

Accélération d'ions par laser à ultra haute intensité, application à la production de neutrons et à la nucléosynthèse

Thomas CARRIÈRE

Encadrants : Emmanuel D'HUMIÈRES, Philippe NICOLAÏ, Didier RAFFESTIN

9 juillet 2021



Table des matières

- Introduction
- Accélération d'ions par interaction laser-plasma
- Production de neutrons par spallation
- Capture neutronique
- Conclusions et Perspectives

Introduction



**FIGURE – Laboratoire CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications),
crédits : u-bordeaux.fr**

Introduction

Interaction laser-plasma

L'accélération d'ions nécessite des intensités très élevées.

$I = 10^{23} \text{W.cm}^{-2}$ vient d'être atteint au CoReLS^a.

a. Jin Woo Yoon et al. (2021). « Realization of laser intensity over 10^{23}W/cm^2 ». In : *Optica* 8.5, p. 630-635.

Production de neutrons par réaction de spallation

Pour produire le plus de neutrons possibles, on va étudier la réaction de spallation à partir de protons incidents d'1GeV sur une cible de plomb.

Capture neutronique et nucléosynthèse

Retrouver les processus s, r et i en laboratoire à partir de l'interaction laser-plasma plutôt que par des accélérateurs de particules conventionnels^a.

a. S. N. CHEN et al. (2019). « Extreme brightness laser-based neutron pulses as a pathway for investigating nucleosynthesis in the laboratory ». In : *Matter and Radiation at Extremes* 4.5, p. 054402.

Chaîne d'interactions

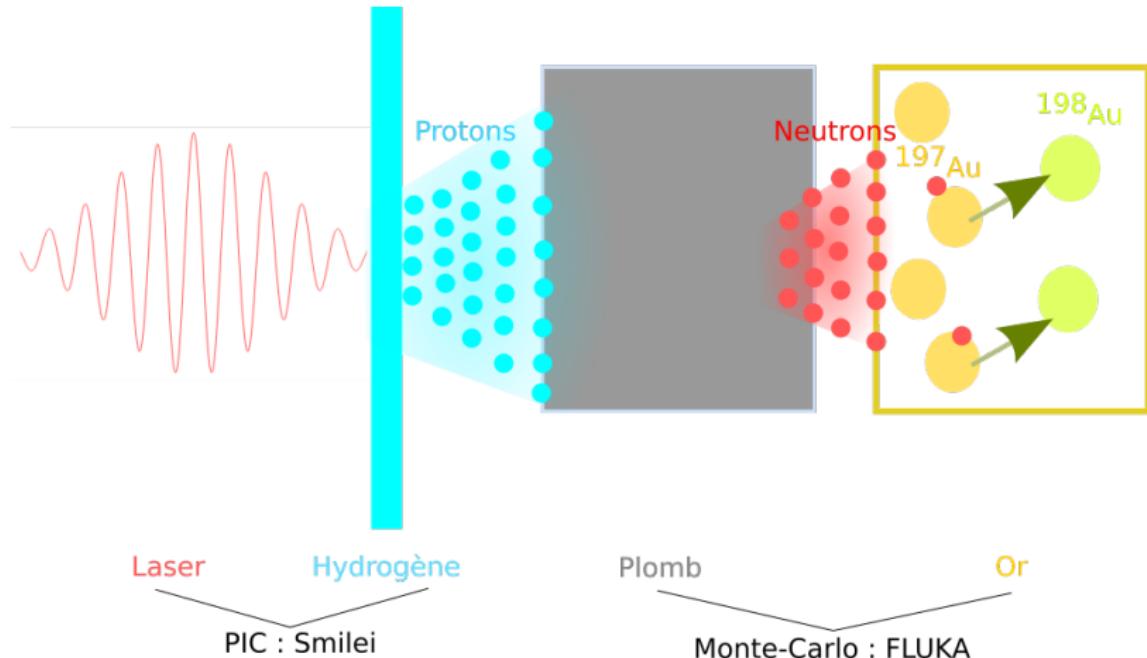


FIGURE – Schéma décrivant les trois interactions, les outils numériques utilisés sont le Particle-in-Cell (PIC) et le Monte-Carlo

Interaction laser-plasma en régime relativiste

Accélération d'ions par TNSA pour $I > 10^{18} \text{W.cm}^{-2}$, $\lambda = 1\mu\text{m}$, impulsions courtes inférieures à la picoseconde

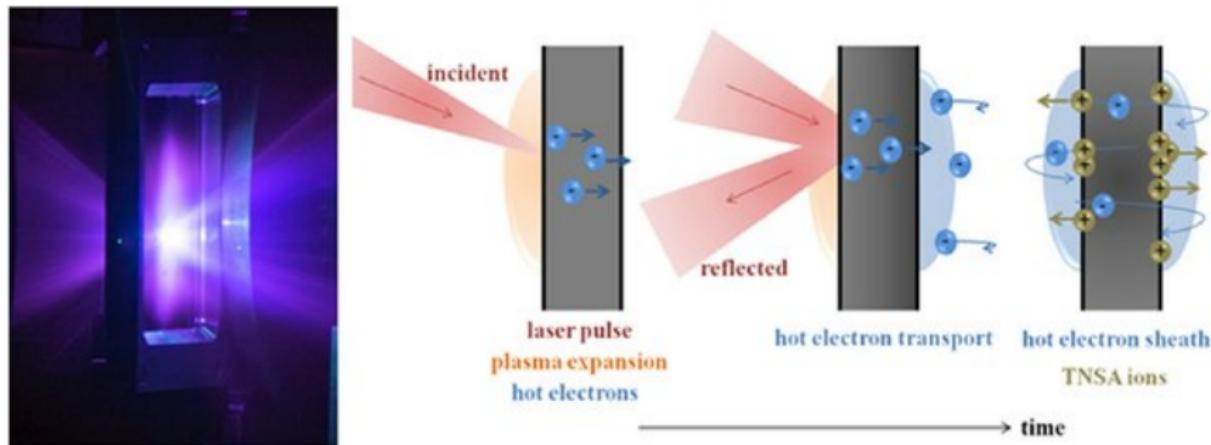


FIGURE – Photographie de l'interaction laser-solide et schéma du régime de TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) (BRENNER et al. 2015)¹

1. C M BRENNER et al. (2015). « Laser-driven x-ray and neutron source development for industrial applications of plasma accelerators ». In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 58.1, p. 014039.

Interaction laser-plasma

Accélération d'ions par RPA et présentation de la cible

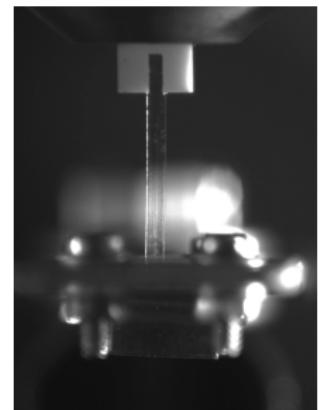
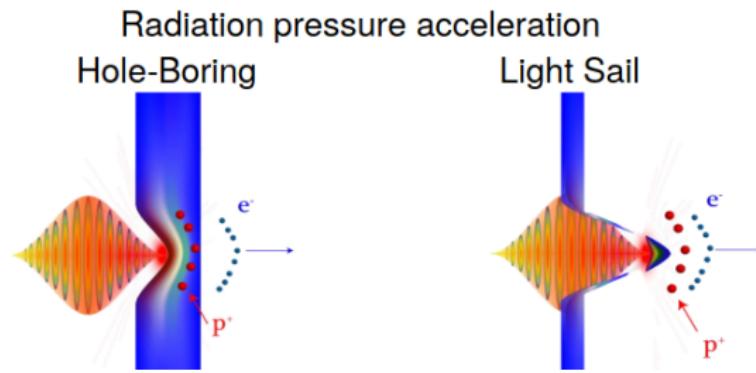


FIGURE – Accélération d'ions par RPA à gauche et photo expérimentale du ruban cryogénique d'Hydrogène à droite (crédits Bruno Gonzalez-Izquierdo et Jeyathasan Viswanathan)

outils techniques

PIC

- Fonction de distribution non-maxwellienne
- Résolution des équations Vlasov-Maxwell et discrétisation de la fonction de distribution pour des macro-particules
- Méthode des caractéristiques
- Résolution des équations du mouvement relativistes

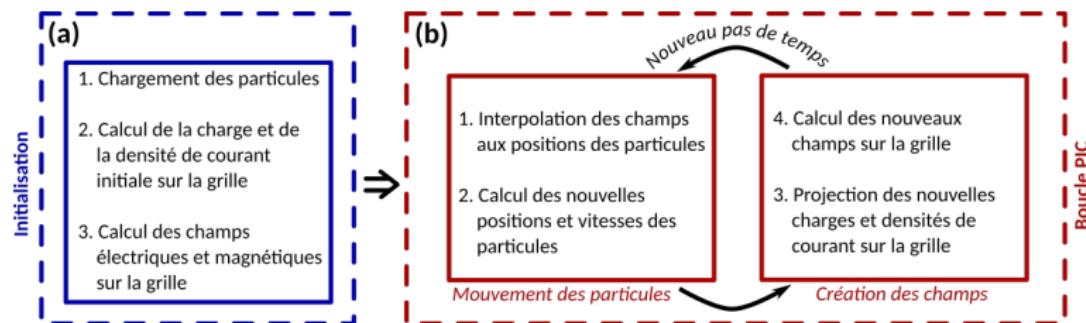


FIGURE – Principe de fonctionnement d'un code PIC (crédits : Léo Esnault)

Création de la cible cryogénique

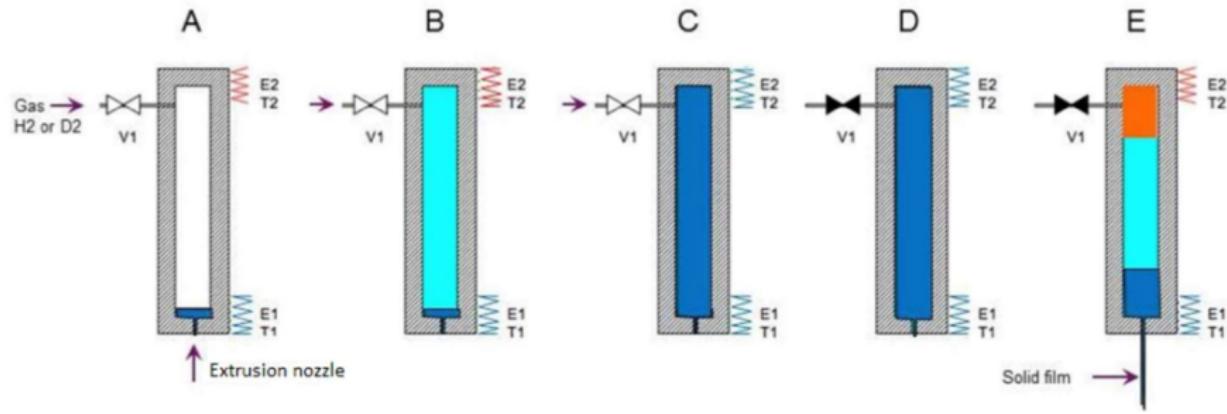
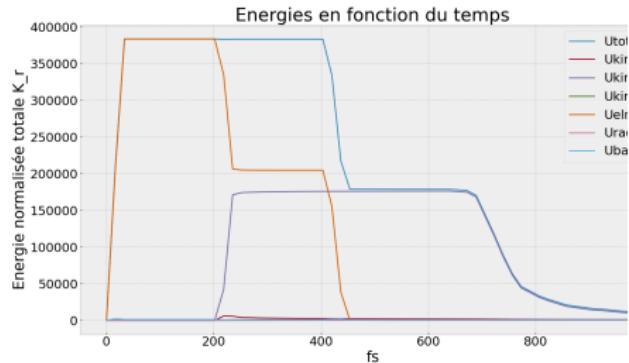


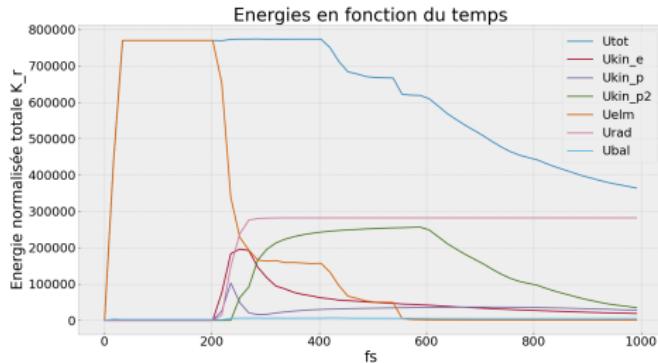
FIGURE – Production d'un ruban cryogénique d'Hydrogène²

2. A. GIRARD et al. (2019). « Cryogenic hydrogen targets for proton beam generation with ultra-intense lasers. ». In : *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering* 502, p. 012160.

Transferts d'énergie lors de l'interaction



(a) Polarisation circulaire, régime de RPA



(b) Polarisation linéaire, régime de TNSA

FIGURE – Graphiques montrant les transferts d'énergie entre le laser et les différentes espèces du plasma pour une longueur de cible de 10 microns pour un laser de $I = 10^{23} \text{W.cm}^{-2}$. En bleu, l'énergie totale, en orange l'énergie du laser, en rouge l'énergie cinétique des électrons, en violet celle des protons de la face avant, en vert celle des protons de la face arrière et en rose l'énergie due au rayonnement des électrons

Propagation du faisceau laser et interaction avec la cible

Simulations 1D

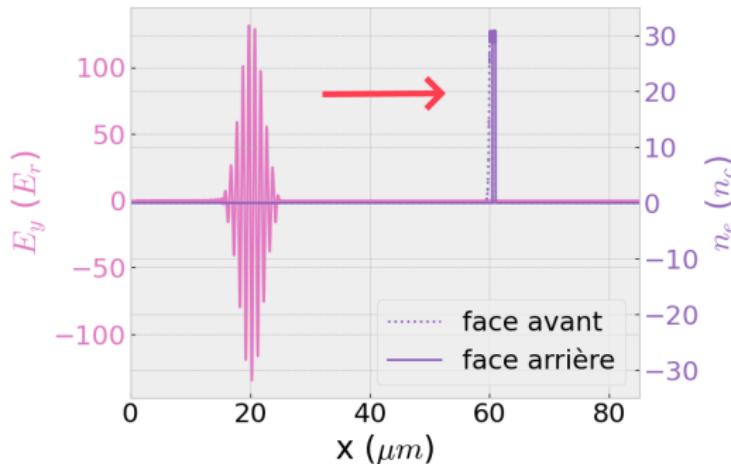
Paramètres :

□ laser :

- $\lambda = 1\mu m$
- $I = 10^{23} W.cm^{-2}$
- $a_0 \approx 190$

□ cible :

- $n_e = 30n_c$
- $\ell = 1\mu m$



Facteur de Lorentz :

$$\gamma \approx \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}} = 134 \quad (1)$$

FIGURE – Propagation de la composante E_y du laser en unité normalisée avant interaction en polarisation circulaire avec profil en densité de la cible.

Propagation du faisceau laser et interaction avec la cible

Simulations 1D

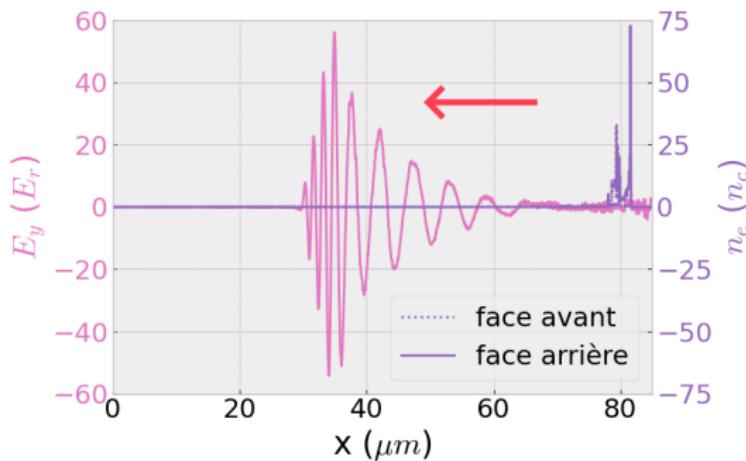
Paramètres :

□ laser :

- $\lambda = 1\mu m$
- $I = 10^{23} W.cm^{-2}$
- $a_0 \approx 190$

□ cible :

- $n_e = 30n_c$
- $\ell = 1\mu m$



Facteur de Lorentz :

$$\gamma \approx \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}} = 134 \quad (1)$$

FIGURE – Propagation de la composante E_y du laser en unité normalisée après interaction en polarisation circulaire avec profil en densité de la cible.

Spectres en énergie des protons accélérés

Longueur optimale dans le régime TNSA³ :

$$\ell_0 = 0.5 a_0 \lambda \frac{n_c}{n_e}$$

Spectre en énergie des protons après interaction

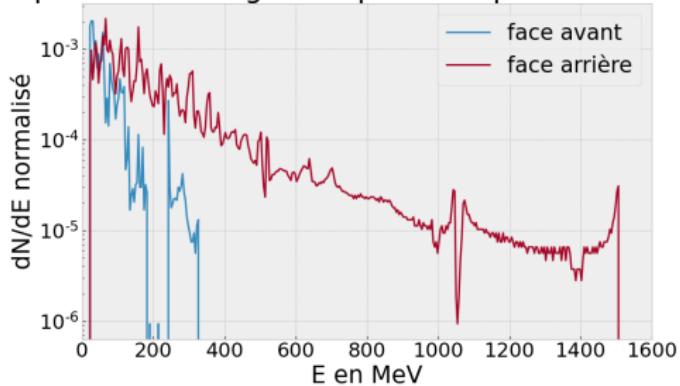


FIGURE – Spectre en énergie des protons mesuré à $50\mu m$ de la cible pour la longueur optimale de cible en TNSA ($\ell_0 = 4.48\mu m$) en polarisation linéaire

3. A. V. BRANTOV et al. (2015). « Ion energy scaling under optimum conditions of laser plasma acceleration from solid density targets ». In : Phys. Rev. ST Accel. Beams 18 (2), p. 021301.

Spectres en énergie des protons accélérés

Longueur optimale dans le régime TNSA³ :

$$\ell_0 = 0.5 a_0 \lambda \frac{n_c}{n_e}$$

- $a_0 \approx 269$
- $\lambda = 1\mu m$
- $n_e = 30n_c$
- $I = 10^{23} W.cm^{-2}$

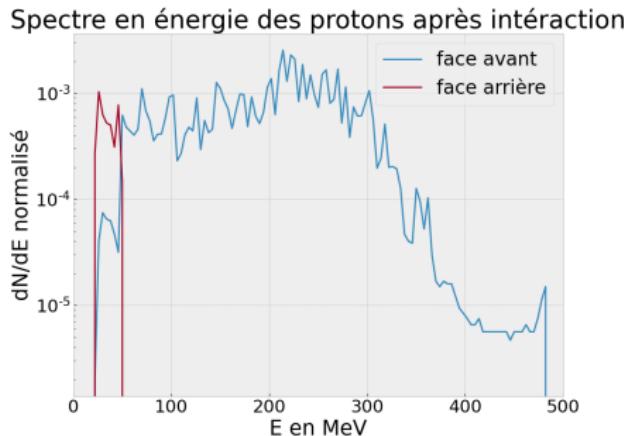
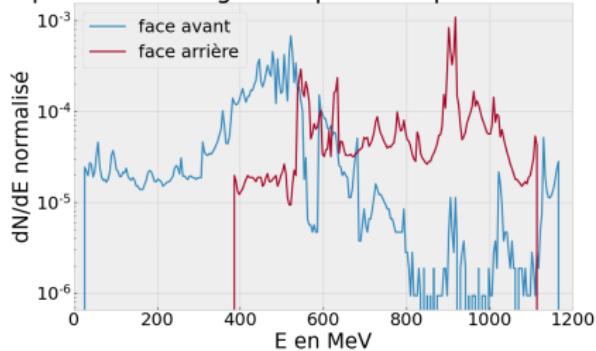


FIGURE – Spectre en énergie des protons mesuré à $50\mu m$ de la cible pour la longueur optimale de cible en TNSA ($\ell_0 = 4.48\mu m$) en polarisation circulaire

3. A. V. BRANTOV et al. (2015). « Ion energy scaling under optimum conditions of laser plasma acceleration from solid density targets ». In : Phys. Rev. ST Accel. Beams 18 (2), p. 021301.

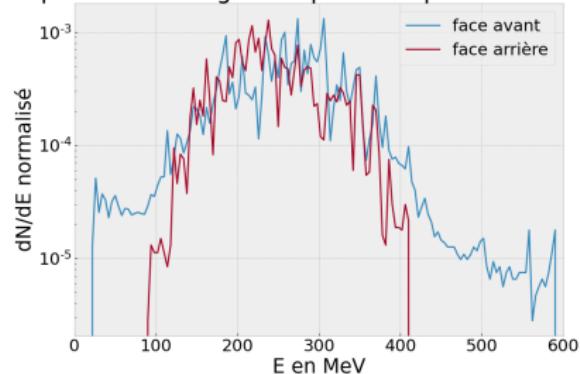
Spectres en énergie des protons accélérés

Spectre en énergie des protons après interaction



(a)

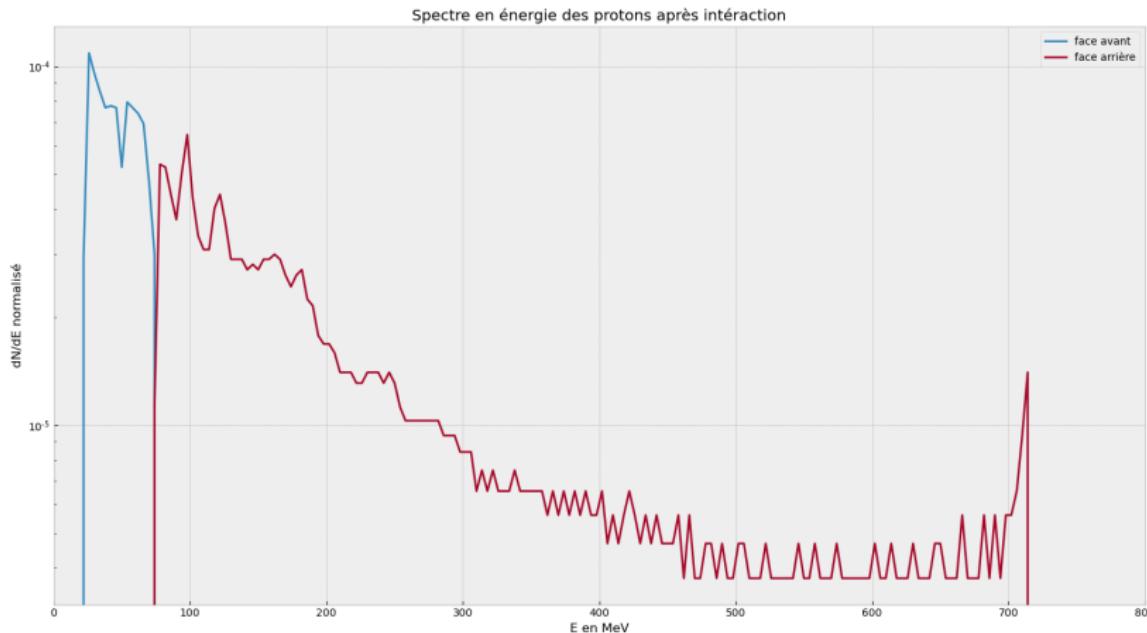
Spectre en énergie des protons après interaction



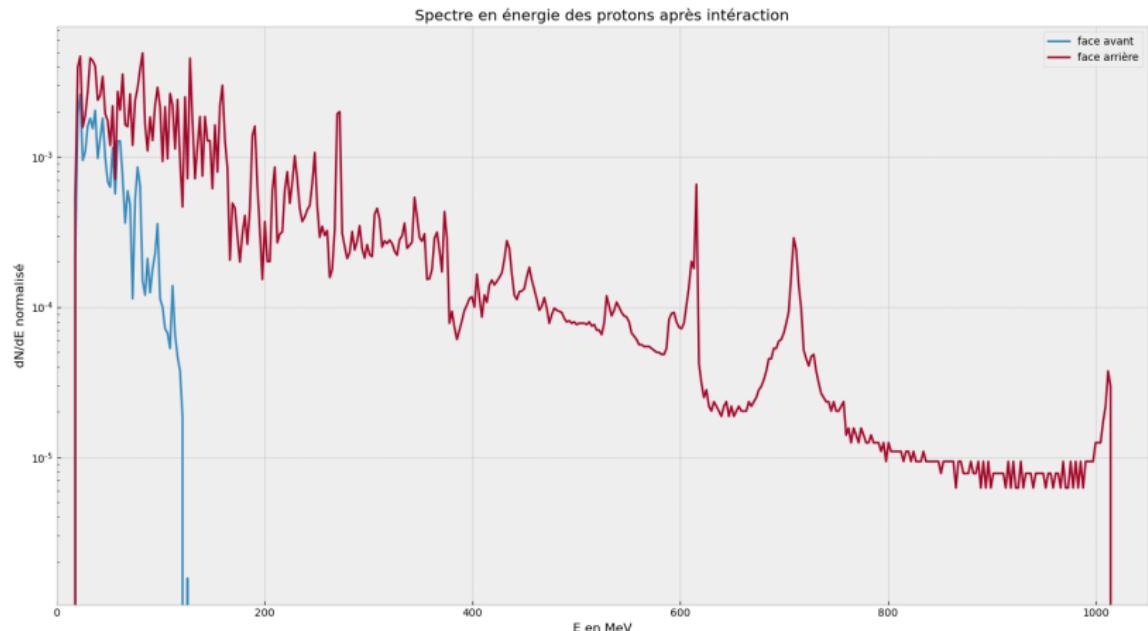
(b)

FIGURE – Spectres en énergie des protons mesurés à $50 \mu m$ de la cible pour la longueur de cible de 1 micron (a) et 2 microns (b) en polarisation circulaire pour un laser avec $I = 10^{23} \text{ W.cm}^{-2}$

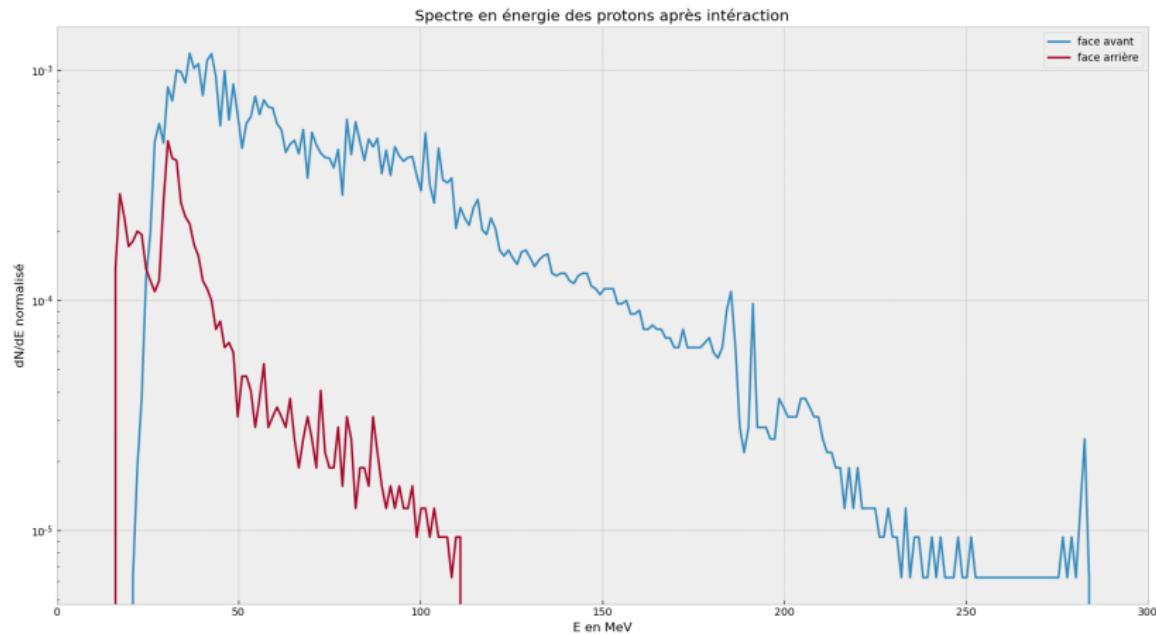
Spectre en énergie pour $I = 10^{23} \text{ W.cm}^{-2}$ pour une polarization circulaire à 0.1 microns



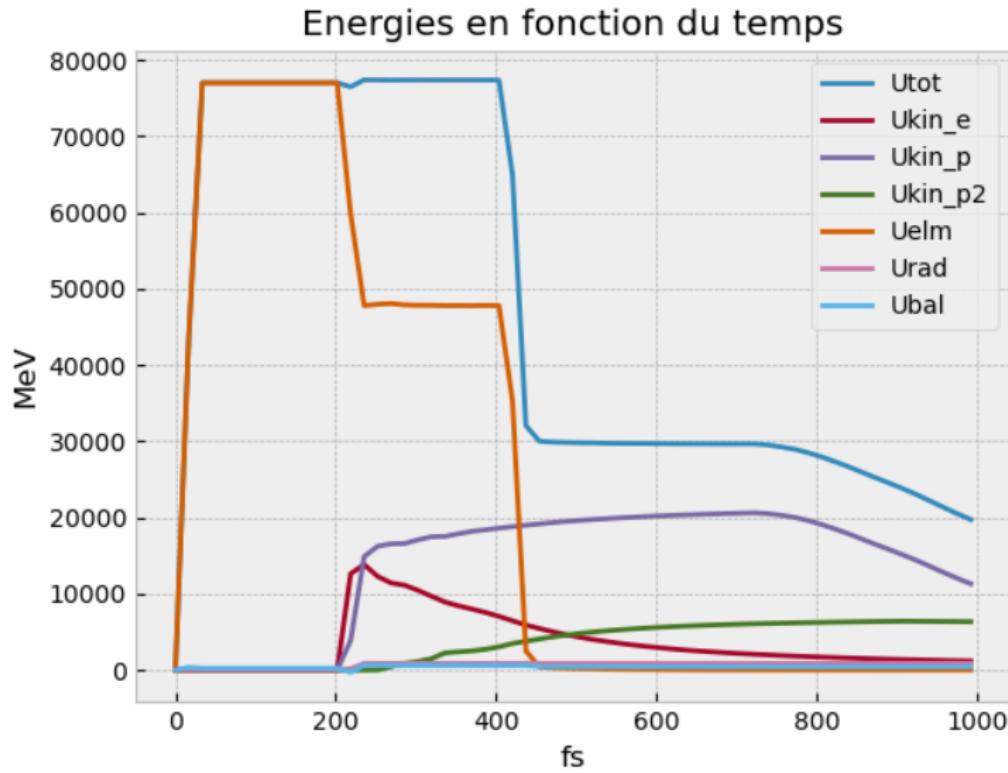
Spectre en énergie pour $I = 10^{23} \text{ W.cm}^{-2}$ pour une polarization linéaire pour 10 microns



Spectre pour $I = 10^{22} \text{ W.cm}^{-2}$ linéaire pour 10 microns



Evolution de l'énergie du système pour $I = 10^{22} \text{ W.cm}^{-2}$



Réaction de Spallation

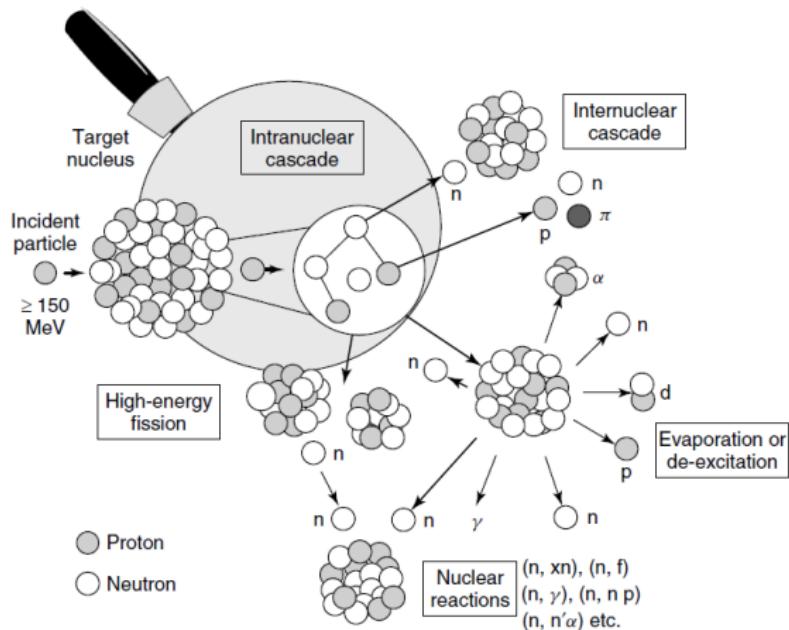


FIGURE – Schéma de la réaction de spallation (FILGES et GOLDENBAUM 2009)⁴

4. D. FILGES et F. GOLDENBAUM (2009). *Handbook of Spallation Research*. John Wiley et Sons, Ltd.

Résidus nucléaires lors de la spallation (+évaporation)

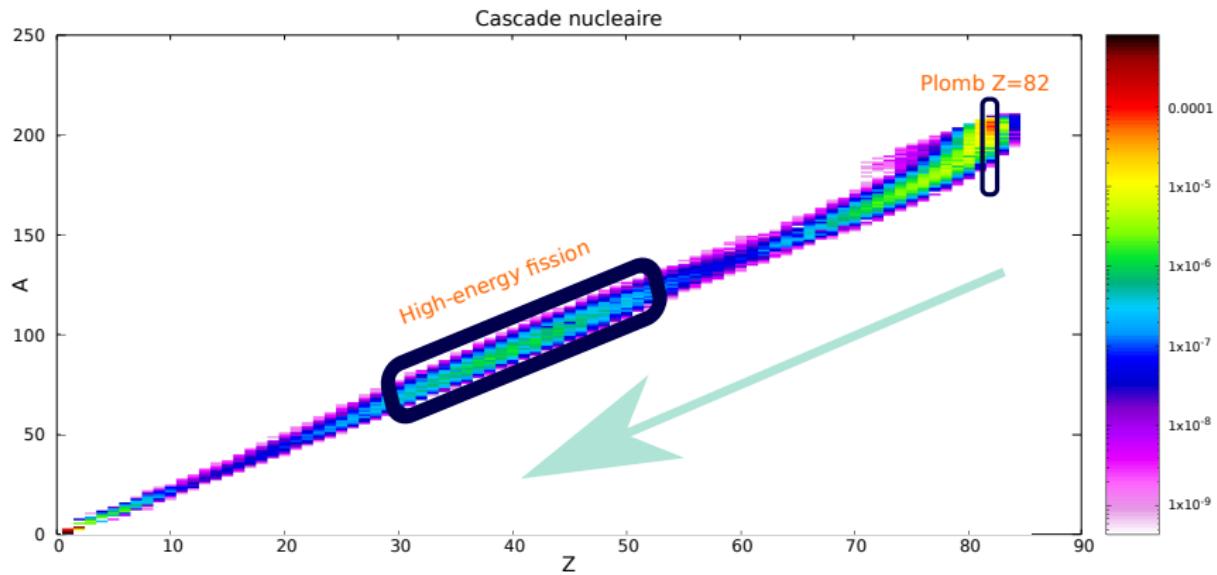


FIGURE – Résidus nucléaires issus de la spallation d'un proton de 1GeV avec du plomb

Spectre en énergie des neutrons

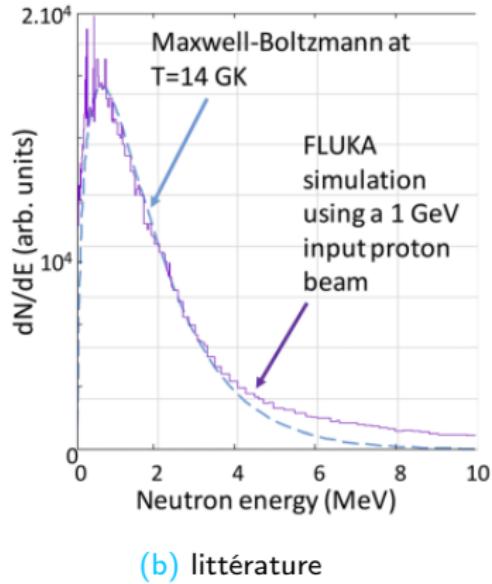
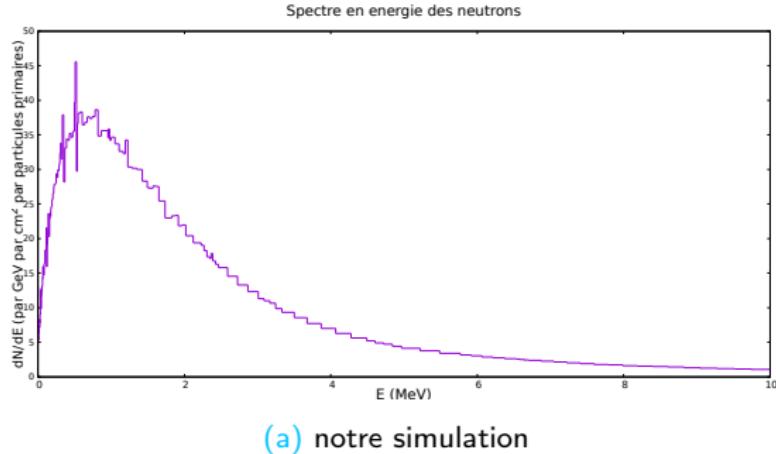


FIGURE – Spectres en énergie des neutrons a) Simulation effectuée pour des protons incidents de 1GeV sur cible de Pb dans FLUKA b) Résultats de CHEN et al. 2019⁵

5. S. N. CHEN et al. (2019). « Extreme brightness laser-based neutron pulses as a pathway for investigating nucleosynthesis in the laboratory ». In : *Matter and Radiation at Extremes* 4.5, p. 054402.

Capture neutronique

Dans nos simulations : $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{198}\text{Au}$

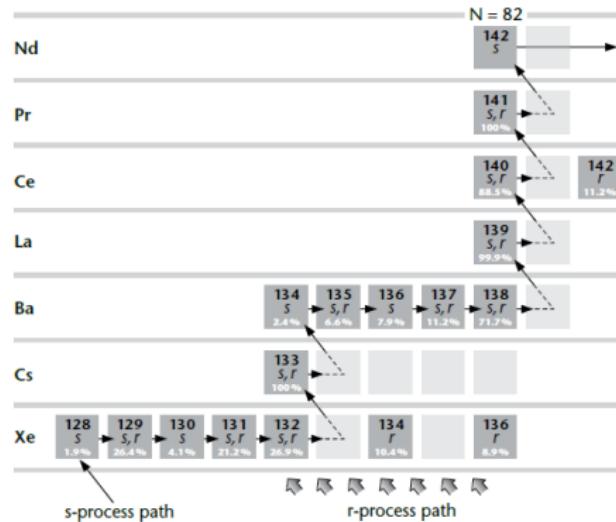


FIGURE – Chemin de capture neutronique pour différents éléments selon les processus s ou r⁶

6. A. FREBEL (2015). « Neutron-Capture processes and the heaviest elements ». In : *Searching for the Oldest Stars : Ancient Relics from the Early Universe*. Princeton University Press, p. 107-129.

Conclusions et Perspectives

Interaction laser-plasma

Passer en 2D pour les simulations

Atteindre $I = 10^{23} \text{W.cm}^{-2}$ dans de nouvelles installations dédiées à l'interaction laser-plasma

Production de neutrons par réaction de spallation

Intégrer les résultats du code PIC dans le code Monte-Carlo pour avoir une vraie chaîne de simulation

Analyser les résultats de la campagne Apollon à l'automne 2021

Capture neutronique et nucléosynthèse

Avoir des flux de neutrons plus intenses pour passer du processus s au processus r

Capture neutronique dans l'or

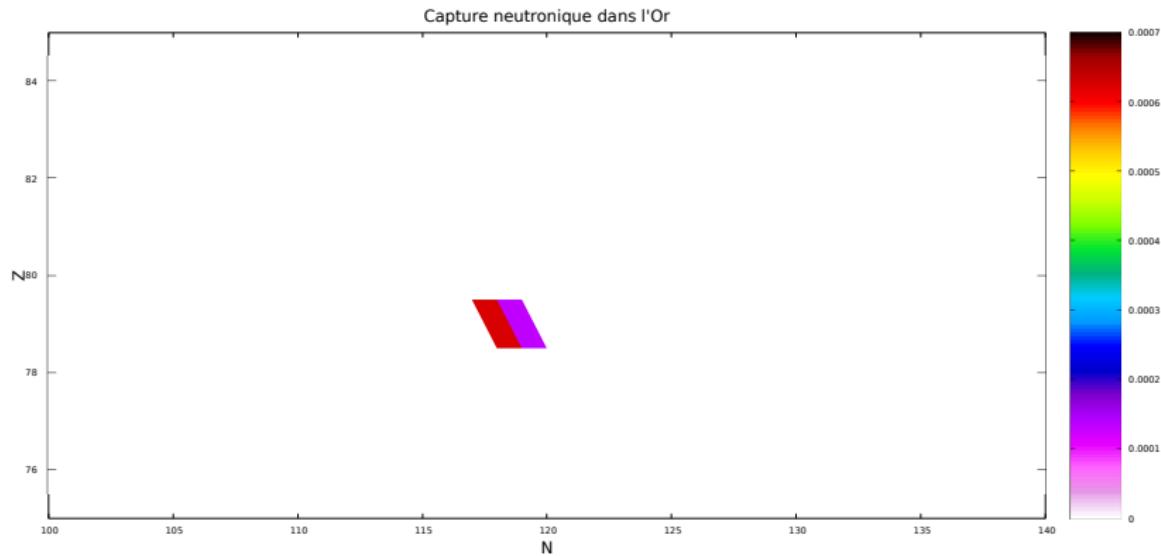


FIGURE – Simulation de capture neutronique dans l'Or sur FLUKA, création de l'isotope ^{198}Au à partir de l'isotope ^{197}Au avec en entrée des neutrons de 0.5 MeV

Espace des phases et propagation du laser

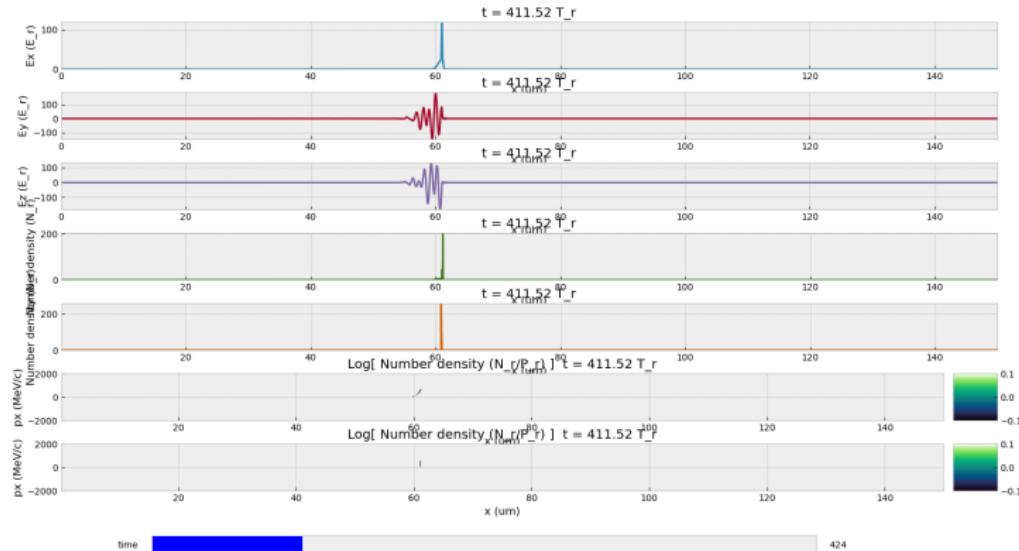


FIGURE – Interaction du laser de 1 micron à $I = 10^{23} \text{ W.cm}^{-2}$ avec la cible de 1 micron, composantes du champ électrique (3 premiers graphes), profil en densité face avant puis face arrière (2 graphes suivants), espace des phases des deux faces (2 derniers graphes)

Espace des phases et propagation du laser

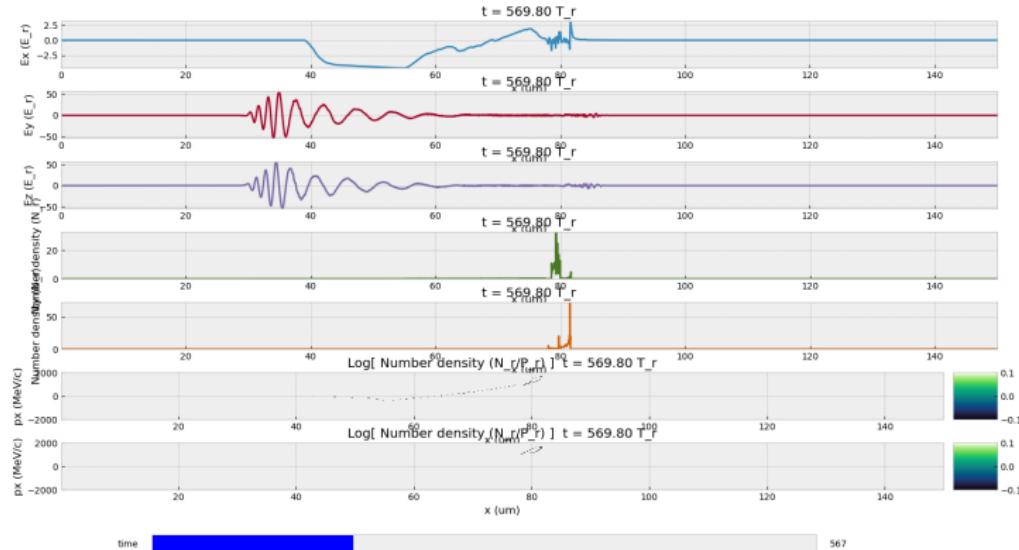


FIGURE – Réflexion du laser de 1 micron à $I = 10^{23}\text{W.cm}^{-2}$ avec la cible de 1 micron, composantes du champ électrique (3 premiers graphes), profil en densité face avant puis face arrière (2 graphes suivants), espace des phases des deux faces (2 derniers graphes)

Changement de la longueur d'onde du laser

On est à la limite de SIT à $\ell \approx \lambda \rightarrow$ shaping du pulse ([MACCHI 2013](#))^a. Localement, le pulse a du mal à se propager $n_e \approx 200n_c \approx a_0 n_c$

a. [Andrea MACCHI \(2013\)](#). *A Superintense Laser-Plasma Interaction Theory Primer*.

On veut regarder la variation de la longueur d'onde après interaction du faisceau avec le flying mirror ([MACCHI 2013](#))^a :

$$1\mu m \lesssim \lambda_r^{sim} \lesssim 7\mu m$$

$$\frac{1}{\lambda_r} = \frac{1}{\lambda} \frac{1 - \beta}{1 + \beta}$$

$$\lambda_r = 3.6\mu m$$

a. [Andrea MACCHI \(2013\)](#). *A Superintense Laser-Plasma Interaction Theory Primer*.