

# **Lasers de puissance: accélération et production de particules**

**FRANCK GOBET**

*Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, CENBG  
Groupe Excitations Nucléaires par Laser (ENL)  
Le Haut Vigneau  
BP 120 – 33175 Gradignan*

## **Résumé**

L'accélération d'électrons et de protons par interaction laser – matière est un sujet de recherche dont l'évolution rapide ces dix dernières années résulte du développement des lasers intenses d'impulsions de courte durée. Ces faisceaux de particules de haute énergie (actuellement plusieurs centaines de MeV pour les électrons, quelques dizaines de MeV pour les protons) ont des propriétés uniques : grand nombre de particules accélérées avec une faible émittance sur une durée très courte (quelques 100 ps). Ces propriétés sont intéressantes pour la fusion par confinement inertiel. Elles pourraient permettre également de mener des expériences de physique nucléaire en conditions exotiques.

L'objet de ce cours est de donner une description des mécanismes de base de l'accélération de ces particules par laser intense ( $I > 10^{18}$  W.cm<sup>-2</sup>). Nous montrerons que les caractéristiques d'une impulsion laser intense de courte durée conditionnent les mécanismes de son interaction avec une cible. Celle-ci conduit à la création d'une onde plasma électronique qui se propage à une vitesse relativiste dans la cible. Des électrons sont piégés dans cette onde plasma et accélérés à des énergies relativistes. La séparation de charge induite sur les faces de la cible est responsable de l'accélération des protons et des ions. Ces particules sont ainsi émises dans une direction normale à la cible. Enfin les progrès réalisés dans la définition en énergie et les possibilités de focalisation de ces faisceaux seront discutés.

## **Abstract**

Electron and ion acceleration by laser-matter interaction is a subject of research currently in fast evolution due to the development of intense lasers for the past ten years. These high energy particle beams (up to several hundreds MeV for electrons and a few 10 MeV for protons) have unique properties: large number of accelerated particles emitted during a short duration (several 100 ps) with a low emittance. In particular, these properties are of interest for inertial confinement fusion but they might be also interesting to perform nuclear experiments in exotic conditions or to develop new generations of accelerators for particle physics.

In this lecture, we describe the main characteristics of short duration, intense laser pulses ( $I > 10^{18}$  W.cm<sup>-2</sup>). These laser pulse characteristics determine the interaction mechanisms with matter. These can produce an electronic plasma wave propagating at relativistic velocity through the target. The plasma wave can trap a bunch of electrons which are accelerated at relativistic energy. The charge separation occurring on the target faces leads to proton and ion acceleration. These heavy particles are emitted in the target normal direction. At last, we discuss the current progress related to the energy definition and the focusing of these beams.

## 1. Introduction

La possibilité depuis une quinzaine d'années de faire des impulsions laser ultra intenses [1,2] a ouvert de nouveaux champs d'études aussi bien fondamentales qu'applicatives. En particulier, l'interaction de ces impulsions laser avec un milieu dense produit un plasma avec des densités pouvant aller de  $10 \text{ mg.cm}^{-3}$  à quelques  $10 \text{ g.cm}^{-3}$  (pour une cible de deutérium) dans une gamme en température comprise entre 10 eV et 1 keV et ce, sur des échelles de temps de la ps à la ns. Dans ces conditions de densité et de température des réactions de fusion nucléaire peuvent intervenir [3,4]. Le contrôle de ces réactions présente un enjeu sociétal en terme de production d'énergie pour le futur. A titre plus fondamental, la production d'un plasma fortement ionisé dans lequel des champs électromagnétiques forts sont présents est potentiellement intéressante pour le physicien nucléaire. Le couplage entre le noyau et son cortège électronique peut en particulier être perturbé modifiant ainsi certaines propriétés nucléaires comme par exemple la durée de vie des niveaux nucléaires [5,6].

Les expériences dans lesquelles une impulsion laser intense interagit avec une cible ont rapidement montré que des particules (électrons, photons, ions) de plusieurs MeV peuvent être émises. Ces particules de distribution en énergie continue sont produites en grande quantité ( $10^{12}$  électrons de plus de 1 MeV) et sur des temps très courts (une centaine de ps). Ces paquets de particules présentent des propriétés uniques à ce jour pour initier des réactions de fusion dans des cibles de deutérium - tritium comprimées par laser. Ils sont de même potentiellement intéressants pour mener des études d'excitation ou de désexcitation nucléaires dans des cibles à l'état de plasma. L'énergie des électrons pouvant atteindre le GeV, ces sources pourraient être utilisées comme injecteurs dans des accélérateurs de grande énergie.

L'objet de ce cours est de donner, dans les grandes lignes, une synthèse des travaux portant sur l'accélération de particules (électrons et protons) par laser menés depuis une quinzaine d'année. Dans une première partie, je décrirai les caractéristiques d'une impulsion laser intense type ainsi que le contexte international dans lequel sont développés les lasers de puissance actuels ou à venir. Ce cours ne traitera pas de la physique des lasers proprement dite. Pour une étude de ces aspects on pourra se reporter à la référence [7].

## 2. Lasers de puissance

### 2.a. Caractéristiques générales des impulsions lasers

Les lasers les plus puissants fonctionnent en mode impulsif. Un tir peut délivrer des puissances comprises entre le terawatt ( $10^{12} \text{ W}$ ) et le petawatt ( $10^{15} \text{ W}$ ). Le développement ces 15 dernières années de ces lasers de puissance a été possible grâce à la mise en place de techniques de compression de la durée de l'impulsion laser [1]. Pour les lasers dits de puissance la durée de l'impulsion couvre un large domaine allant de quelques  $10^{-15} \text{ s}$  (laser Ti:Sapphire) à quelques  $10^{-7} \text{ s}$  (laser  $\text{CO}_2$ ). L'énergie dans chaque impulsion est également variable, allant de quelques mJ au million de Joules. Du fait de leur courte durée, les impulsions délivrées par les lasers de puissance ont un spectre fréquentiel large. Pour simplifier le traitement, on représente en général l'impulsion dans le domaine spectral (et donc dans le domaine temporel) par une gaussienne (ceci est assez proche de la réalité). Le profil spatial transverse est lui aussi bien représenté par une gaussienne.

On définit l'intensité  $I$  d'une impulsion laser comme la valeur moyenne du vecteur de Poynting de l'onde électromagnétique sur un cycle optique :

$$I = c^2 \epsilon_0 \left\| \langle \vec{E} \wedge \vec{B} \rangle \right\|$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  respectivement les champs électrique et magnétique de l'onde laser et où les crochets signifient la moyenne sur un cycle optique de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion gaussienne, on peut approximer l'intensité maximale  $I_{\max}$  par l'expression :

$$I_{\max} = \frac{2E_{\text{las}}}{\pi\tau\omega_0^2}$$

où  $E_{\text{las}}$  est l'énergie de l'impulsion laser,  $\tau$  sa durée et  $\omega_0$  le rayon d'une section du faisceau. Plus précisément, ce rayon correspond, pour une impulsion de profil transverse gaussien, à la distance dont il faut s'écartier de l'axe du faisceau pour que le rapport du champ électrique au champ sur l'axe soit égal à  $1/e$ . L'intensité du laser est une des caractéristiques essentielles qui détermine les propriétés des plasmas créés et les champs électromagnétiques auxquels est soumise la matière. On obtient par exemple  $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$  pour un laser de 10 mJ, 30 fs focalisé sur  $30 \mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1,06 \mu\text{m}$  ;  $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$  pour un laser de 300 J, 10 ns focalisé sur  $30 \mu\text{m}^2$  et seulement  $3 \cdot 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$  pour un laser de 300 mJ, 10 ns focalisé sur  $900 \mu\text{m}^2$ . Les lasers les plus intenses permettent de délivrer de manière courante jusqu'à  $10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$  sur une durée de quelques dizaines de fs.

Une impulsion laser est également caractérisée par sa longueur de Rayleigh qui correspond à la distance sur l'axe du faisceau entre le point où la section de l'impulsion laser est la plus étroite et celui où cette section est plus grande d'un facteur  $\sqrt{2}$ . C'est un paramètre important qui conditionne la précision de positionnement d'une cible. Ainsi lorsque l'on éloigne la cible d'une longueur de Rayleigh du foyer du système focalisant l'impulsion laser, l'intensité est divisée d'un facteur 2. Ce paramètre dépend essentiellement du rapport entre la distance focale du système focalisant et la dimension de l'impulsion incidente avant focalisation. La longueur de Rayleigh peut varier de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  à plusieurs mm en fonction des installations laser et détermine la précision avec laquelle il faut connaître le positionnement des cibles et leur état de surface.

Dans le cas d'une impulsion très courte, le profil temporel de l'énergie laser est proche de celui donné sur la figure 1. L'impulsion principale est toujours "posée" sur un fond lumineux d'une durée de quelques nanosecondes appelé "piédestal". Celui-ci correspond essentiellement à l'amplification de l'émission spontanée de l'oscillateur initial. Le contraste d'une impulsion est défini comme le rapport entre l'intensité du piédestal et l'intensité maximale de l'impulsion (instant  $t=0$  sur la figure). Cette intensité étant variable en fonction de la proximité temporelle de l'impulsion, il est précisé à quelle échelle temporelle on se réfère (contraste ns par exemple).

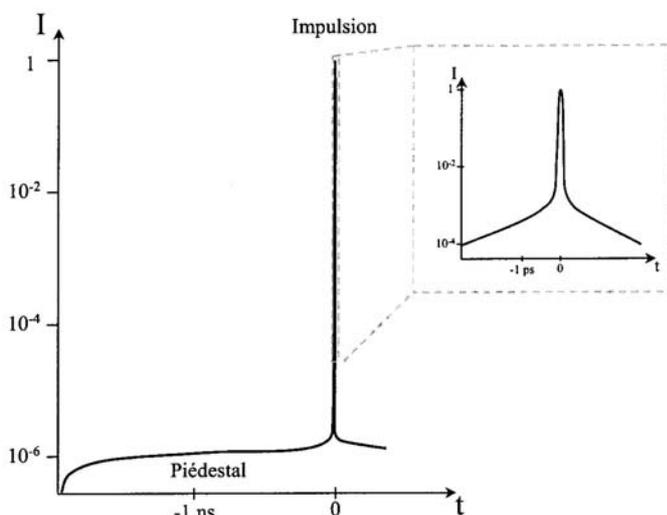


Figure 1 : Profil temporel schématique d'une impulsion laser d'une durée de l'ordre de 100 fs. L'impulsion principale est "posée" sur un piédestal dont l'intensité varie avec le temps. Un agrandissement de la zone entourant le pic de l'impulsion est représenté dans le coin supérieur droit de la figure. Noter la différence de contraste pour des échelles nanoseconde ( $10^{-6}$ ) et picoseconde ( $10^{-4}$ ). Le cas représenté ici est illustratif mais en pratique, chaque installation a ses caractéristiques propres.

Lorsque l'impulsion est focalisée dans une tache de quelques micromètres de diamètre, les champs électriques dans le piédestal peuvent atteindre  $10^{9-10} \text{ V.m}^{-1}$ . En comparaison, le champ électrique atomique que subissent les électrons liés est de l'ordre  $10^{10-11} \text{ V.m}^{-1}$ . L'impulsion laser ionise donc immédiatement la cible et transforme la surface de celle-ci en plasma. Celui-ci se détend normalement à la surface de la cible, avec une densité électronique décroissante lorsqu'on s'éloigne de celle-ci. Ainsi l'impulsion principale n'interagit pas nécessairement avec une cible solide ou gazeuse mais éventuellement avec une cible à l'état de plasma.

A l'intensité laser  $I$  on peut associer la grandeur  $a_0$  (appelée norme du potentiel vecteur normalisé) qui représente la vitesse classique d'oscillation d'un électron (masse  $m_e$ ) dans le champ laser normalisée à la vitesse de la lumière dans le vide ( $c$ ). Ce paramètre est relié à l'intensité  $I$  du laser par la relation :

$$a_0 = \sqrt{\frac{e^2}{2\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 c^5} \lambda^2 I}$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du champ électromagnétique. Pour une intensité laser de  $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$  et une longueur d'onde  $\lambda$  de 820 nm on obtient un facteur  $a_0 = 2,2$  : les électrons du plasma oscillent sous l'action du champ électromagnétique avec une vitesse relativiste, et ce, transversalement à la direction de propagation de l'onde.

Tandis que les lasers de puissance à impulsion " longue " (i.e. quelques ns) ont des énergies allant au kJ et dans un proche futur au mégajoule, les lasers à impulsion ultra-courte (i.e. subpicoseconde) sont dans la gamme du mJ à la centaine de joules. Le taux de répétition des tirs lasers dépend de cette énergie: du kHz pour des lasers mJ à un tir toutes les 20 minutes pour des lasers de la centaine de joules, cette cadence descendra à un tir tous les quelques jours pour un laser mégajoule. La physique que l'on peut faire avec ces deux types de lasers est différente et variée et conduit à la construction d'un grand nombre d'installations dans le monde.

## 2.b Lasers de grande énergie (vers le Laser MégaJoule et HiPER)

Le vif intérêt pour les lasers de forte énergie dans le cadre de la physique des plasmas s'explique par la possibilité de porter la matière à des températures et des pressions extrêmement élevées en laboratoire. Au fur et à mesure que l'énergie des lasers a augmenté, les caractéristiques des plasmas produits se sont rapprochées du domaine où les réactions thermonucléaires deviennent possibles [3,4]. Ainsi les expériences menées sur le laser NOVA à Livermore (impulsions de 100 kJ au maximum et de durée comprise entre 2 et 4 ns) ont montré que l'on pouvait produire jusqu'à  $10^{13}$  neutrons dans le plasma de deutérium et de tritium généré par l'impulsion laser [8]. Ces lasers de grande énergie permettent ainsi d'étudier les phénomènes physiques liés à la fusion par confinement inertiel (FCI), laquelle pourrait être utilisée dans de futurs "réacteurs" producteurs d'électricité.

L'idée à la base de la FCI par laser a été présentée au début des années 1970 [3,4] à travers un schéma appelé "attaque directe". Ce projet schéma consiste non pas vraiment à confiner mais plutôt à faire imploser violemment un mélange deutérium-tritium (D-T) par l'action d'un rayonnement intense, le but étant de réaliser des réactions de fusion produisant des  $\alpha$  et des neutrons avec une chaleur de réaction de 17,6 MeV (schémas du haut de la figure 2). De nombreux faisceaux lasers sont focalisés à la surface d'une cible (un ballon de diamètre millimétrique) et mettent celle-ci sous forme plasma. Ce plasma se détend dans le vide et une onde de choc se propage alors vers le coeur de la cible, comprimant celle-ci. La densité et la température de ce coeur atteignent les valeurs requises pour les réactions de fusion. Ces réactions sont initiées en un point et s'auto-entretiennent grâce aux particules  $\alpha$  émises qui transportent l'énergie dans tout le combustible. Ce schéma nécessite des lasers avec des énergies de l'ordre du mégajoule pour comprimer une cible de taille millimétrique et

atteindre un gain en énergie d'un facteur 10. Cette énergie laser doit être déposée sur des durées d'une dizaine de nanosecondes. Ceci a motivé le développement de lasers pouvant délivrer ces énergies colossales sur de telles durées. Cependant ce schéma d'attaque souffre de problèmes d'instabilités dans l'hydrodynamique de l'implosion : il est nécessaire d'avoir une excellente uniformité de l'irradiation sur l'ensemble de la cible (ces défauts d'uniformité ne doivent pas dépasser quelques pour-cent).

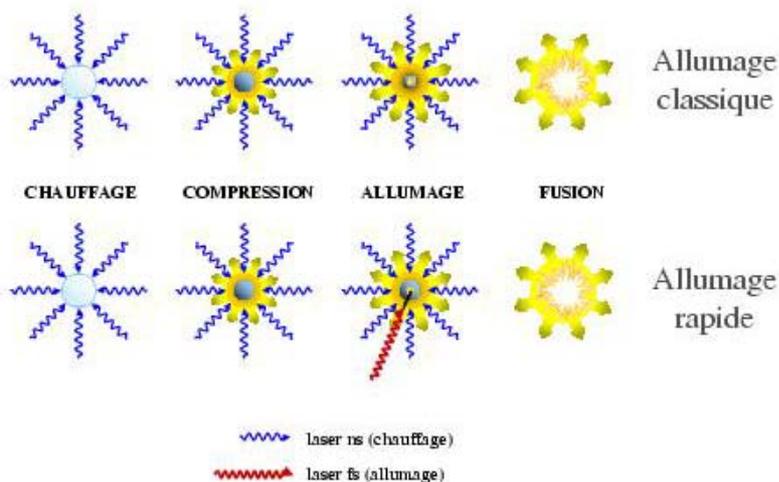


Figure 2 : Schémas comparatifs de deux approches par confinement inertiel. En haut l'allumage « classique » (attaques directe et indirecte) par compression du combustible jusqu'au point d'ignition. En bas l'allumage rapide où un ou plusieurs faisceaux laser additionnel de haute intensité accélère des particules qui vont apporter le chauffage nécessaire à l'ignition du DT comprimé.

Un schéma alternatif a été introduit en 1994 [9] consistant à dissocier les phases de compression et d'allumage : c'est l'allumage rapide (schémas du bas de la figure 2). La compression est toujours réalisée par les lasers ns mais le point chaud où s'amorce la réaction est créé grâce à deux faisceaux lasers ultra-intenses de très courtes durées (fs à ps). La première impulsion creuse un canal dans la couronne de plasma et la seconde se propage ce canal pour accélérer des électrons qui vont aller déposer leur énergie dans les parties les plus denses du microballon. C'est le chauffage dû à ces électrons qui permet d'atteindre les conditions de température nécessaires à la fusion. La compression exigée étant moindre, les instabilités hydrodynamiques sont réduites. Cette application de l'accélération d'électrons par laser explique en partie pourquoi de nombreuses études sont menées pour maîtriser la production de ces faisceaux de particules accélérées par laser.

Les programmes de fusion par confinement inertiel développés, entre autres, aux Etats-Unis, en France et au Japon sont optimisés pour atteindre des gains en énergie de l'ordre de 10. En particulier le " National Ignition Facility " (NIF) aux Etats Unis et le Laser Mégajoule (LMJ) en France sont en construction, le NIF devant en principe atteindre un tel gain d'ici 2011 - 2012. Ces deux projets liés aux activités de défense sont très similaires, le LMJ ayant toutefois, grâce à ses 240 faisceaux, une marge de manoeuvre légèrement supérieure à celle du NIF (192 faisceaux). Afin de s'assurer de la pertinence des options technologiques retenues pour le LMJ, un prototype a été réalisé dont les premiers tirs laser ont eu lieu en 2004: la Ligne d'Intégration Laser (LIL). Elle est implantée sur le centre CEA du CESTA en région Aquitaine comme le sera le LMJ. La LIL est constituée d'une chaîne laser du LMJ comportant 8 faisceaux identiques capables de délivrer au total une énergie de 60 kJ.

Un nouveau projet européen a été récemment lancé résolument orienté vers le schéma de l'allumage rapide: HiPER (European High Power laser Energy Research facility). Cette installation qui pourrait être opérationnelle en 2015 devrait pouvoir délivrer des faisceaux de 250 kJ dans une impulsion de quelques ns ainsi qu'un faisceau de 70 kJ avec une durée de 15 ps qui permettra de générer des faisceaux de particules de haute énergie. Ce dispositif représenterait aussi une opportunité de réaliser des expériences originales pour des études de physique fondamentale dans des milieux soumis à des conditions extrêmes de température et de pression. En France, un démonstrateur est en cours de réalisation : il s'agit du laser PETAL (PETawatt Aquitaine Laser) couplé à la LIL d'ici 2010. Les travaux liés à la préparation et à la réalisation de la LIL et du LMJ d'une part, et de PETAL d'autre part, ont naturellement développé une synergie entre les équipes du CEA et de l'université Bordeaux 1 via une participation active de la région Aquitaine. Ceci a donné lieu à la création d'un pôle de recherche sur les lasers en Aquitaine. Les activités de recherche qui seront conduites sur ces installations engendrent des collaborations entre différentes communautés (optique, physique des plasmas, atomique, nucléaire).

## **2.c. Lasers de puissance de courte durée (femtoseconde et en deçà)**

Comme nous l'avons mentionné dans le cadre du schéma de l'allumage rapide, l'accélération d'électrons ou d'ions est une application fondamentale des lasers de puissance (de 100 TW au PW) d'impulsions de courte durée (subpicoseconde). Les mécanismes d'accélération sont différents pour les deux types de particules, mais schématiquement, ils consistent dans les deux cas en une transformation d'un champ électromagnétique transverse du laser en un champ électrique longitudinal extrêmement fort (de plusieurs TV/m). Ce champ est capable d'accélérer des particules à haute énergie sur une distance de quelques dizaines de micromètres pour des cibles solides à plusieurs millimètres pour des cibles gazeuses. Le paramètre important est la courte durée de l'impulsion, l'énergie pouvant n'être que de quelques joules. Ceci limite le coût de ces chaînes lasers que l'on trouve dans plusieurs laboratoires universitaires nationaux (LOA, LULI, CELIA, CEA Saclay...) et internationaux. Le projet PETAL au CEA/CESTA fait partie de ces types de laser.

C'est dans un contexte de "course" à la puissance qu'a été lancé l'ambitieux projet européen ELI (Extreme Light Infrastructure). Il s'agirait d'un laser de 250 PW permettant d'atteindre des intensités laser jusqu'à  $10^{25} \text{ W.cm}^{-2}$  sur des durées de l'ordre de l'attoseconde ( $10^{-18}$ s)! L'architecture originale de ce laser, basée sur des fibres optiques, serait testée dans le cadre d'un projet pilote nommé "ILE" (Institut de la Lumière Extrême) situé en Ile-de-France à l'horizon 2010. De telles installations permettront d'étudier l'interaction d'une impulsion avec la matière dans des régimes encore inexplorés. On peut ainsi s'attendre dans la prochaine décennie à des développements importants et originaux de sources intenses et ultra-courtes de particules de haute énergie.

Des programmes visant à utiliser ces sources de particules à des fins applicatives sont en développement en Europe. Par exemple les laboratoires d'optique d'Ile-de-France sont impliqués sur le projet "Propulse". Il s'agit d'un consortium de laboratoires de recherche, d'industriels et de médecins qui vise à produire des protons de haute énergie pour des applications thérapeutiques.

## **2.d. Caractéristiques de quelques lasers de puissance dans le monde**

Un certain nombre de lasers de puissance ont été développés ou sont encore à l'état de projet comme indiqué précédemment. A titre indicatif et en guise de résumé pour cette partie, je donne dans le tableau comparatif 1 des caractéristiques des impulsions lasers

(énergie, durée, fréquence de tirs) générées par quelques unes des installations actuelles ou à venir.

Nom du laser	localisation	Energie	Durée	Longueur d'onde	Temps entre deux tirs	commentaires
Nova, LLNL	USA	100kJ	2 – 4 ns	1054 nm		Arrêt 1999
LIL, CEA/CESTA	France	60 kJ	5 ns	350 nm	1jour	
NIF, LLNL	USA	1,8 MJ	25 ns	350 nm		2010 ?
LMJ, CEA/CESTA	France	1,8 MJ	Qq ns	350 nm	1 jour	2015 ?
Aurore, CELIA	France	qq mJ	45 fs	810 nm	ms	
Eclipse, CELIA	France	qq 100 mJ	45 fs	810 nm	50 ms	
Astra, RAL	Angleterre	0,5 J	50 fs	810 nm		
JETI, IOQ	Allemagne	1J	70 fs	795 nm	100 ms	
Salle Jaune, LOA	France	1 – 2 J	35 fs	810 nm	100 ms	
100 TW, LULI	France	50 J	300 fs	1057 nm	20 min	
Alise, CEA/CESTA	France	50 J	300 fs	1060 nm	1h	
Vulcan, RAL	Angleterre	500 J	500 fs	1060 nm		
Pico 2000, LULI	France	kJ	ns	1060 nm	2h	
PETAL, CEA/CESTA	France	3,5 kJ	0,5 – 5 ps			2012
Hiper ps	?	100 kJ	qq ps			Projet
Hiper ns	?	200 kJ	qq ns			Projet
ILE	France	300 J	5 fs		1 min	2012 ?
ELI	?	3 kJ	10 <sup>-3</sup> – 1 fs		1 min	projet

Tableau 1 : Tableau comparatif de quelques lasers de puissance en fonctionnement dans le monde, en construction ou encore au stade de projet (liste non exhaustive)

### 3. Accélération de particules par laser

L'objet de cette partie est de donner dans les grandes lignes une synthèse des travaux portant sur l'accélération de particules (électrons et protons) par laser. De manière générale, l'interaction d'une impulsion laser sur une cible produit une onde plasma électronique se propageant à une vitesse relativiste dans la cible. Cette onde correspond à la propagation dans la cible d'une déformation du champ de densité électronique. Des électrons peuvent être piégés dans cette onde et acquièrent de l'énergie pouvant atteindre plusieurs centaines de MeV. Dans certaines conditions, la séparation de charge qui résulte de l'accélération des électrons est à l'origine de l'émission d'un faisceau de protons, voir d'ions dans une direction normale à la cible.

#### 3.a. Propagation et absorption de l'onde laser dans la cible

Une impulsion laser se propageant dans un milieu ne peut pas accélérer directement des électrons dans sa direction de propagation. En effet, le champ électrique associé à l'impulsion oscille transversalement par rapport au vecteur d'onde et change de sens toutes les demi-périodes. Ainsi, le seul mouvement que peut communiquer directement le champ électrique de l'onde laser à un électron est un mouvement périodique d'accélération - décélération dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde laser. Pour une onde plane le gain d'énergie est alors nul en moyenne. Il est donc nécessaire de passer par un processus intermédiaire pour communiquer une impulsion aux électrons dans une direction parallèle à celle de la propagation de l'impulsion laser.

Un mécanisme toujours présent à une intensité supérieure à 10<sup>18</sup> W.cm<sup>-2</sup> est l'accélération directe des électrons par la force pondéromotrice [10-13]. A ces intensités, le piédestal peut présenter un champ électrique suffisamment élevé pour ioniser la matière. L'impulsion principale interagit alors avec de la matière à l'état de plasma. Pour une impulsion ultra-brève quand l'électron s'éloigne de l'axe de propagation de l'impulsion, le champ électrique décroît et ainsi il ne revient pas à sa position initiale après une oscillation [14]. La moyenne sur une période de la force de Lorentz est alors non nulle à la différence d'une onde plane et est décrite par l'expression suivante appelée force pondéromotrice :

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2}{2c\epsilon_0\gamma m_e\omega_L^2}\vec{\nabla}I$$

où  $\gamma$  décrit le facteur relativiste associé au mouvement de l'onde électromagnétique dans la matière et  $\omega_L$  est la pulsation de cette onde.

La propagation d'une impulsion laser dans le plasma dépend de la densité électronique de celui-ci. Le champ associé à l'onde laser déplace les électrons beaucoup plus rapidement que les ions (on peut alors les considérer comme immobiles). On a ainsi une variation locale de la densité électronique  $n_e$  et la création d'une charge d'espace qui va rappeler l'électron. Le temps caractéristique d'oscillation des électrons de ce plasma est donné par la pulsation plasma électronique:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

Pour une densité électronique moyenne de  $2.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , la période de l'onde plasma est de l'ordre de 25 fs et sa longueur d'onde de l'ordre de 7,5  $\mu\text{m}$ . L'impulsion laser pourra se propager dans le plasma tant que la pulsation du laser  $\omega_L$  est supérieure à celle de l'onde plasma  $\omega_p$ . La densité des électrons augmentant lorsque le laser se propage plus profondément, la fréquence plasma électronique augmente également. Lorsque celle-ci dépasse la pulsation du laser, le milieu se réorganise plus vite que le laser ne peut le perturber. La propagation est alors impossible et le laser est réfléchi à l'exception d'une onde évanescence s'atténuant exponentiellement sur une distance typique donnée par le rapport  $c/\omega_p$  (épaisseur de peau). La densité  $n_c$  pour laquelle on a  $\omega_L = \omega_p$  est appelée densité critique. La région pour laquelle  $n_e < n_c$  est qualifiée de "sous-critique", celle pour laquelle  $n_e > n_c$  de "sur-critique".

A titre indicatif, pour un laser émettant à la longueur d'onde de 800 nm (Ti-saphir) la densité électronique critique est de l'ordre de  $2.10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Elle est inférieure à celle du solide (de l'ordre de  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ) : l'impulsion laser ne se propagera que dans un préplasma sous-critique formé par le piédestal de l'impulsion laser ou une préimpulsion.

### 3.b. Accélération des électrons

Dans le cas où l'onde laser de courte durée interagit avec un préplasma, une onde plasma électronique se forme sous l'action de la force pondéromotrice. L'onde laser entraîne l'onde plasma électronique avec elle. Le piégeage d'électrons dans cette onde plasma pourrait permettre d'augmenter leur énergie comme cela a été proposé dans l'étude historique de Tajima et Dawson [15]. Dans les prochaines parties je montrerai, d'une part, que des électrons peuvent en effet être piégés dans une onde plasma via un modèle 1D (et donc gagner de l'énergie) puis, d'autre part, je décrirai les travaux expérimentaux réalisés autour de l'accélération d'électrons dans des ondes plasmas produites par laser.

#### 3.b.1 Modèle 1D de l'accélération d'un électron piégé dans une onde plasma

##### Présentation du modèle :

Dans cette partie on va étudier la possibilité de piéger un électron dans une onde plasma unidimensionnelle relativiste. Cette configuration est très différente de celle d'une onde plasma générée par laser mais cette étude, réalisée par Mora et Amiranoff [16], permet de comprendre le mécanisme d'accélération par onde plasma dans un cas simplifié. On considère une perturbation périodique sinusoïdale de la densité électronique du plasma se propageant selon la direction (Oz) sur un fond uniforme d'ions immobiles. La perturbation de densité électronique  $\delta n$  est alors donnée par :

$$\delta n = \delta n_e \sin(k_p z - \omega_p t)$$

où  $\omega_p$  et  $k_p$  sont la pulsation et le vecteur d'onde de l'onde plasma.

Cette perturbation de densité conduit à une perturbation du champ électrique  $\delta \vec{E}$  décrite via l'équation de Maxwell-Gauss :

$$\vec{\nabla} \cdot \delta \vec{E} = -\frac{\delta n}{\epsilon_0}$$

Dans le cadre de ce modèle, cette perturbation du champ électrique s'écrit sous la forme :

$$\delta \vec{E} = \frac{\delta n_e e}{k_p \epsilon_0} \cos(k_p z - \omega_p t) \vec{e}_z$$

On s'intéresse dans cette étude à une onde plasma dont la vitesse de phase est proche de la vitesse de la lumière ( $v_p = \omega_p / k_p$  de l'ordre de  $c$ ). En posant  $E_0 = m_e c \omega_p / e$ , l'expression du champ électrique se réécrit alors de la façon suivante :

$$\delta \vec{E} = E_0 \frac{\delta n_e}{n_e} \cos(k_p z - \omega_p t) \vec{e}_z$$

On constate que le champ électrique est déphasé de  $\pi/2$  par rapport à la densité électronique.

### Conditions de piégeage d'un électron dans l'onde plasma

On considère maintenant un électron placé dans ce champ électrique. Le but du calcul suivant est de déterminer des conditions sur l'énergie de l'électron pour qu'il soit piégé dans l'onde plasma. Les notations suivantes sont utilisées pour décrire l'électron dans le référentiel du laboratoire :  $z$  sa position,  $t$  le temps associé,  $\beta$  la vitesse de l'électron normalisée à  $c$ ,  $\gamma$  le facteur de Lorentz associé. Dans le référentiel lié à l'onde plasma, on note respectivement  $z'$ ,  $t'$ ,  $\beta'$  et  $\gamma'$  les mêmes quantités.

Le référentiel de l'onde plasma est en translation uniforme à la vitesse  $v_p = \beta_p / c$ . On note  $\gamma_p$  le facteur de Lorentz associé à cette vitesse. La transformée de Lorentz permet de passer du référentiel du laboratoire au référentiel de l'onde. Dans ce nouveau référentiel, en l'absence de champ magnétique, l'expression du champ électrique  $\delta \vec{E}'$  est stationnaire :

$$\delta \vec{E}'(z') = E_0 \frac{\delta n_e}{n_e} \cos(k_p z' / \gamma_p) \vec{e}_z$$

La force électrique à laquelle est soumise l'électron dérive du potentiel  $\Phi'$  défini par :

$$\vec{F} = -e \delta \vec{E}' = -\vec{\nabla}' \Phi'$$

Cette énergie potentielle peut s'écrire sous la forme :

$$\Phi'(z') = m_e c^2 \gamma_p \frac{\delta n_e}{n_e} \sin(k_p z' / \gamma_p) = m_e c^2 \Phi'(z')$$

Finalement on écrit la conservation de l'énergie totale pour la particule dans ce référentiel par rapport à l'état de référence au moment de l'injection (désigné par les indices 0) :

$$(\gamma'(z') - 1)m_e c^2 + \Phi'(z') = (\gamma'_0(z'_0) - 1)m_e c^2 + \Phi'_0(z'_0)$$

Cette équation donne la relation entre l'énergie de l'électron et sa position dans l'onde plasma. La figure 3 illustre le mouvement d'un électron injecté dans le potentiel  $\Phi'(z')$  (normalisé à l'énergie de masse d'un électron) et qui se trouve piégé dans l'onde plasma. En vertu de l'équation décrivant la conservation de l'énergie, il apparaît que pour que le piégeage soit réalisé, il est nécessaire (mais non suffisant) que le facteur relativiste de l'électron au moment de l'injection soit, dans le référentiel de l'onde, inférieur à  $1 + 2 \gamma_p \delta n_e / n_e$ . Si cette condition est vérifiée c'est ensuite la position initiale de l'électron dans l'onde qui conditionne le piégeage ou non de l'électron.

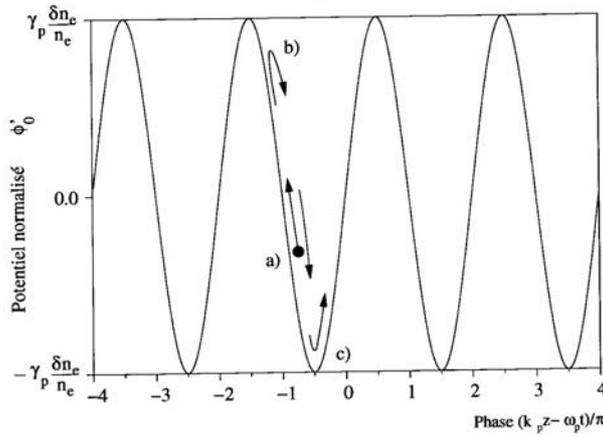


Figure 3 : Trajectoire d'un électron injecté et piégé dans le potentiel de l'onde plasma (dans le référentiel de l'onde). Les repères correspondent à différents instants: a) injection dans l'onde et accélération dans le référentiel du laboratoire, b) l'électron voyage à la vitesse de l'onde, c) vitesse maximale de l'électron puis décélération dans le référentiel du laboratoire

La figure 4 représente un exemple de trajectoires électroniques dans une onde plasma calculées dans le référentiel du laboratoire. Dans la représentation de cette figure les orbites fermées correspondent aux particules piégées dans l'onde. Les orbites ouvertes représentent les électrons non piégés, soit parce que leur vitesse initiale n'est pas suffisante (faible facteur relativiste), soit parce qu'elle est trop élevée. La courbe qui limite ces deux régions est appelée la séparatrice. Cette dernière permet de déterminer les énergies minimales et maximales d'un électron permettant son piégeage.

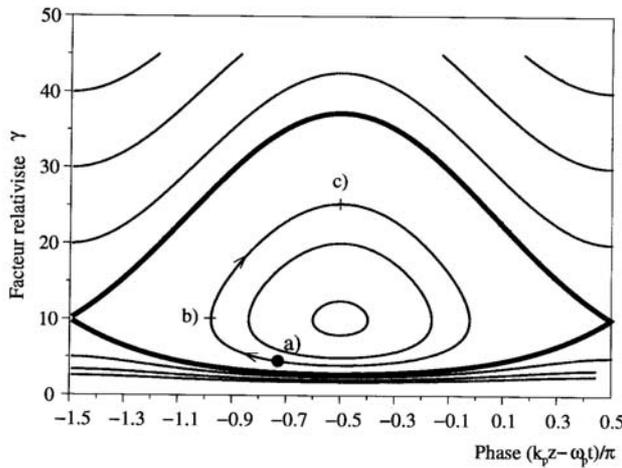


Figure 4 : Trajectoire électronique dans une onde plasma dans le référentiel du laboratoire pour  $\gamma_p = 10$  et  $\delta n_e/n_e = 0,05$ . Le trait épais représente la séparatrice. Les orbites fermées sont les trajectoires des électrons piégés et les orbites ouvertes sont les trajectoires des électrons non piégés. Les positions des repères de l'électron correspondent à celles de la Figure 3.

On en déduit que le gain maximal en énergie  $\Delta W_{\max}$  pour un électron piégé est atteint pour l'orbite fermée d'amplitude maximale du facteur  $\gamma$ . Cela correspond à l'injection d'un électron à  $\gamma_{\min}$  sur la séparatrice et à son extraction à  $\gamma_{\max}$ . On peut montrer dans le cas d'un plasma de densité très faible par rapport à la densité critique que le gain en énergie s'écrit alors :

$$\Delta W_{\max} = 4\gamma_p^2 \frac{\delta n_e}{n_e} m_e c^2$$

Pour une onde plasma ayant une amplitude relative de la perturbation de densité électronique de 10% et un facteur relativiste  $\gamma_p$  égal à 10 on obtient une énergie cinétique maximale de l'ordre de 20 MeV.

### 3.b.2. Battement d'ondes

La production d'une onde plasma dépend de la norme de la force pondéromotrice. Celle-ci dépend du gradient de l'intensité laser comme présenté en 3.a. L'excitation d'une onde plasma avec une impulsion laser est d'autant plus efficace que la durée de l'impulsion laser est proche de celle de l'onde plasma. Pour des densités électroniques de  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  la période de l'onde plasma est de l'ordre de 25 fs. Il est donc nécessaire d'avoir des impulsions laser de courte durée. Une telle durée représentait un obstacle technologique majeur dans les années 1980 – 1990 lorsque l'on a commencé à étudier expérimentalement ces mécanismes d'accélération. Le problème a été contourné en utilisant deux impulsions longues (ns) de fréquence légèrement différentes. L'application de ces deux ondes sur une cible à des intensités de l'ordre de  $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$  génère, par addition, un phénomène de battement d'ondes avec une enveloppe variant très rapidement dans le temps. Si la fréquence de variation de l'enveloppe est du même ordre que celle de l'onde plasma alors le gradient d'intensité pourra exciter efficacement celle-ci.

La possibilité d'accélérer des électrons par cette méthode a été montrée dans les années 90 en injectant des électrons dans une onde plasma au moyen d'un accélérateur [17,18]. Des gains en énergie de près de 7 MeV ont été observés par C.E.Clayton et al. en utilisant des lasers  $\text{CO}_2$  aux longueurs d'onde de 10,59  $\mu\text{m}$  et 10,29  $\mu\text{m}$  [17]. F.Amiranoff et al. ont atteint des gains en énergie de près de 1 MeV avec des lasers Nd à 1,0642 et 1,053  $\mu\text{m}$  [18]. Dans les deux cas, ces accélérations sont compatibles avec un champ accélérateur dans l'onde plasma de l'ordre de 0,6 - 0,7  $\text{GV.m}^{-1}$ .

### 3.b.3. Sillage laser

L'excitation directe de l'onde plasma par une impulsion laser nécessite que la durée  $\tau$  de celle-ci soit du même ordre de grandeur que la période de l'onde plasma (i.e.  $\tau \sim \omega_p^{-1}$ ). La production de telles impulsions vers la fin des années 90 a permis d'ouvrir largement ce champ de recherche. F.Amiranoff et al. ont repris le dispositif expérimental utilisé pour l'accélération par battements d'ondes en utilisant un seul laser Nd de longueur d'onde de 1,053  $\mu\text{m}$  et comprimé à une durée de 400 fs [19]. L'énergie dans l'impulsion est de quelques joules et l'intensité laser générant l'onde plasma est de  $4 \cdot 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ . Les électrons injectés (3 MeV) peuvent gagner alors jusqu'à 1,6 MeV. Les valeurs des champs accélérateurs dans l'onde plasma sont plus élevés que dans le cas des ondes créées par battement et sont de l'ordre de 1 à 2  $\text{GV.m}^{-1}$ .

Notons que ces techniques expérimentales ne sont pas faciles à mettre en oeuvre car elles nécessitent le couplage d'un accélérateur de particules et d'un ou de plusieurs faisceaux laser. De plus, les gains en énergie des électrons n'excèdent pas une dizaine de MeV.

### 3.b.4 Sillage forcé

Pour des intensités lasers encore plus élevées ( $I > 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ ), l'impulsion laser subit, en se propageant dans la matière, une combinaison d'effets non linéaires (diffusion Raman, réfraction, autofocalisation). Ces phénomènes modulent l'enveloppe de l'impulsion laser à la longueur d'onde plasma. Ces effets ont comme conséquence d'amplifier de manière extrêmement efficace l'onde plasma jusqu'à atteindre un régime instable. L'onde plasma déferle alors et les électrons piégés dans celle-ci sont libérés avec des énergies pouvant atteindre jusqu'à plusieurs centaines de MeV pour des cibles de jets de gaz. Ce processus ne nécessite pas d'injecter les électrons par un accélérateur et permet d'atteindre des valeurs de champs électriques très élevées dans l'onde plasma ( $> 100 \text{ GV.m}^{-1}$ ) [20-24].

Les distributions en énergie de ces faisceaux sont continues et peuvent être décrites par une ou plusieurs lois exponentielles. Ces spectres sont généralement caractérisés par des "températures" par pure analogie avec la loi de Boltzmann. Ce paramètre mesure l'énergie moyenne des électrons dans la distribution. A titre d'exemple, la figure 5 représente les résultats obtenus par notre groupe (ENL) en 2001 lors d'une expérience au LOA (Salle Jaune) avec des cibles solides de polypropylène [24]. L'impulsion laser est focalisée avec une intensité de l'ordre de  $10^{19}$  W.cm<sup>-2</sup>. On peut voir que des énergies de plusieurs dizaines de MeV sont atteintes dans le cas d'interaction de l'impulsion laser sur cible de polypropylène de 6  $\mu$ m d'épaisseur. La température électronique de ces distributions dépend également fortement de cette épaisseur.

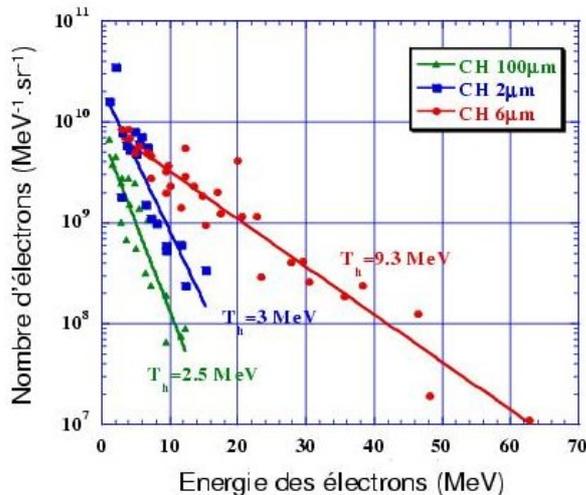


Figure 5 : Exemple de distributions en énergie d'électrons obtenues sur l'axe du faisceau laser avec des cibles de polypropylène de différentes épaisseurs sur l'installation "Salle Jaune" du LOA [24].

Les expériences menées sur jet de gaz montrent des distributions en énergie d'électrons pouvant aller bien au delà de 100 MeV [25]. Ceci est dû à la plus grande épaisseur de plasma formée en jet de gaz (millimétrique) en comparaison de celle obtenue en cible solide (centaine de micromètres). En particulier, des expériences menées au LOA sur jet de gaz ont montré la présence d'un champ accélérateur de l'ordre de 400 GV/m [25]. Un faisceau de 5 nC d'électrons est produit avec une température de l'ordre de 20 MeV. L'ouverture angulaire du faisceau pour des électrons d'énergie de plus de 10 MeV est de 15°. Cette ouverture diminue lorsque l'énergie des électrons augmente. Des emittances de l'ordre de  $3\pi$  mm.mrad ont été mesurées pour des électrons de l'ordre de 55 MeV, valeurs équivalentes à celle des accélérateurs linéaires traditionnels.

### 3.b.5. Régime de la bulle

Plus récemment des travaux théoriques basés sur des simulations « Particle in Cell » (PIC) à 3 dimensions ont dévoilé l'existence d'un schéma d'accélération original appelé "régime de la bulle" [26]. Dans ce régime, les dimensions du faisceau laser doivent être plus courtes que la longueur plasma dans les directions longitudinales mais aussi transverses. Ainsi, l'impulsion laser ressemble à une bille de lumière de rayon inférieur à 10  $\mu$ m. Si l'énergie laser contenue dans ce volume est suffisamment grande, alors la force pondéromotrice du laser expulse efficacement les électrons du plasma radialement, ce qui forme une cavité sans électrons derrière le laser, entourée d'une zone dense en électrons. Certains électrons sont piégés dans la cavité et accélérés le long de l'axe laser créant un faisceau d'électrons avec une distribution pouvant être " piquée " en énergie.

Plusieurs laboratoires ont obtenu, par ce processus, des spectres mieux définis en énergie [27-31]. S.P.D.Mangles et al. ont par exemple mesuré auprès de l'installation Astra

du Rutherford Appleton Laboratory (RAL) (durée de l'impulsion égale à 40 fs pour une énergie de 500 mJ) près de  $1,4 \cdot 10^8$  électrons dans une structure piquée en énergie (3% de dispersion) autour de 70 MeV (voir Fig. 6) pour des densités de jet de gaz d'hélium supérieures à  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [28]. L'énergie du maximum dépend de l'intensité laser ( $2,5 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$  pour la mesure de la figure 6). Les émittances sont également faibles comme par exemple  $1 - 2 \pi \text{ mm.mrad}$  mesuré par C.G.R.Geddes et al [29]. L'intérêt de tels faisceaux réside dans la possibilité dans un futur sans doute assez proche de transporter et de refocaliser ce faisceau par des éléments magnétiques sans trop couper dans la distribution en énergie.

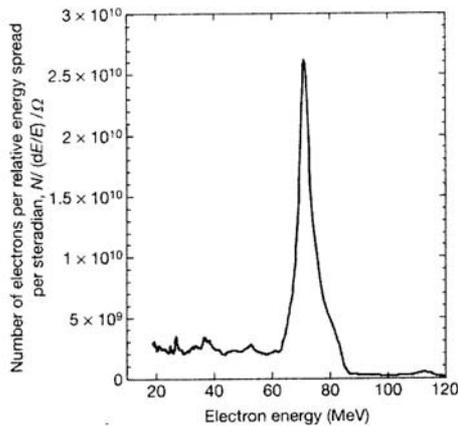


Figure 6 : Exemple de distribution en énergie d'électrons mesurée auprès de l'installation laser Astra au RAL par S.P.D.Mangles et al. Une distribution piquée en énergie est observée autour de 80 MeV [28].

L'émergence d'installations laser encore plus puissantes, de classe Pétawatt ( $10^{15} \text{ W}$ ) permet d'envisager l'accélération des électrons à des énergies encore plus élevées. La compétition internationale est forte pour atteindre la valeur symbolique du GeV avec ces installations. Des études théoriques ont été menées dans ce sens. Elles explorent le régime de la bulle à plus haute intensité [32] ou l'accélération dans des structures plasmas linéaires [33,34] et montrent la possibilité d'atteindre de telles énergies avec la future génération de lasers.

### 3.c. Accélération d'ions et de protons

#### 3.c.1. Accélération par séparation de charge

L'accélération de protons par interaction laser - matière a été réalisée pour la première fois à la fin des années 1980 dans le cadre du projet Helios du laboratoire de Los Alamos [35]. De nombreuses expériences avec des cibles solides ont depuis été menées pour mieux comprendre et caractériser ces faisceaux de protons produits quelque soit la composition de la cible. Ces études ont permis de conclure que la source des protons accélérés provenait d'une faible couche d'impuretés hydrogénées (eau, graisse, huile) contaminant les surfaces (avant et arrière) de la cible. De plus, des expériences ont montré l'accélération d'ions fluorure à près de 100 MeV [36] et de palladium jusqu'à 225 MeV ce qui correspond à près de 2 MeV par nucléon [37].

Dans le cas d'impulsions laser ultra-brèves (ps à fs), le mécanisme d'accélération des protons actuellement reconnu comme prépondérant [38-40] est celui connu sous le nom de TNSA (Target Normal Sheath Acceleration). Il ne s'agit plus cette fois d'un effet direct du couplage avec l'onde laser mais d'un effet électrostatique. Les électrons accélérés en face avant vont traverser la cible et quitter celle-ci, la laissant globalement chargée positivement. Les électrons sortent de la cible jusqu'à ce que le potentiel créé par leur départ devienne suffisant pour les rappeler. Une partie des électrons est ainsi rappelée vers la cible et oscille à travers celle-ci, formant une gaine de charge négative autour de la cible globalement

chargée positivement. La brièveté du processus d'accélération fait que la partie arrière de la cible peut être considérée comme "froide". On a ainsi création d'un champ électrostatique normal à la face arrière de la cible (voir fig. 7) pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de  $10^{12} \text{ V.m}^{-1}$  [41]. Celui-ci est suffisant pour arracher les protons de la couche hydrogénée toujours présente à la surface des cibles (eau, graisses adsorbées). Les protons sont accélérés préférentiellement par rapport aux ions car ils ont le rapport charge sur masse le plus important. Ils seront donc les premiers mis en mouvement et seront soumis à un champ non encore écranté.

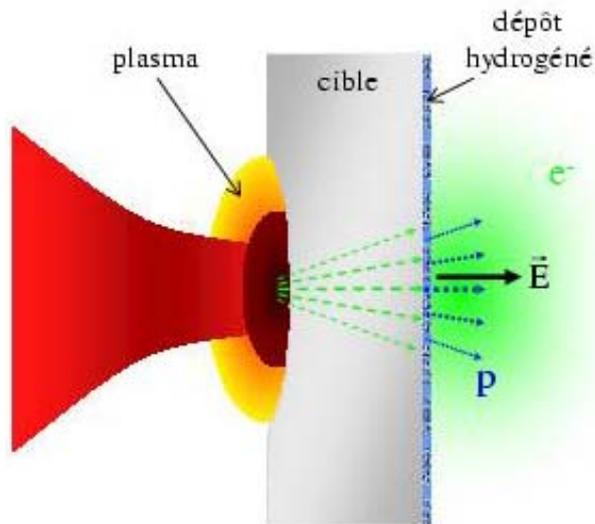


Figure 7 : Illustration schématique du processus d'accélération des protons par la gaine d'électrons (TNSA). Les électrons accélérés en face avant sont à l'origine, à l'arrière de la cible, d'un fort champ électrique capable d'arracher et d'accélérer les protons de la couche hydrogénée.

Ce schéma d'accélération conduit à une distribution en énergie continue du fait du champ électrique différent auquel sont soumises les différentes zones de la couche hydrogénée. En effet, les protons "enfouis" dans le dépôt hydrogéné sont sensibles à un champ accélérateur plus faible que la couche superficielle. D'autre part, le faisceau laser n'ayant pas une intensité constante sur la surface de la tache focale, les électrons ne sont pas non plus accélérés de la même manière au centre de cette tache et sur ses bords. L'amplitude du champ accélérateur à la surface arrière de la cible est par conséquent variable suivant la distance à l'axe de symétrie et les protons ne seront pas accélérés à la même énergie suivant leur position initiale.

Expérimentalement, la partie à haute énergie des spectres est cependant convenablement décrite par une distribution présentant une décroissance exponentielle (type loi de Boltzmann) ou Maxwellienne [41-43]. De telles distributions sont représentées dans la Fig. 8 mesurées sur l'installation laser Vulcan au RAL [42]. Des protons de plusieurs dizaines de MeV sont observés sur les deux faces d'une cible de  $10 \mu\text{m}$  d'aluminium. Les protons émis en face avant ont une énergie moindre: le plasma formé sur cette face écran le champ électrique accélérateur des protons. Ces deux spectres montrent un comportement pouvant s'approcher par une loi de Boltzmann tronquée par une énergie de coupure. Celle-ci est associée au champ maximal créé par la gaine d'électrons.

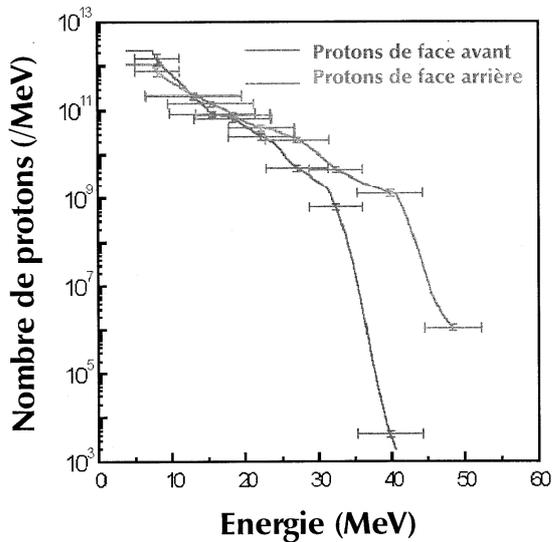


Figure 8 : Distributions en énergie des protons émis en face avant (gauche) et en face arrière (droite) mesurées sur l'installation Vulcan au RAL [42].

La figure 9 montre deux distributions en énergie des protons mesurées sur l'installation 100 TW du LULI pour deux angles d'émission différents après un tir laser de 25J sur une cible d'or [41]. Les distributions peuvent encore être ajustées par une loi de Boltzmann tronquée à des énergies allant de 13 à 18 MeV. Plus de  $10^{11}$  protons sont mesurés au delà de 5 MeV, ce qui correspond à 1% de conversion de l'énergie laser. Les auteurs ont de plus montré que l'énergie maximale de la distribution de protons dépend de l'intensité et de la longueur d'onde de l'impulsion laser selon une loi de puissance en  $\lambda^{0.5}$ .

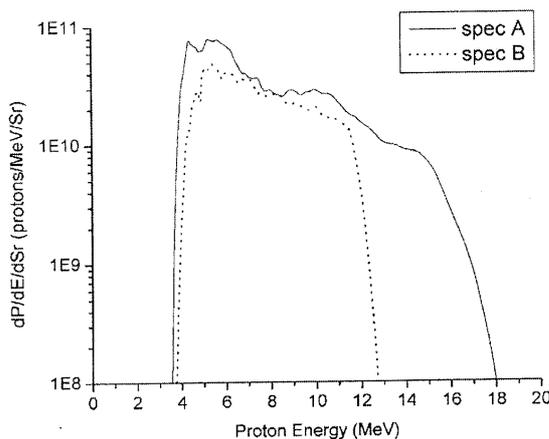


Figure 9 : Distributions en énergie des protons émis en face arrière pour deux angles différents sur l'installation 100 TW du LULI, spectre A:  $0^\circ$ , spectre B:  $13^\circ$  [41].

### 3.c.2. Focalisation des faisceaux

Différentes expériences ont été menées pour étudier la dépendance de la distribution des protons (en énergie et en angle) en fonction de la géométrie de la cible. Le cas classique est une cible plane et d'épaisseur suffisante pour que la face arrière soit encore sous forme solide lors du passage des électrons. Des cibles cylindriques (fils) ont été étudiées dans la référence [44]. Elles semblent donner lieu à une émission dans toutes les directions autour de la cible dans le plan d'incidence du faisceau laser du fait de la création d'une gaine d'électrons de symétrie cylindrique. Des cibles concaves ont également été proposées [48]. L'intention première était de compenser la divergence naturelle du faisceau : les protons étant émis normalement à la surface de la cible, une cible concave permet de focaliser naturellement le faisceau de protons vers le centre de courbure de la cible. Il s'avère, de plus, que cette configuration permet, dans certaines conditions, d'augmenter l'énergie maximale des protons [45].

### 3.c.3. Vers une meilleure définition en énergie des faisceaux de protons et d'ions

Le caractère continu de la distribution en énergie des particules peut constituer une limitation à l'utilisation de ces faisceaux pour des applications. Pour remédier à ce problème, Esirkepov et al. ont proposé, dès 2002, sur la base de simulations numériques d'utiliser des cibles à 2 couches [46]. L'une sur la face avant de la cible serait constituée d'atomes à Z élevés tandis que la deuxième couche, très mince, serait faite d'éléments de faible Z (matière hydrogénée). Avec un tel système les auteurs ont montré la possibilité de générer des faisceaux de protons mieux définis en énergie (distribution piquée autour de la valeur maximale en énergie).

Plusieurs laboratoires ont obtenu des spectres " piqués " en énergie par cette technique [47,48]. Ainsi Hegelich et al. ont obtenu un faisceau d'ions  $C^{5+}$  à une énergie de l'ordre de 3 MeV par nucléon avec une dispersion en énergie d'environ 17%, et ce, sur une durée de 1 ps [47]. Par ailleurs, en utilisant des cibles microstructurées, Schworer et al. ont produit un faisceau de  $10^8$  protons dans 24 msr d'énergie centrée autour de 1,2 MeV [48]. La Fig. 10 montre une distribution en énergie de protons mesurée dans ce dernier cas et celle obtenue dans le cadre d'une simulation. Les énergies en jeu sont encore faibles mais ces premiers résultats provenant d'une structuration de la cible sont encourageants. Les résultats de simulations réalisées pour une intensité laser de  $10^{21} \text{ W.cm}^{-2}$  sont présentés dans l'encart de la figure et montrent qu'une distribution en énergie piquée autour de 173 MeV est envisageable sur les futurs installations laser avec ce type de cible.

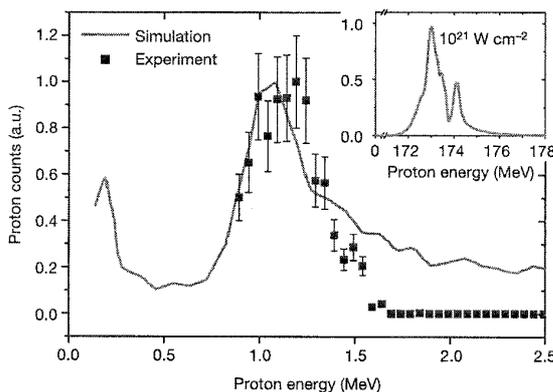


Figure 10 : Distribution en énergie des protons émis en face arrière pour une cible microstructurée et mesurée à une intensité de  $3.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ . La distribution en énergie calculée par un code PIC à plus haute intensité est représentée dans l'encart [48].

Enfin citons une approche alternative proposée par Toncian et al. qui permet la focalisation du faisceau de protons pour une gamme en énergie sélectionnée [49]. Cette approche découple la phase de production du faisceau de celle de focalisation et de sélection en énergie. La technique emploie les champs électriques générés pendant un temps très court dans un microcylindre irradié par un laser de puissance de courte durée. Ces champs sont suffisamment forts pour focaliser le faisceau de protons le long de l'axe du cylindre. Seuls les protons contenus dans le cylindre pendant que les champs sont présents sont focalisés. Par ce procédé une sélection en vitesse (et donc en énergie) des protons est effectuée en plus de la focalisation.

## 4. Conclusion

Nous avons montré dans ce cours que l'interaction d'une onde laser ultra - intense et ultra - brève sur une cible produit des faisceaux d'électrons et d'ions aux propriétés inédites. Un grand nombre de particules sont émises sur un temps très court et avec une émittance équivalente à celle des accélérateurs traditionnels. Les distributions en énergie de ces faisceaux étant continues, des efforts sont actuellement réalisés pour produire des faisceaux mieux définis en énergie. Des distributions avec des pics de quelques dizaines de pourcents

de largeur en énergie sont actuellement obtenues. Ceci n'est encore qu'une première étape et les progrès dans cette discipline récente sont très rapides.

Le développement de nouvelles installations de puissance dans les années à venir devrait permettre d'augmenter le nombre et l'énergie de ces particules. L'utilisation de ces faisceaux à des fins applicatives (fusion par confinement inertiel, protonthérapie, production de radioisotopes) ou pour des études fondamentales (nouveaux accélérateurs pour la physique des particules ou la physique nucléaire) pourrait constituer ensuite la prochaine étape. Pour mener à bien ce travail, des études de recherche et développement sont à réaliser pour mettre en place des diagnostics fiables et précis de caractérisation quantitative de ces faisceaux. Le physicien nucléaire a un rôle à jouer dans ces développements, les réactions nucléaires pouvant être mises à profit pour caractériser ces faisceaux [50-55].

## **Bibliographie**

- [1] M.D.Perry and G.Mourou, *Science*, 264 (1994) 917
- [2] C.Rouyer, *Cours de l'Ecole Joliot-Curie*, 71 (1999)
- [3] J.Nuckolls et al., *Nature*, 239 (1972) 139
- [4] K.A.Brueckner and S.Jorna, *Rev.Mod.Phys.*, 46 (1974) 325
- [5] G.Gosselin and P.Morel, *Phys.Rev.C* 70 (2004) 064603
- [6] P.Kalman and J.Bergou, *Phys.Rev.C* 34 (1986) 1024
- [7] B.Cagnac and J.P.Faroux, *Lasers, interaction lumière-atomes*, Ed: Edp Sciences, 2002
- [8] J.D.Kilkenny et al., *Fusion Technology*, 21 (1992) 1340
- [9] M.Tabak et al., *Phys.Plasmas*, 1 (1994) 1626
- [10] W.L.Kruer and K.Estabrook, *Phys.Fluids*, 28 (1985) 430
- [11] P.Sprangle et al., *Phys.Rev.Lett.*, 64 (1990) 2011
- [12] S.C.Wilks et al., *Phys.Rev.Lett.*, 69 (1992) 1383
- [13] G.Malka and J.L.Miquel, *Phys.Rev.Lett.*, 77 (1996) 75
- [14] G.Schmidt and T.Wilcox, *Phys.Rev.Lett.*, 31 (1973) 1380
- [15] T.Tajima and J.M.Dawson, *Phys.Rev.Lett.*, 43 (1979) 267
- [16] P.Mora and F.Amiranoff, *Appl.Phys.*, 66 (1989) 3476
- [17] C.E.Clayton et al., *Phys.Rev.Lett.*, 70 (1993) 37
- [18] F.Amiranoff et al., *Phys.Rev.Lett.*, 74 (1995) 5220
- [19] F.Amiranoff et al., *Phys.Rev.Lett.*, 81 (1996) 995
- [20] N.Andreev et al., *JETP* 55 (1992) 571
- [21] P.Sprangle et al., *Phys.Rev.Lett.* 69 (1992) 2200
- [22] T.M.Antonsen Jr. and P.Mora, *Phys.Rev.Lett.* 69 (1992) 2204
- [23] A.Modena et al., *Nature*, 377 (1995) 606
- [24] G.Malka et al., *Phys.Rev.E* 66 (2002) 066402
- [25] V.Malka et al., *Science*, 298 (2002) 1596
- [26] A.Pukhov and J.Meyer-ter-Vehn, *Appl.Phys.B*, 74 (2002) 355
- [27] J.Faure et al., *Nature*, 431 (2004) 541

- [28] S.P.D.Mangles et al., *Nature*, 431 (2004) 535
- [29] C.G.R.Geddes et al., *Nature*, 431 (2004) 538
- [30] E.Miura et al., *Appl.Phys.Lett.*, 86 (2005) 251501
- [31] B.Hidding et al., *Phys.Rev.Lett.*, 96 (2006) 105004
- [32] S.Gordienko and A.Pukhov, *Phys.Plasmas*, 12 (2005) 043109
- [33] L.M.Gorbunov et al., *Phys.Plasmas*, 12 (2005) 033101
- [34] A.F.Lifschitz et al., *Laser Part. Beams*, 24 (2006) 255
- [35] S.J.Gitomer et al., *Phys.Fluids*, 29 (1986) 2679
- [36] M.Hegelich et al., *Phys.Rev.Lett.*, 89 (2002) 085002
- [37] M.Hegelich et al., *Phys.Plasmas*, 12 (2005) 056314
- [38] S.C.Wilks et al., *Phys.Plasmas*, 8 (2001) 542
- [39] P.Mora, *Phys.Rev.Lett.*, 90 (2003) 185002
- [40] P.Mora, *Phys.Rev.E*, 72 (2005) 056401
- [41] M.Allen et al., *Phys.Plasmas*, 10 (2003) 3283
- [42] K.W.D.Ledingham, *Nucl.Phys.A*, 752 (2005) 633
- [43] J.Fuchs et al., *Nature Physics*, 2 (2006) 48
- [44] F.N.Beg et al., *Appl.Phys.Lett.*, 84 (2004) 2766
- [45] T.Okada et al., *Phys.Rev.E*, 74 (2006) 026401
- [46] T.Zh.Esirkepov et al., *Phys.Rev.Lett.*, 89 (2002) 175003
- [47] B.M.Hegelich et al., *Nature*, 439 (2006) 441
- [48] H.Schwoerer et al., *Nature*, 439 (2006) 445
- [49] T.Toncian et al., *Science*, 312 (2006) 410
- [50] T.E.Cowan et al., *Phys.Rev.Lett.*, 84 (2000) 903
- [51] T.E.Cowan et al., *Lasers Part.Beams*, 17 (1999) 773
- [52] K.W.D.Ledingham et al., *Phys.Rev.Lett.*, 84 (2000) 899
- [53] I.Spencer et al., *Rev.Sci.Instrum.*, 73 (2002) 3801
- [54] M.Gerbaux et al., *Rev.Sci.Instrum.*, 79 (2008) 023504
- [55] M.Tarisien et al., *Proc. 29th European Conf. On Laser Interaction with Matter*, Ed. O.Cabellos, J.Sanz, G.Velarde and J.M.Perlado, pp592-7 (2007)