

Vers la fusion thermonucléaire à gain par confinement inertiel avec l'allumage par choc

La fusion thermonucléaire par confinement inertiel conventionnelle en attaque indirecte ou directe est un mécanisme à seuil utilisant un allumage isobare où les pressions dans le point chaud et le combustible froid s'équilibrent. L'implosion et l'allumage sont réalisés dans une même étape par un éclaircissement (laser ou rayonnement X) dimensionné pour assurer l'auto-allumage des réactions de fusion thermonucléaire dans le point chaud central à la fin de l'implosion.

B. Canaud • S. Depierreux • S. Laffite • V. Brandon • G. Debras • C. Goyon • C. Rousseaux CEA – DAM Île-de-France
 M. Temporal ETSIA, Universidad Politecnica de Madrid, Espagne
 S. Baton • M. Koenig • C. Labaune Laboratoire à l'utilisation des lasers intenses (LULI), École Polytechnique, Palaiseau
 X. Ribeyre Centre lasers intenses et applications (CELIA), UMR 5107 CNRS - CEA - Université Bordeaux 1

Le principe de l'allumage par choc est de découpler la phase d'allumage de celle de compression. En cours d'implosion, un choc fort est créé et se focalise au centre de la cible afin de générer les conditions hydrodynamiques nécessaires à l'allumage. Est ainsi produite une configuration non-isobare où la pression dans le point chaud est supérieure à la pression dans le milieu fusible deutérium-tritium (DT) froid.

Le seuil d'allumage dépend du rapport de ces pressions : plus la pression du point chaud est élevée, plus la cible s'allume facilement. En pilotant cette pression grâce au choc fort convergent, il est possible d'allumer, de manière contrôlée, des cibles ne brûlant pas en configuration isobare. Le choc est créé par une impulsion laser supplémentaire correctement synchronisée, de quelques centaines de picosecondes de durée, et

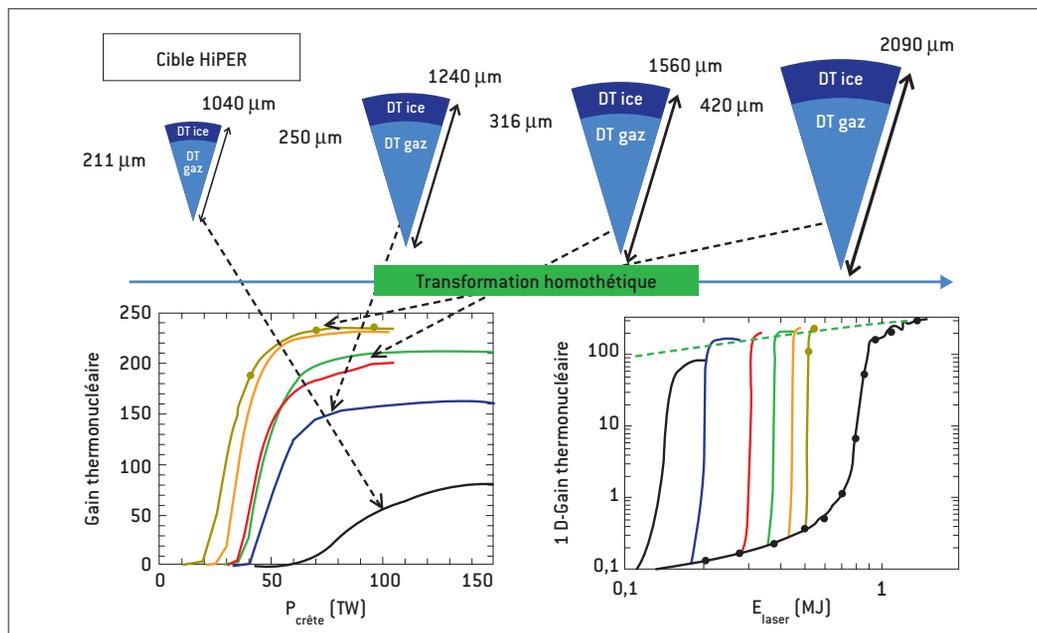
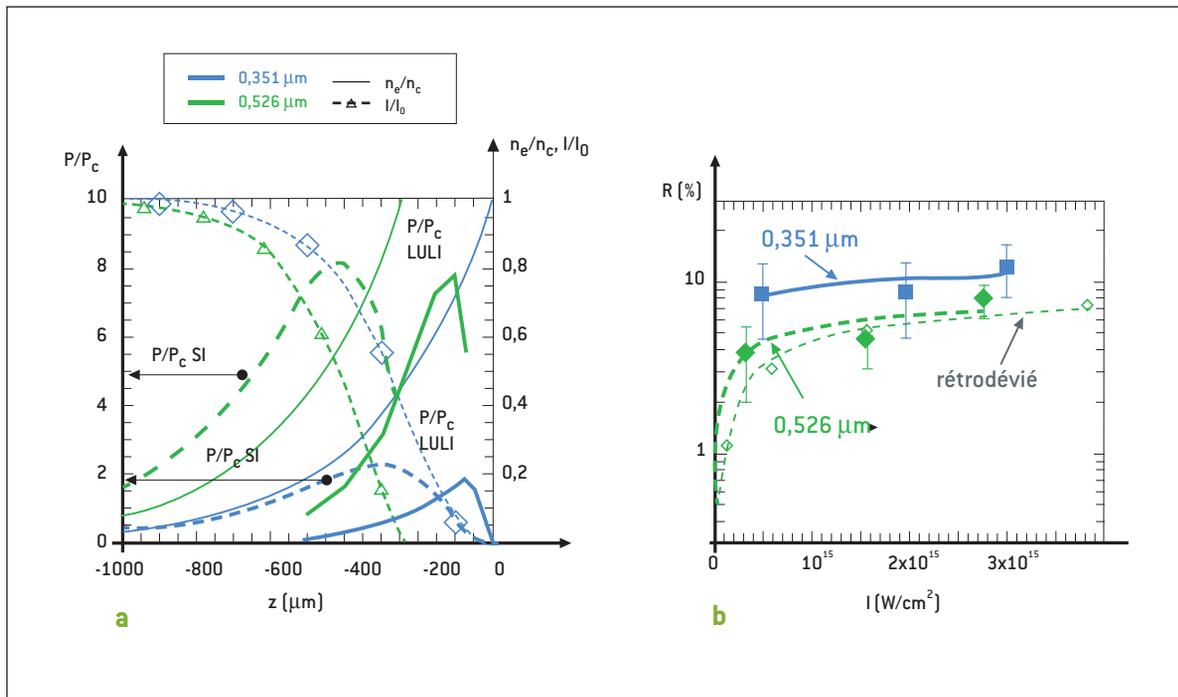


Figure 1. Cibles issues de la transformation homothétique de la cible HiPER. Le seuil d'auto-inflammation est visible par la transformation (courbe noire avec des points).


Figure 2.

[a] : densité électronique et intensité laser sur l'intensité incidente pour un profil de densité exponentiel. P/P_c est donnée à une intensité de $3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ [pour $P/P_c \geq 1$, le laser subit un éclatement angulaire] ; [b] : réflectivités Brillouin.

de puissance et intensité accessibles avec le laser MégaJoule (LMJ). De plus, ce schéma permet d'espérer des gains totaux très élevés car ils permettent de réduire l'énergie utile à l'assemblage. L'effort est alors reporté sur le pic laser d'allumage.

Ce schéma, qui se prête bien à l'attaque directe, a fait l'objet de récentes études [1,2] pour le LMJ. Partant de la cible prévue pour l'allumage rapide sur la future installation HiPER (High Power laser Energy Research facility) pour laquelle l'énergie de compression ne permet pas l'auto-allumage, une famille de cibles homothétiques a été construite. Différentes cibles plus ou moins proches du seuil d'allumage ont alors été allumées par choc (figure 1). La continuité entre l'allumage par choc et l'allumage conventionnel par point chaud est vérifiée par le fait que plus la cible est proche de son seuil, moins l'allumage par choc requiert de puissance laser. Au seuil, le choc n'est plus nécessaire. Il est donc possible de dimensionner des points de fonctionnement présentant des gains très élevés (> 200) avec des puissances laser d'allumage par choc raisonnables ($< 100 \text{ TW}$) et des éclairagements modérés ($< 10^{15} \text{ W/cm}^2$). À l'inverse, lorsque la cible est loin de son seuil d'auto-inflammation, les puissances requises conduisent à des éclairagements laser particulièrement élevés.

Un compromis possible consiste à choisir les paramètres laser (énergie/puissance/longueur d'onde) les moins contraignants pour l'installation, tout en maintenant un couplage efficace de l'impulsion de choc au plasma de couronne de la cible comprimée. Les couplages résonnants entre le laser et le plasma sont susceptibles de limiter l'énergie absorbée via des pertes par rétrodiffusion et par filamentation provoquant l'élargissement du faisceau lors de sa propagation.

Des expériences réalisées au LULI dans des plasmas préformés présentant un profil de densité exponentiel pour deux longueurs d'onde laser (0,526 et 0,351 μm) [3,4], approchent, dans des plasmas plus courts et plus froids, les paramètres pertinents pour la propagation de l'impulsion de choc (figure 2a). À faible éclairagement (3 à $5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$), les seuils de déclenchement de la rétrodiffusion Brillouin stimulée sont en accord avec la dépendance en $I\lambda$ du gain. À plus forte

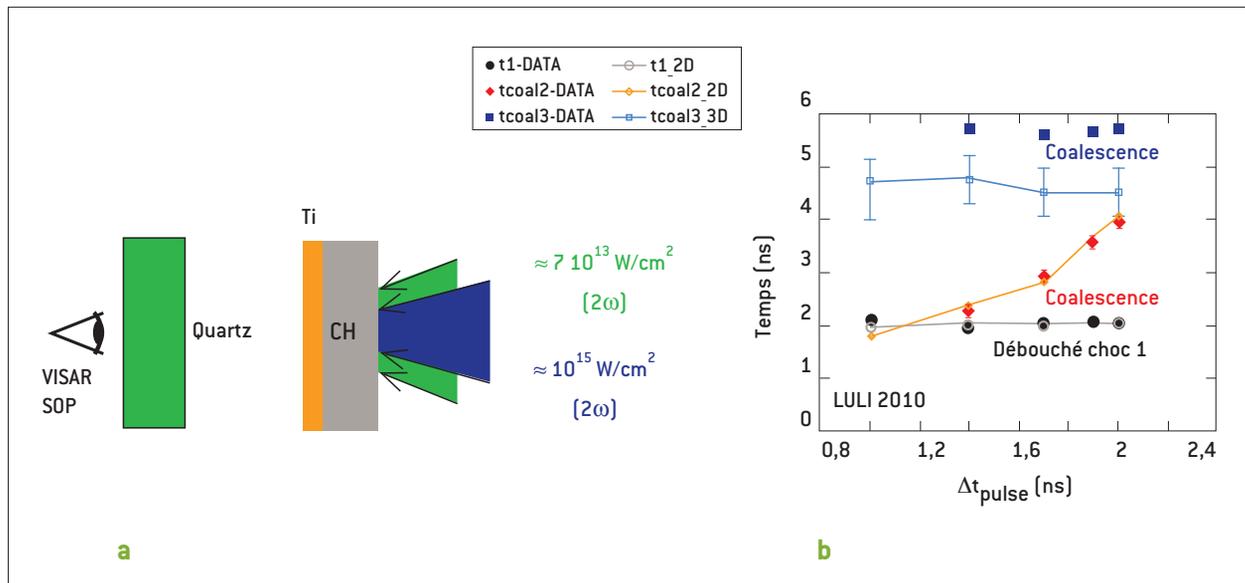


Figure 3. [a] : Dispositif expérimental de la première expérience dans le cadre de l'allumage par choc. [VISAR: Velocity Interferometer System for Any Reflector – SOP: Streaked Optical Pyrometer]. [b] : La mesure du temps de débouché des chocs est correctement restituée par le code numérique.

intensité ($3 \text{ à } 5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$), ces expériences reproduisent des gains Brillouin élevés comme attendu pour l'impulsion de choc qui interagit avec un plasma quasi homogène en vitesse. Les réflectivités saturent à 10-15% avec 10% de pertes supplémentaires pour la lumière rétrodiffusée en dehors du cône incident en cas d'élargissement angulaire (figure 2b). Des calculs à l'aide du code HERA montrent que la saturation de la rétrodiffusion Brillouin vient de son interaction avec la filamentation, ce qui peut s'appliquer à l'allumage par choc. Des études complémentaires restent à mener pour évaluer l'impact de l'éclatement des faisceaux laser dans le cas d'une irradiation sphérique multifaisceaux.

Une fois contrôlé le couplage de l'énergie laser à la cible, une étape essentielle à la validation du principe de l'allumage par choc est de démontrer la capacité à générer un choc fort de plusieurs dizaines de Mbars, dans un plasma déjà choqué. Dans ce but, une campagne [5] en géométrie plane a été menée (figure 3a) au LULI dans le cadre du consortium PHARE de l'Institut lasers et plasmas (ILP). Pour des conditions où l'impulsion de choc se couple efficacement au plasma (rétrodiffusion < 15%), nous avons ainsi observé la trajectoire de deux chocs générés, l'un par une impulsion d'intensité relativement faible, $7 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, l'autre à une intensité de 10^{15} W/cm^2 . Le bon accord calcul - mesure (figure 3b) sur la chronométrie des deux chocs

et de leur coalescence a prouvé notre maîtrise de l'hydrodynamique de ces phénomènes [6]. Une seconde campagne en octobre 2011 a conclu à la nécessité d'éviter la fréquence principale, 1ω , pour le pic laser. Convertir la fréquence, au moins jusqu'à 2ω est indispensable. La prochaine étape est le passage à la géométrie sphérique.

RÉFÉRENCES

- [1] B. CANAUD, M. TEMPORAL, "High-gain shock ignition of direct-drive ICF targets for the Laser Mégajoule", *New J. Phys.*, **12**, 043037 (2010).
- [2] B. CANAUD, S. LAFFITE, M. TEMPORAL, "Shock ignition of direct-drive Double-Shell targets", *Nucl. Fusion*, **51**, 062001 (2011).
- [3] S. DEPIERREUX *et al*, "Interaction physics for the shock ignition scheme of inertial confinement fusion targets", *Plasmas Phys. Control. Fusion*, **53**, 124034 (2011).
- [4] S. DEPIERREUX *et al*, "Experimental investigation of the stimulated Brillouin scattering growth and saturation at 526 and 351 nm for direct drive and shock ignition", *Phys. Plasmas*, **19**, 012705 (2012).
- [5] S. BATON *et al*, "Experiment in planar geometry for shock ignition studies", *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 15500 (2012).
- [6] S. LAFFITE *et al*, "Interpretation of planar shock ignition experiments at LULI", *Bull. Am. Phys. Soc.*, **56**(12), 222 (2011).