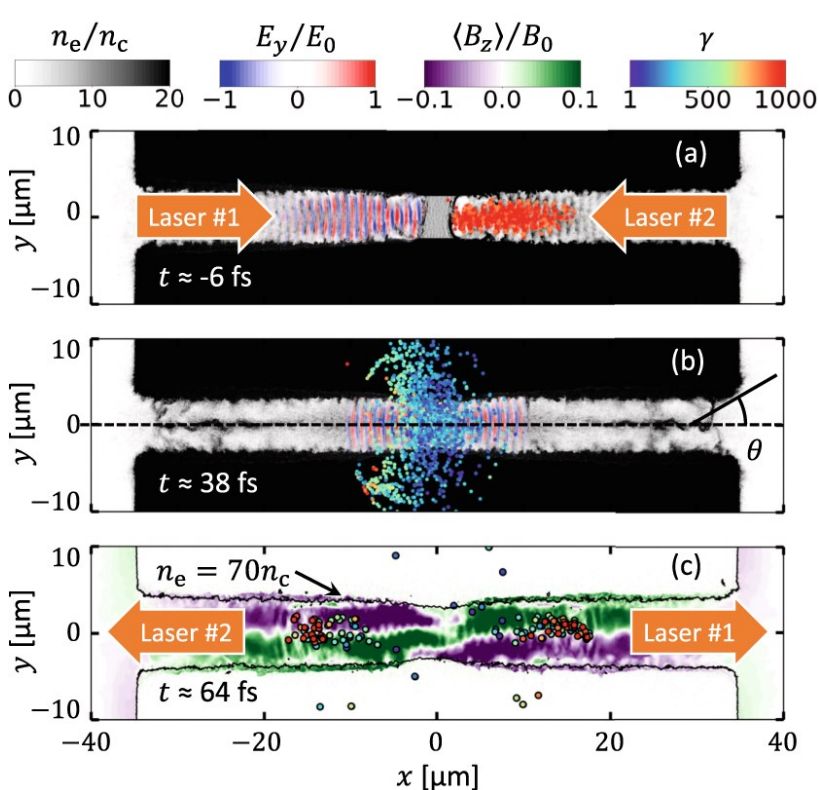


Fig. 1: O tinta structurata, iradiata din ambele parti de pulsuri laser intense permite crearea unui mare numar de pozitroni prin coliziuni γ - γ , procesul Breit–Wheeler la intensitati laser disponibile. Doua fascicule de electroni accelerate de-a lungul unui canal de plasma [Fig. 1a], se ciocnesc cu laserul care vine din sens opus [Fig. 1b], si emit raze γ care intrand in coliziune intre ele produc perechi electron–pozitron [Fig. 1c]. Propagarea laserelor prin canalul de plasma duce la crearea unui camp magnetic quasistatic care se mentine suficient de mult timp pentru a permite confinare si accelerarea cu precadere a pozitronilor (fata de electroni) [Fig. 1d, e].

Fig. 1: Positron production and acceleration in a structured plasma target.

Results from a 2D-3V particle-in-cell (PIC) simulation of two laser pulses with $a_0 = 190$ irradiating a structured plasma target. **a** Electron density n_e (gray scale), transverse electric field of laser #1 E_y (color scale) and energetic electrons with $\gamma \geq 800$ accelerated by laser #2 (dots, colored by γ). **b** Total transverse electric field E_y (color scale) and electrons from panel (a). **c** Laser-accelerated positrons (points), confined by the quasistatic plasma magnetic field $\langle B_z \rangle$ (color scale). E_0 and B_0 are the peak laser electric and magnetic fields in vacuum. Time evolution of the energy spectra of **d** positrons and **e** electrons generated by nonlinear Breit–Wheeler pair creation: the horizontal, dashed lines indicates the time at which the lasers collide.

Accelerarea electronilor

- Pulsurile laser se propaga cu o dimensiune transversala relativ constanta prin canal, impingand electronii din plasma in fata. Acest curent longitudinal genereaza un camp magnetic azimutal care evolueaza lent, cu o amplitudine 0.6 MT (30% din taria campului magnetic al laserului) la $a_0 = 190$, **Fig. 1c**
- Campul magnetic permite confinarea si accelerarea directa a electronilor . Dupa o deplasare de $\sim 30 \mu\text{m}$ de-a lungul canalului , laser #2 in Fig. 1a a accelerat un fascicol de electroni de energie mare, care se misca spre stanga si care oscileaza transversal cu o amplitudine de $\sim 2 \mu\text{m}$; numarul de electroni cu factorul relativistic $\gamma > 800$ este 4×10^{11} , echivalent cu o sarcina de 64 nC. Laser #1 genereaza un numar similar de electroni care se deplaseaza spre dreapta .
- Campul magnetic al plasmei are un rol esential in generarea de electroni ultrarelativisti. Devierea lor transversala de catre campul magnetic mentine p_y antiparalel cu campul electric transversal E_y al laserului, chiar daca acesta oscileaza. Drept urmare electronul castiga in continuare energie cand se misca de-a lungul canalului si executa ocilatii transversale, fig 2a,c. In absenta campului magnetic oscilatiile E_y ar termina cresterea in energie foarte repede. Campul magnetic al plasmei trebuie sa fie suficient de puternic pentru a asigura ca devirea electronilor sa aiba loc in aceeasi scala de timp ca oscilatiile lui E_y .

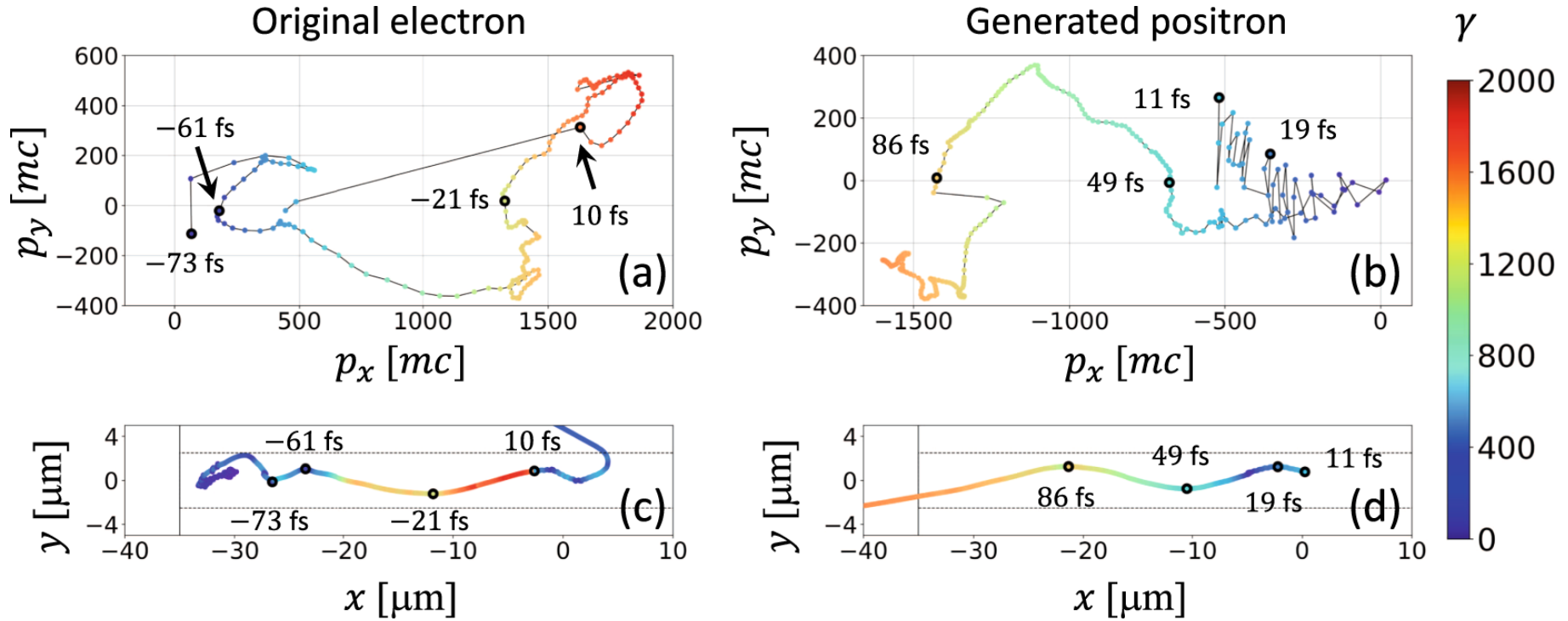


Fig. 2: Trajectories of an accelerated plasma electron and a generated positron.

Trajectories of an accelerated plasma electron and a generated positron from the 2D PIC simulation shown in Fig. 1: **a, b** transverse momenta p_x, p_y and **c, d** position in the x - y plane. Color coding denotes the magnitude of the relativistic factor γ . The vertical solid line is the initial position of the left edge of the target. The horizontal dashed lines show the initial location of the channel walls. The timestep between the colored markers is 0.5 fs. Timestamps are provided for selected markers (shown as dark circles) to facilitate comparison between trajectories in (p_x, p_y) -space and (x, y) -space. To improve visibility, the electron trajectory in **(a)** is shown for $-73 \text{ fs} \leq t \leq 11 \text{ fs}$.

Emisia radiatiei

- Lungimea tinte este calculata astfel incat sa nu existe o diminuare a intensitatii pulsurilor laser cand ajung in planul median $x=0$, $t=0$. Aici electronii de energie mare sufera ciocniri frontale cu laserul din directia opusa . Acesta configuratie maximizeaza parameterul χ pentru electroni, intrucat cei doi termni in ec (1) se aduna doar pentru propagarea in sens opus (ei se aproape se anuleaza cand propagarea are loc in acelasi sens, de aceea radiatia emisa inainte de coliziune cand electronii se misca in aceeasi directie cu fascicolul laser este creata mai ales de campul magnetic)
- Utilizarea unei tinte structurate are doua avantaje fata de tintele gazoase obsinuite: alinierea automata a electronilor care se ciocnesc si o densitate mai mare a acestora
- Eficienta de conversie a energiei laserului in fotoni cu energii $100 \text{ keV} \leq \varepsilon_\gamma \leq 10 \text{ MeV}$, Fig. 4a pentru un domeniu larg de α_0 . interesul pentru fotoni in acest domeniu de energii - ei sunt cei care participa in procesul linear Breit–Wheeler.
- Exista o crestere semnificativa in rata de conversie cauzata de coliziunile electron-laser. Spectrul unghiular ala fotonilor emisi Fig. 4b. Se produc $\sim 2 \times 10^{14}$ fotoni cu energii intre 100 keV si 10 MeV emisi intre $90^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$. Ei reprezinta cam jumatate din fotonii de energie mare emisi de electronii care se misca spre stanga , cealalata jumatate se emite in intervalul $-180^\circ \leq \vartheta \leq -90^\circ$ si are un spectru similar.
- Emisia are loc intr-o zona bine localizata care conduce la o crestere a densitati de fotoni Fig. 4c, d pentru cazul $\alpha_0 = 190$.

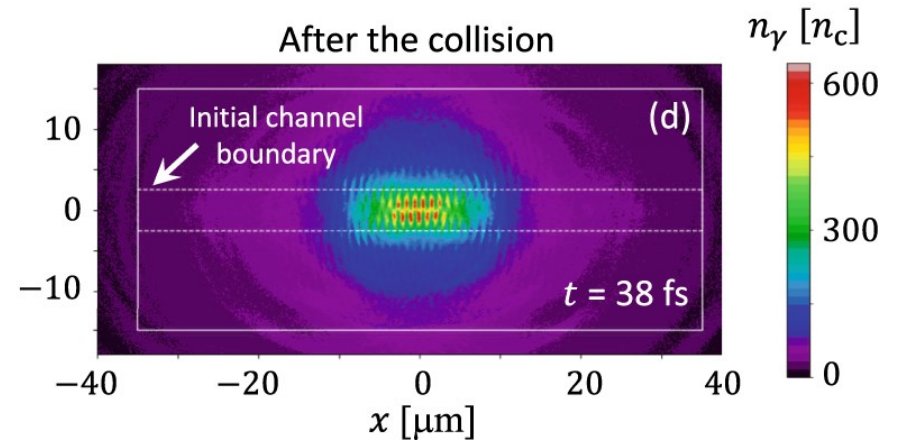
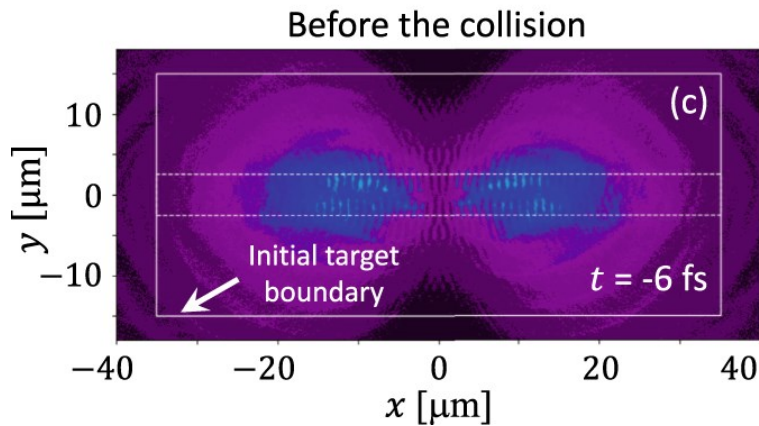
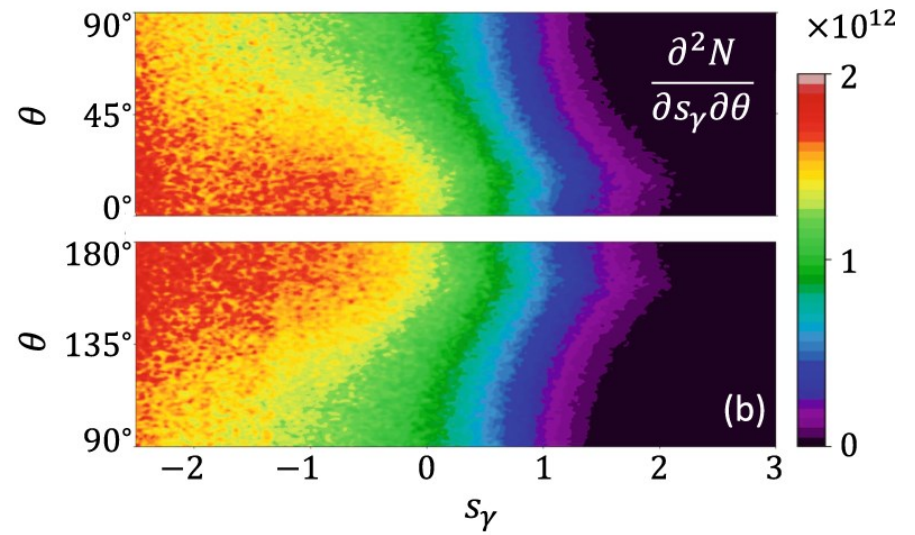
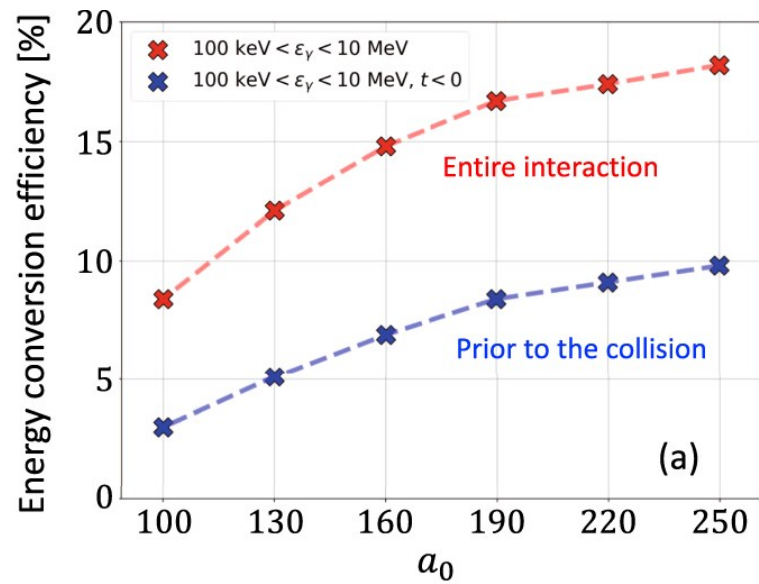


Fig. 4: MeV photon emission inside the structured target.

Results from the 2D PIC simulation Fig. 1, where the two counterpropagating lasers have $a_0 = 190$.

a Conversion efficiency of the laser energy into γ rays with energies $100 \text{ keV} \leq \epsilon_\gamma \leq 10 \text{ MeV}$: (blue markers) before the two lasers collide at $x = 0$ and (red markers) over the whole laser-target interaction.

b Energy-angle spectrum, $\partial^2 N / (\partial s_\gamma \partial \vartheta) [^{-1}]$, of the photons emitted inside the channel. ϑ is the angle defined in Fig. 1b and $s_\gamma \equiv \log_{10}(\epsilon_\gamma [\text{MeV}])$. (The spectrum for $-180^\circ \leq \vartheta \leq 0^\circ$ is similar).

c, d The density of photons with energy $\epsilon_\gamma \geq 1 \text{ keV}$, in units of the critical density n_c , before and after the laser-laser collision.

Accelerarea pozitronilor

- Fotonii emisi de un electron se ciocnesc atat cu laserul opus, cat si cu fotonii emisi de celalalt fascicol de electroni. Primul tip de ciocnire conduce la $\gamma \xrightarrow{\text{EM field}} e^+ e^-$ de perechi electron-positron printr-un proces neliniar Breit-Wheeler ptr un $a_0 = 190$, simularile estimeaza un nr de 5×10^8 perechi. Apoi pozitronii sunt accelerati direct de catre laser ca si electronii. Simularile PIC arata ca factorul relativist al unui pozitron care se misca spre dreapta creste la $\gamma \approx 1000$, de la $x \approx 0$ la $x \approx 20 \mu\text{m}$, Fig 1c.
- O traiectorie reprezentativa pentru un pozitron care se misca din zona centrala catre marginea din stanga a tinteii, Fig. 2d. Accelerarea e posibila datorita campului magnetic al plasmei, iar polaritatea acestui camp magnetic se pastreaza si dupa ce ciocnirea dintre fasciculele de electroni si lasere Fig. 1c. Acesta este motivul pentru care dupa cele doua pulsuri laser se ciocnesc si trec unul prin celalalt se pot accelera doar pozitronii, nu si electronii creati in ciocnirile foton-foton. Fig 1e. Electronii generati nu sunt confinati transversal in campul magnetic cand se misca din centru catre marginile canalului. Dar propagarea continua a laserelor de-a lungul canalelor creaza posibilitatea de a accelera jeturi de pozitroni, daca sunt creati in numar suficient in centrul canalului.

Crearea de pozitroni

Simularile efectuate arata ca exista o numar mare de perechi create in centrul canalului si ca acest numar este dominat de procesul linear Breit-Wheeler, care are sectiunea eficace

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\pi r_e^2}{2\zeta} \left[(3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right]$$

unde $r_e = e^2/(mc^2)$ este raza clasica a electronului, $\beta = \sqrt{1 - 1/\zeta}$ si $\sqrt{\zeta}$ este energia normalizata in sistemul centrului de masa, $\zeta = \epsilon_1 \epsilon_2 (1 - \cos(\psi)) / (2m^2 c^4)$, pentru doi fotoni cu energiile $\epsilon_{1,2}$ care se ciocnesc sub unghiul ψ . Ecuatia reprezinta sectiunea eficace pentru crearea unei perechi de fotoni in vid.

Se considera o valoare reprezentativa $\sigma_{\gamma\gamma} \approx 2r_e^2$ (aproape de maximum pentru $\zeta \approx 2$) si presupunem ca exista doua populatii de fotoni, cu densitatea n_γ , care se ciocnesc frontal intr-un volum de lungime $c\tau$ (lungimea pulsului laser) si largime d_{ch} (largimea unui canal).

- Numarul de fotoni in fiecare fascicol este
- $$N_\gamma \approx 10^9 \lambda_0 [\mu\text{m}] P_\gamma (n_e/n_c) (c\tau/\lambda_0) (d_{ch}/\lambda_0)^2$$

unde P_γ este numarul de fotoni emisi per electron, n_e densitatea de electroni si λ_0 lungimea de unda a laserului

- Numarul de pozitroni produs

$$N_{lin}^{BW} = 2N_\gamma^2 \sigma_{\gamma\gamma} / d_{ch}^2$$

$$N_{lin}^{BW} \approx 40 P_\gamma^2 (n_e/n_c)^2 (c\tau/\lambda_0)^2 (d_{ch}/\lambda_0)^2$$

Parametrii utilizati au fost $n_e = 7n_c$, $\tau = 50$ fs, $d_{ch} = 5 \mu\text{m}$ si $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$. Numarul de fotoni emisi per perioada laser de catre electronii din sens opus este $P_\gamma \approx 18\alpha a_0$, unde $\alpha \approx 1/137$ e constanta de structura fina. Setand $P_\gamma = 20$, se obtine un numar total de fotoni,

$2N_\gamma \approx 1.3 \times 10^{14}$, destul de consistent cu simularile. Se obtine $N_{lin}^{BW} \approx 7 \times 10^9$

Tinand cont ca $P_\gamma \propto a_0$ si $n_e \propto a_0$, se poate considera o scalare $N_{lin}^{BW} \propto a_0^4$

Locul si momentul in care perechile sunt create prin procesul linear pentru $a_0 = 190$ sunt reprez. in Fig.5a, b. Aproximativ 59% din perechi sunt create in interiorul canalului. Majoritatea (74%) dintre perechi este creata de fotoni emisi dupa $t=0$ cand electronii de energie mare se ciocnesc cu laserul care vine din sens opus. Exista o contributie mai mica de la fotoni care sunt emisi in timpul fazei de accelerare, $t_{\text{emit}} < 0$; radiatia in acest caz este controlata de de campul magnetic al plasmei, deoarece electronii de energie mare se misca in aceeasi directie cu laserul. Dominanta contributiei post-coliziune se datoreaza cresterii parametrului χ . Faptul ca se suprapune crearea de perechi cu pulsurile laser (in timp si spatiu) indica ca pozitronii ar putea fi accelerati daca campul magnetic are o orientare potrivita pentru confinare.

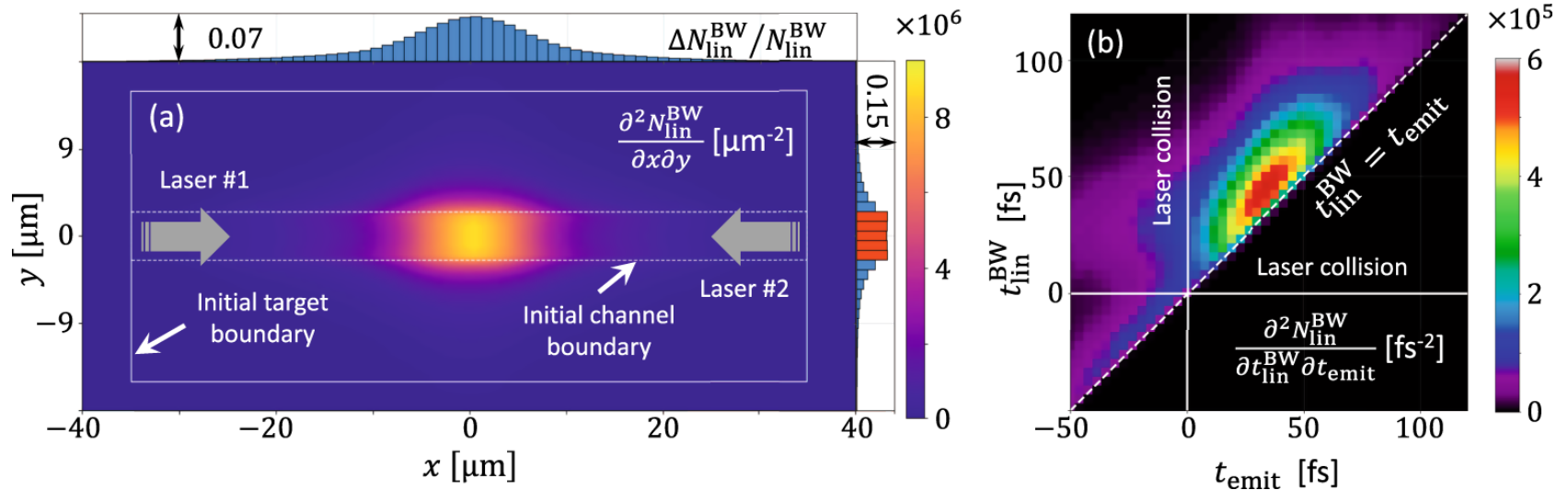


Fig. 5: Distribution of linear Breit–Wheeler pairs upon their creation. **a** Probability density that an electron–positron pair is created by the linear Breit–Wheeler process at longitudinal and transverse coordinate x and y . The density integrated over x (y), and normalized to the total number of pairs, is shown to the right (above). **b** Probability density that an electron–positron pair is created by the linear Breit–Wheeler process at time $t_{\text{lin}}^{\text{BW}}$, by photons that were emitted at times t_{emit} . The density includes a normalizing factor of 1/2 because each pair has two parent photons. Both plots are obtained by post-processing the 2D PIC simulation from Fig. 1, where the lasers have $a_0 = 190$

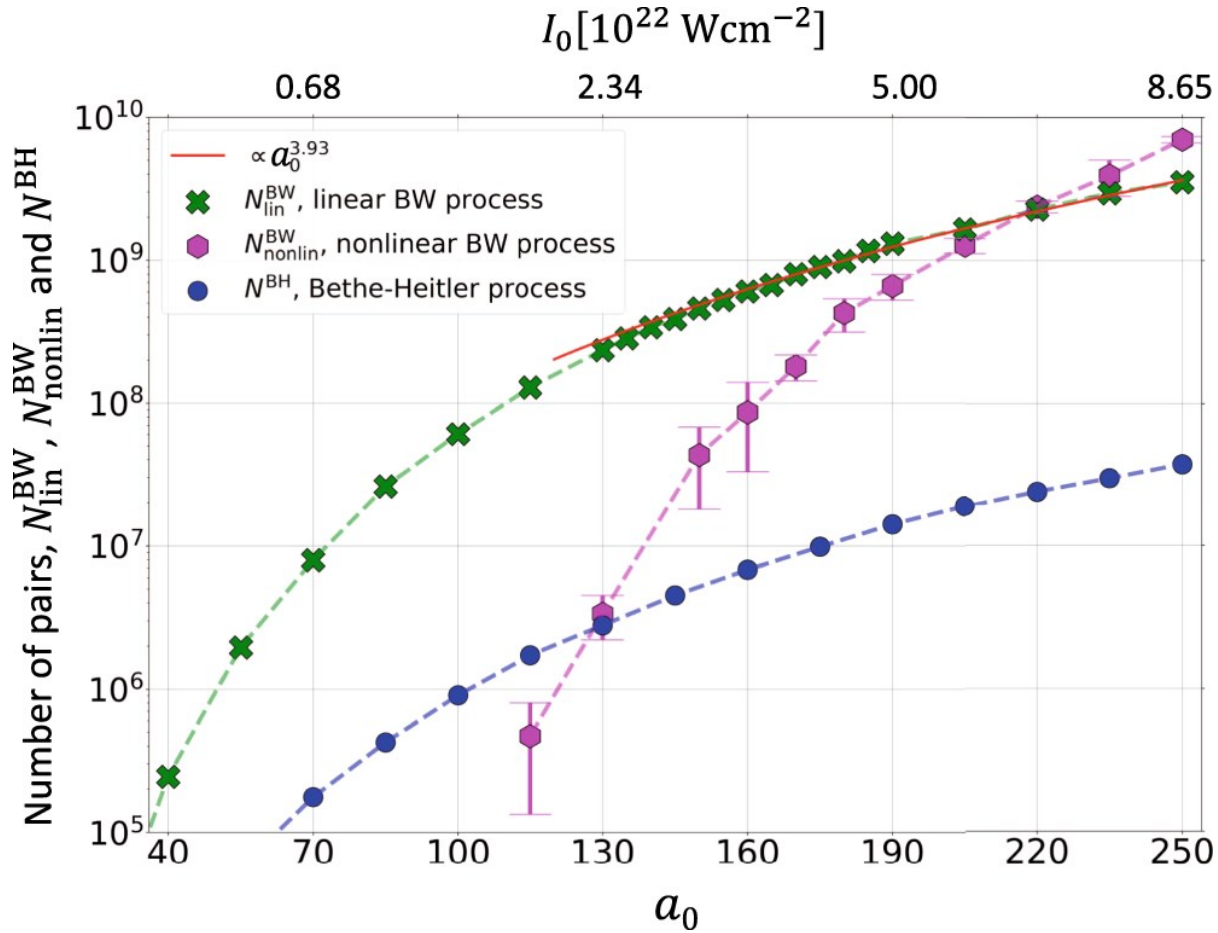


Fig. 6: Number of electron–positron pairs created by the three most important mechanisms. The number of electron–positron pairs created by the linear, $N_{\text{lin}}^{\text{BW}}$ and nonlinear, $N_{\text{nonlin}}^{\text{BW}}$ Breit–Wheeler processes (green crosses and magenta markers, respectively), for the setup shown in Fig. 1, at given normalized laser amplitude a_0 (and equivalent peak intensity I_0). Error bars on the nonlinear results indicate statistical uncertainties (at one standard deviation): see text for details. The estimated background, electron–positron pairs produced by the Bethe–Heitler process, N^{BH} , is shown by blue circles. The nonlinear Breit–Wheeler pair yield is calculated directly by the PIC code, whereas the linear Breit–Wheeler and Bethe–Heitler pair yields are obtained by post-processing, as described in Methods.

2D PIC simulation parameters.

Similarile PIC simulations au fost efectuate cu codul PIC open-source, open-access EPOCH*

*Arber, T. D. et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling.

Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 113001 (2015)

Laser parameters	
Normalized field amplitude	$a_0 = 100\text{--}190$
Peak intensity range	$I_0 = 1.4\text{--}4.9 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$
Wavelength	$\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$
Focal plane of laser #1	$x = -35 \mu\text{m}$
Focal plane of laser #2	$x = +35 \mu\text{m}$
Laser profile (longitudinal and transverse)	Gaussian
Pulse duration (full width at half maximum for intensity)	50 fs
Focal spot size (full width at half maximum for intensity)	3.6 μm
Target parameters	
Target thickness (along y)	30 μm
Target length (along x)	70 μm
Channel width	$d_{\text{ch}} = 5 \mu\text{m}$
Composition	C^{+6} and electrons
Channel density	$n_e = 3.8\text{--}7.1n_c$
Bulk density	$n_e = 100n_c$
Other parameters	
Simulation box	80 μm in x ; 36 μm in y
Spatial resolution	40 cells per μm in x
	20 cells per μm in y
Macro-particles per cell	40 for electrons
	20 for carbon ions

Concluzii

- Desi cele mai multe studii in crearea de perechi la intensitati laser ridicate s-au concentrat pe procese Breit–Wheeler neliniare, lucrarea prezentata arata ca densitatea mare de fotoni care apare in interactia laser-plasma poate sa faca procesul liniar sa devina dominant. Geometria propusa s-ar putea folosi intr-o prima masuratoare experimentală de creare de perechi din interactiunea a doi fotoni reali.
- Un aspect important observat este ca chiar dupa cele doua fascicule laser se ciocnesc si trec unul prin celalalt, campul magnetic al plasmei isi pastreaza polaritatea. Acest lucru permite confinarea pozitronilor in canal si accelerarea lor de un puls laser la energii de aproape 1 GeV.
- Pentru pozitronii generati prin procesul dominant liniar Breit–Wheeler, deoarece particulele sunt create in canal in prezenta campului magnetic in prezenta unui puls laser, este posibil ca pozitronii sa fie ejectati din tinta sub forma de jeturi colimate. Detectia lor la valori scazute ale lui a_0 ar fi o indicatie clara ca procesul liniar Breit–Wheeler este sursa lor, intrucat procesul neliniar este drastic redus pentru $a_0 \lesssim 150$.

Multumesc !