



HAL
open science

Etude expérimentale de la propagation et du dépôt d'énergie d'électrons rapides dans une cible solide ou comprimée par choc laser: application à l'allumeur rapide.

Francesca Pisani

► **To cite this version:**

Francesca Pisani. Etude expérimentale de la propagation et du dépôt d'énergie d'électrons rapides dans une cible solide ou comprimée par choc laser: application à l'allumeur rapide.. Electrons fortement corrélés [cond-mat.str-el]. Ecole Polytechnique X, 2000. Français. NNT : . pastel-00001022

HAL Id: pastel-00001022

<https://pastel.hal.science/pastel-00001022>

Submitted on 27 Jul 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

par

FRANCESCA PISANI

spécialité: Physique

**Etude expérimentale de la propagation et du dépôt d'énergie
d'électrons rapides dans une cible solide ou comprimée par
choc laser: application à l'allumeur rapide.**

soutenue publiquement le 18 Février 2000 devant le jury composé de:

MM. Dimitri	BATANI	
Jean-Claude	GAUTHIER	Président
Jean-Claude	KIEFFER	Rapporteur
Michel	KOENIG	
Jean-Luc	MIQUEL	
Guillaume	PETITE	Rapporteur

... a mamma, papà, Stefano e Corrado

Je remercie:

▷ *Michel KOENIG, mon directeur de thèse, guide enrichissant et affectueux*

▷ *Dimitri BATANI, toujours présent, même à distance*

(ces deux chercheurs enthousiastes m'ont "appris le métier")

▷ *Jean-Claude GAUTHIER, président de mon jury de thèse, qui a porté un intérêt constant et sincère à mon travail*

▷ *les autres membres du jury, disponibles et bienveillants: mes rapporteurs Guillaume PETITE et Jean-Claude KIEFFER, ainsi que Jean-Luc MIQUEL*

▷ *Denis PESME et Arnold MIGUS, directeurs successifs du LULI, pour m'avoir permis d'utiliser les infrastructures du laboratoire.*

Enfin mais pas des moindres :

▷ *les étudiants, les chercheurs, les techniciens et le secrétariat du LULI, ainsi que ceux des laboratoires internationaux avec lesquels nous avons collaboré (en particulier : le groupe ICF de l'Université de Milan, le groupe de Tom Hall de l'Université d'Essex, le Laboratoire Rutherford)*

Mon travail a été financé par :

l'Université de Milan, l'Ecole Polytechnique, le Programme Européen HCM ("Human Capital and Mobility") et l'ESF ("European Science Foundation").

<i>Introduction</i>	1
<i>I Génération des électrons suprathermiques</i>	25
<i>II Propagation des électrons rapides dans la matière: rappels théoriques</i>	47
<i>III Propagation des électrons rapides dans la matière comprimée</i>	83
<i>IV Propagation des électrons rapides dans un matériau isolant ou conducteur</i>	139
<i>Conclusions et perspectives</i>	175
<i>Table des matières</i>	187

INTRODUCTION

This work is strongly related to research on inertial confinement fusion (ICF) and, in specific, to the fast ignitor scheme. This fusion scheme involves likewise the use of an ultra-intense ultra-short laser pulse to heat the fuel to ignition. We intend to examine experimentally the feasibility of different aspects of this scenario.

Context: the fast ignitor and its stakes

In the next century, the conventional fuel exploited by human society to produce energy will become more and more limited. The scientific community has, for several decades, been interested in the development new energetic resources. Nuclear fusion, the natural process producing energy in the stars (Bethe, 1939), is one of the most promising. Its exploitation, for civilian purposes, could represent a clean and abundant energy source allowing, in particular, a resolution of the problems related to radioactive waste.

The achievement of controlled thermonuclear fusion in laboratory typically involves the use of a deuterium (D) and tritium (T) mixture, which combine at high temperatures (10 keV) giving rise to a helium nuclei (α particle) and a neutron. The achievement of this more tightly bound state leads to an energy release, carried off as kinetic energy by the reaction products: 3.5 MeV for the α particle and 14 MeV for the neutron. The kinetic energy of these primary fast neutrons is then captured as heat in a special surrounding blanket and, by a suitable thermal cycle, this heat is converted in electric power.

The basic idea of the thermonuclear fusion is to “ignite”, i.e. to heat a certain quantity of fuel to very high temperature during a relatively long lapse of time (the confinement time). An appreciable number of fusion reactions can then occur producing more energy than the one supplied for the DT heating. The LAWSON CRITERION (Lawson, 1957) usually quantifies the ignition requirements, expressed as a condition on the product of the density of nuclei n and the confinement time τ_c : $n\tau_c \geq 10^{14}$ s/cm³.

Introduction

Ce travail de thèse est étroitement lié aux recherches sur la fusion par confinement inertiel (FCI), dans le cadre spécifique du schéma de l'allumeur rapide. Celui-ci prévoit, entre autres, l'utilisation d'un laser ultra-intense à très courte durée d'impulsion pour allumer le combustible. Nous nous proposons d'examiner expérimentalement la faisabilité de certains aspects de ce scénario.

Cadre de la recherche: l'allumeur rapide et ses enjeux

Dans le siècle à venir, la quantité de combustibles conventionnels, exploités par la société humaine pour la production d'énergie, sera de plus en plus limitée. C'est pourquoi la communauté scientifique internationale s'intéresse, depuis plusieurs dizaines d'années, au développement de nouvelles sources. La fusion nucléaire, processus responsable de la production d'énergie dans les étoiles (*Bethe, 1939*), est une des plus prometteuses. Son utilisation à des fins civiles représenterait une source d'énergie sûre et abondante, permettant, en particulier, de remédier aux problèmes de la fission liés aux déchets radioactifs.

La réalisation, en laboratoire, de la fusion thermonucléaire contrôlée prévoit l'utilisation d'un combustible constitué typiquement par un mélange de deutérium (D) et de tritium (T), deux isotopes lourds de l'hydrogène, qui se combinent à hautes températures (10 keV) pour former un noyau d'hélium (particule α) et un neutron. Ce lien plus stable conduit à un dégagement d'énergie que les produits finals se partagent sous forme d'énergie cinétique: 3.5 MeV pour la particule α , et 14 MeV pour le neutron. On envisage alors, à l'aide d'un matériau spécifique dit "modérateur", de convertir l'énergie cinétique des neutrons en chaleur. Un cycle thermique approprié, ensuite, permet de transformer la chaleur en électricité.

L'idée de base de la fusion thermonucléaire consiste à "allumer", c'est-à-dire à chauffer une certaine quantité de combustible à des hautes températures et pendant un laps de temps assez long (le temps de confinement). Un nombre suffisant de réactions de fusion doivent alors se produire pour que l'énergie générée soit plus importante que celle fournie au mélange de DT. La condition d'allumage est habituellement quantifiée par le **critère de Lawson** (*Lawson, 1957*) qui s'exprime en fonction du produit de la densité des noyaux n et du temps de confinement τ_c :

Overcoming this limit (the BREAKEVEN) leads to a self-sustaining combustion and to a positive energy gain.

Essentially two schemes have been proposed for the realisation of fusion. The first way, magnetic confinement fusion (MCF), explored since the 50s, attempts to confine the fuel to very low densities ($n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) during a relatively long time ($\tau_c \approx 1 \text{ s}$) by means of magnetic fields. The international project ITER ("International Thermonuclear Experimental Reactor"), heritage of the JET ("Joint European Torus") the biggest current tokamak, would represent the next step for the realisation of a fusion reactor in the MCF context. The second way, INERTIAL CONFINEMENT FUSION (ICF) (Nuckolls et al., 1972) was one of the first potential applications of the laser in the 60s. The idea is to bring the fuel to very high density as the confinement, simply due to the inertia of the process, is very short ($\tau_c \approx 10^{-10} \text{ s}$). Two different schemes, direct and indirect drive, have been proposed to achieve fusion with ICF. It is in the context of the direct drive, as we will see, that the fast ignitor finds its place.

In the standard ICF scenario a small spherical capsule a few millimetres in diameter (the pellet), containing a few milligrams of cryogenic DT fuel ($\rho = 0.2 \text{ g/cm}^3$), is symmetrically irradiated by intense laser beams. The incident beams compress and simultaneously heat the fuel producing conditions similar to those found in stars, which are needed for ignition: a density of one thousand times solid density and a temperature of about $10^7 \text{ }^\circ\text{K}$.

In this case, the Lawson criterion corresponds to a condition on the product ρR , where ρ is the mass density of the fuel and R is the radius of the pellet. It can be proven that in order to obtain an efficient production of energy with a gain of about 10 the ρR value must be greater than 3 g/cm^2 ("volume ignition"). Increasing the pellet size would require too high a laser energy, much greater than is available at present, in order to heat the corresponding volume. Only a small central part of the fuel, called the HOT SPOT (few fractions of milligrams in few microns), will be therefore heated to ignition conditions, so that primary fusion reactions take place. Then, the energy carried by the products of these initial reactions will be absorbed in the adjacent fuel bringing it to ignition temperature, up to the complete burn of the capsule. In these conditions, the expected value of ρR will be around 0.2 g/cm^2 in the hot spot and 2 g/cm^2 in the main fuel.

$n\tau_c \geq 10^{14} \text{ s/cm}^3$. Le franchissement de la limite donnée par le critère de Lawson (réalisation du **breakeven**), conduit à l'auto-entretien de la combustion et à l'obtention d'un gain énergétique positif

L'étude des méthodes de réalisation de la fusion, s'est organisée autour de deux domaines de recherche. La première voie, la fusion par confinement magnétique (FCM), explorée à partir des années 50, consiste à confiner le combustible à très basses densités ($n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) pendant un temps relativement long ($\tau_c \approx 1 \text{ s}$) à l'aide de champs magnétiques. Le projet international ITER ("International Thermonuclear Experimental Reactor"), héritage du JET ("Joint European Torus") le plus grand tokamak actuel, représenterait la prochaine étape vers la mise au point d'un réacteur à fusion dans le cadre de la FCM. La deuxième voie, la **fusion par confinement inertiel (FCI)** (*Nuckolls et al., 1972*) est une des premières applications potentielles de l'invention du laser dans les années 60. Elle prévoit d'amener le combustible à des densités très élevées, car le confinement, simplement lié à l'inertie du processus, est très court ($\tau_c \approx 10^{-10} \text{ s}$). Deux schémas différents, l'attaque directe et l'attaque indirecte, ont été proposés pour réaliser l'implosion du combustible dans la FCI. C'est plus particulièrement dans le cadre de l'attaque directe, comme on le verra par la suite, que l'idée de l'allumage rapide prend toute sa signification.

Dans le scénario standard de la FCI, le DT, préalablement conditionné à l'état cryogénique ($\rho = 0.2 \text{ g/cm}^3$), est contenu dans une petite coquille sphérique (quelques milligrammes pour quelques millimètres de diamètre), irradiée symétriquement par un ensemble de faisceaux laser. Les faisceaux incidents produisent un effet simultané de compression et de chauffage qui amènent le combustible à des conditions comparables à celles qui sont présentes dans les étoiles, nécessaires à son allumage: une densité de mille fois la densité du solide, et une température d'environ 10^7 °K . Dans ce cas, le critère de Lawson se ramène à une condition sur le produit ρR , où ρ est la densité du combustible et R le rayon de la capsule. On peut montrer que pour produire efficacement de l'énergie et obtenir un gain d'au moins 10, ρR doit être supérieur à 3 g/cm^2 ("volume ignition"). Augmenter la taille de la capsule nécessiterait une énergie laser trop importante, largement supérieure à celles disponibles actuellement, pour pouvoir chauffer le volume correspondant. On envisage alors de n'amener aux conditions d'allumage (opération coûteuse en énergie) qu'une partie centrale du combustible (quelques fractions de mg dans quelques μm), le **point chaud**, où les réactions nucléaires pourront s'amorcer. Ensuite, l'énergie transportée par les produits de ces premières réactions permet de chauffer le reste du combustible de telle sorte que la fusion se déclenche dans toute la capsule. Dans ces conditions, on prévoit d'atteindre un ρR d'environ 0.2 g/cm^2 dans le point chaud et d'environ 2 g/cm^2 dans le reste du combustible. Grâce à ces contraintes moins sévères,

Thanks to this weaker constraint, the energy to be supply to DT will be of a few 10^4 J, while in the case of “volume ignition” it is typically 10^6 J (Kilkenny, 1994).

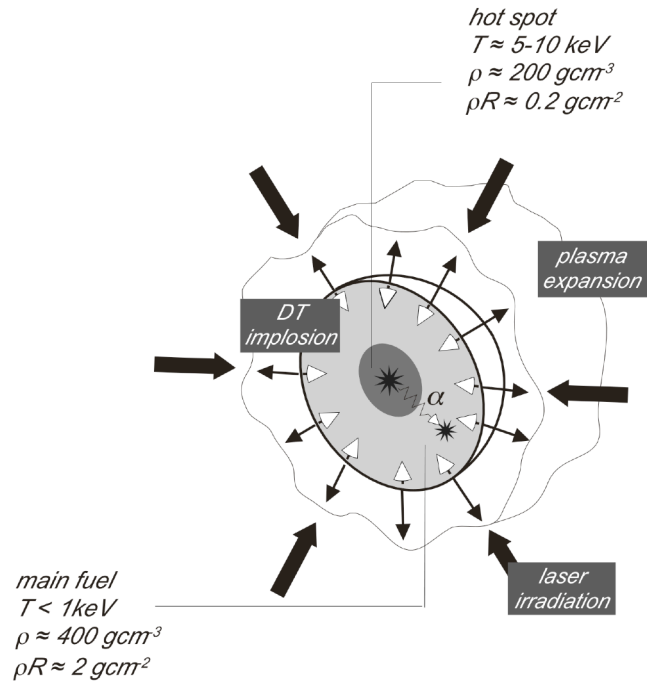


Fig. 1. The compression and the heating of the pellet irradiated by lasers in the ICF scheme drives the fuel to ignition.

The achievement of ignition of the fuel by a central hot spot is based on different steps. In the direct drive approach, a laser beam delivering an energy of the order of one MJ in a period of about ten nanoseconds, heats the external part of the pellet (the ablator) which is instantaneously ionised. Very hot plasma of several tens of millions of degrees is created which blows away into the vacuum with a typical radial velocity of 1000 kilometres per second (the ablation process). As reaction to this expansion, an inward movement of the shell toward the centre of the pellet is generated and, at the same time, a radial shock wave is created. The implosion progressively compresses the capsule while the more rapid shock converges quickly to the centre where is reflected. During the implosion time, successive reflections of the shock wave in the core raise the temperature creating the hot spot. This is characterised by a high temperature ($T = 5-10$ keV) and a relatively low density ($\rho = 200$ g/cm³). The surrounding fuel is much more dense ($\rho = 400$ g/cm³) and colder ($T \leq 1$ keV).

l'énergie à fournir au DT serait de quelques 10^4 J alors que dans le cas du "volume ignition" elle est typiquement de 10^6 J (Kilkenny, 1994).

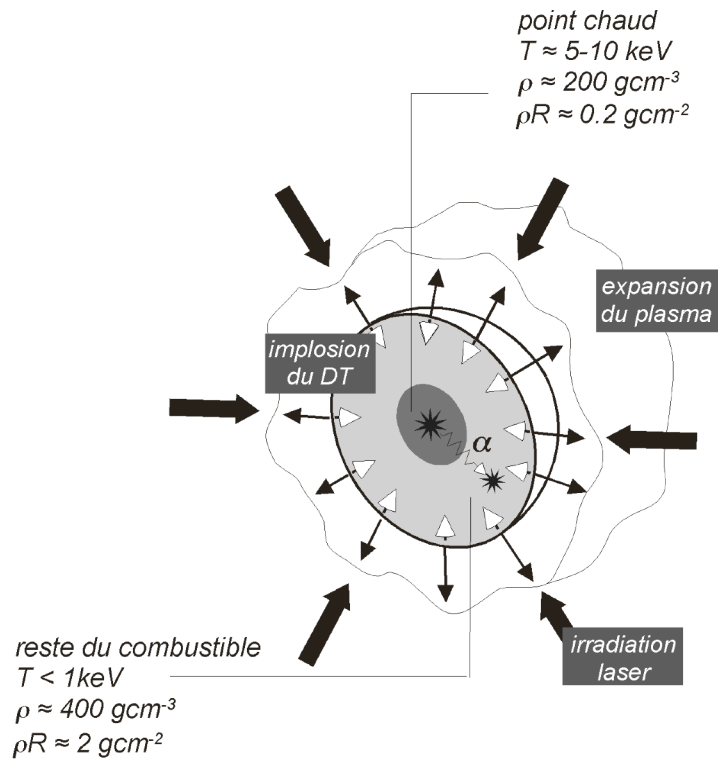


Fig. 1. La compression et le chauffage de la capsule irradiée par les lasers, dans la FCI, conduisent à l'allumage du combustible.

La réalisation de l'allumage du combustible par point chaud se déroule suivant plusieurs étapes. Dans le schéma de l'attaque directe, un laser de puissance, délivrant une énergie de l'ordre du MJ pendant environ une dizaine de nanosecondes, chauffe la partie externe de la capsule (l'ablateur) qui est instantanément ionisée. On crée ainsi un plasma très chaud, de plusieurs dizaines de millions de degrés, qui se détend vers le vide avec une vitesse radiale typique de 1000 kilomètres par seconde (phénomène d'ablation). La réaction à cette détente provoque la mise en mouvement de la coquille vers l'intérieur de la cible et parallèlement la formation d'une onde de choc radiale. Le mouvement d'implosion de la matière comprime progressivement la capsule, alors que le choc, plus rapide, converge au centre où il se réfléchit. Pendant le temps d'implosion, les réflexions successives du choc dans la zone centrale provoquent une élévation de la température et donc la génération du point chaud. Celui-ci est caractérisé par une haute température ($T = 5-10$ keV) et une densité relativement faible ($\rho = 200$ g/cm³). Il est entouré par le reste du combustible très dense ($\rho = 400$ g/cm³) et plus froid

At the end of the implosion phase, during the transient dynamic equilibrium of the fuel (stagnation phase), the nuclear reactions turn on in the hot spot.

A part of the energy released by the hot spot is carried by α particles. Due to their charge, they are easily stopped in the surrounding fuel, while the neutrons escape. The mean free path of an α particle is proportional to the temperature to density ratio. They can emerge from the hot spot and reach the colder and denser regions of the fuel to deposit their energy. The rest of the fuel is then itself brought to ignition conditions and new α particles are created, leading to a burn wave propagating through the whole pellet. When this regime is reached the fusion is self-sustained and ignition is obtained.

Up to now, it was impossible to obtain simultaneously the compression and the heating, because of problems related to the global efficiency of the compression. In particular, this is limited by bad symmetry of the implosion. At the origin of this are the defects of the capsule manufacture, the quality of its surface and the non-uniformity in space and time of the laser irradiation. With a maximum acceptable defect of the final radius R_f of the pellet of about 33% (Lindl, 1995) we obtain $\delta R/R_f = C \cdot (\delta v/v) \leq 1/3$. Here v is the implosion speed and $C = R_i/R_f$ the convergence ratio (ratio of the initial to the final radius of the pellet). A typical value of $C \approx 30$ is expected, so that the required uniformity of the implosion velocity must be better than 1%.

The small initial perturbations also give rise to different hydrodynamic instabilities, which contribute strongly to breaking of the implosion symmetry. The most important ones, the Rayleigh-Taylor instabilities (Bodner, 1974) and the Richtmyer-Meshkov instabilities (Richtmyer, 1960), grow at the interface between fluids of different densities. The Rayleigh-Taylor instabilities arise typically at the ablation front of the pellet during the acceleration phase and at the shell/fuel interface during the deceleration phase. During the intermediate stage, the Richtmyer-Meshkov instabilities, induced by the shock wave emerging from the inner surface of the shell, appear. The global effect of these instabilities is to enhance the initial perturbations until the ablator material pollutes the fuel mixture. The consequence is an important decrease of the temperature and a degradation of the compression. It can be shown that (Takabe et al., 1983) the hydrodynamic instabilities become more important as the "aspect ratio" $R/\Delta R$ (ratio of the capsule radius to the shell thickness) of the capsule is increased. A value of $R/\Delta R = 25 - 35$, with typically $\Delta R = 70 - 100 \mu\text{m}$, (Storm et al., 1988)

($T \leq 1 \text{ keV}$). En fin d'implosion, pendant l'équilibre dynamique temporaire du combustible (phase de stagnation), les réactions se déclenchent à l'intérieur du point chaud.

Une partie de l'énergie libérée dans le point chaud est emportée par les particules α . En raison de leur charge, elles peuvent être arrêtées dans le combustible froid environnant, contrairement aux neutrons qui s'en échappent. Le libre parcours moyen des particules α est en particulier proportionnel à la température et inversement proportionnel à la densité (*Duderstadt and Moses, 1982*). Elles peuvent ainsi émerger du point chaud et atteindre les régions plus froides et plus denses, pour y déposer leur énergie. Le reste du combustible est alors lui-même porté aux conditions d'allumage et de nouvelles particules α sont produites. L'onde de combustion qui en résulte se propage ainsi dans toute la capsule. Quand ce régime est atteint, la fusion s'auto-entretient et l'on obtient l'**ignition**.

Jusqu'à présent il s'est avéré impossible d'obtenir simultanément les effets de compression et de chauffage, en raison notamment des problèmes liés à l'efficacité globale de la compression. Celle-ci est en particulier limitée par une symétrie imparfaite de l'implosion. A l'origine des perturbations au cas idéal, il y a les défauts de fabrication de la capsule, la qualité de sa surface ainsi que la non-uniformité, dans l'espace et dans le temps, de l'éclairage laser. Si l'on impose que le défaut maximum autorisé du rayon final R_f de la capsule, après compression, soit d'environ 33% (*Lindl, 1995*) on obtient: $\delta R/R_f = C \cdot (\delta v/v) \leq 1/3$ où v est la vitesse d'implosion et $C = R_i/R_f$ le rapport de convergence (défini comme le rapport entre les rayons initial et final de la capsule). On attend typiquement $C \approx 30$, d'où une uniformité de la vitesse d'implosion requise meilleure que 1%.

Les petites perturbations initiales donnent également naissance à différentes instabilités hydrodynamiques qui contribuent largement à la rupture de la symétrie de l'implosion. Les plus importantes, les instabilités Rayleigh-Taylor (*Bodner, 1974*) et Richtmyer-Meshkov (*Richtmyer, 1960*), ont lieu à l'interface de deux fluides de densités différentes. Les instabilités Rayleigh-Taylor se développent notamment au niveau du front d'ablation de la capsule lors de l'accélération, et à l'interface coquille-combustible dans la phase de ralentissement. Dans la phase intermédiaire, ce sont les instabilités de Richtmyer-Meshkov, induites par le choc qui émerge de la surface interne de la coquille, qui agissent. L'effet global de ces instabilités est d'amplifier les perturbations initiales jusqu'à obtenir la pollution du mélange fusible par le matériau de l'ablateur. Il en résulte ainsi un abaissement important de la température et une dégradation de la compression. On peut démontrer que (*Takabe et al., 1983*) le développement des instabilités hydrodynamiques est d'autant plus important que le "rapport d'aspect" $R/\Delta R$ (rapport du rayon de la coquille sur son épaisseur) est élevé. On estime que (*Storm et al., 1988*) des valeurs autour de $R/\Delta R = 25 - 35$, avec typiquement $\Delta R = 70 - 100 \mu\text{m}$, représenteraient un

would represent a good compromise in order to get an adequate compression.

At present, ignition has not been experimentally achieved, and implosion experiments have only obtained either high compression, or high temperature has been obtained. The maximum density reached was 600 times liquid density (Azechi et al., 1991), corresponding to $\rho R \approx 0.1 \text{ g/cm}^2$. During this experiment, the maximum temperature was not greater than 300 eV, insufficient to produce an appreciable number of fusion reactions. The maximum neutron yield, $2 \cdot 10^{14}$ for a temperature of 15 keV, has been obtained for a density of only 2 g/cm^3 corresponding to a convergence ratio of 4 (Soures et al., 1996). Despite these difficulties, a new generation of laser facilities, including a larger number of beams and a greater energy, is under development in order to achieve ignition with the "classic" scheme just described. The two biggest projects concerning inertial fusion are the NIF ("National Ignition Facility") at the Lawrence Livermore National Laboratory in the USA, and the LMJ ("Laser MegaJoule") at the CEA in Bordeaux.

Recently, the rapid development of short-pulse laser beam technology has allowed an alternative approach to ICF: the FAST IGNITOR (Tabak et al., 1994). The idea is to dissociate the fuel ignition phase from its compression. The fuel is previously compressed as in the "traditional" scheme and then brought to ignition by means of an external energy source: a short high-intensity laser beam focused on the side of the pellet.

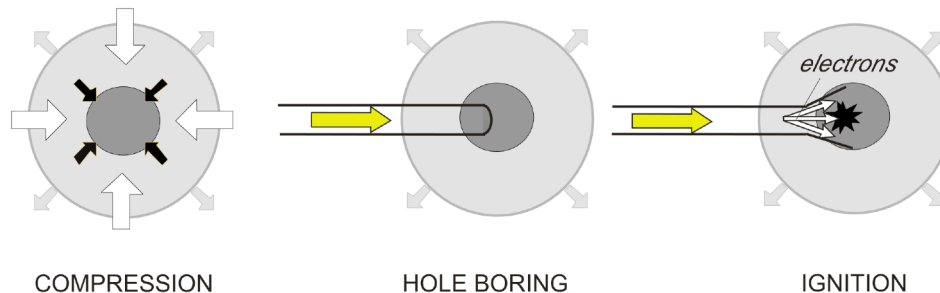


Fig.2. The three phases characterising the fast ignitor scheme. A suprathermal electron beam generated in the interaction with an ultra-intense laser brings the fuel to ignition.

The scheme is based on three stages. At the moment of maximum compression (the "classic" implosion phase) a first short-pulse laser beam ($\tau \approx 100 \text{ ps}$) delivering an intensity of 10^{19} W/cm^2 bores a channel ($n < n_c$) in the ablated part of the

bon compromis afin d'obtenir, en même temps, les conditions les plus favorables pour une compression adéquate.

A l'heure actuelle, l'ignition n'a pas été réalisée expérimentalement, et les expériences d'implosion n'ont permis d'atteindre que des hautes compressions ou des hautes températures. La densité maximale obtenue est de 600 fois la densité du liquide (Azechi et al., 1991), correspondant à $\rho R \approx 0.1 \text{ g/cm}^2$. Lors de cette expérience, la température ne dépassait pas 300 eV, insuffisante donc pour produire un nombre significatif de réactions de fusion. Le rendement de neutrons maximum, $2 \cdot 10^{14}$ pour une température de 15 keV, a été, par contre, obtenu avec une densité de seulement 2 g/cm^3 correspondant à un rapport de convergence de 4 (Soures et al., 1996). Malgré ces difficultés, une nouvelle génération de laser, avec plus de faisceaux et plus d'énergie, est en cours de développement, dans le but d'atteindre l'ignition dans le schéma "classique" que je viens de présenter. Les deux grands projets en matière de fusion inertielle sont le NIF ("National Ignition Facility") au Laboratoire Lawrence Livermore aux Etats Unis et le LMJ ("Laser MegaJoule") au CEA de Bordeaux.

Récemment, le développement de la technologie des lasers à impulsion très brève, a permis d'envisager une nouvelle approche pour la réalisation de la FCI: **l'allumeur rapide** (Tabak et al., 1994). Il s'agit ici de découpler la phase de compression du combustible de la phase d'allumage. Le combustible est préalablement comprimé comme dans le schéma traditionnel de la FCI et ensuite allumé grâce à l'apport additionnel d'énergie assuré par une impulsion laser brève et très intense, focalisée sur un côté de la cible.

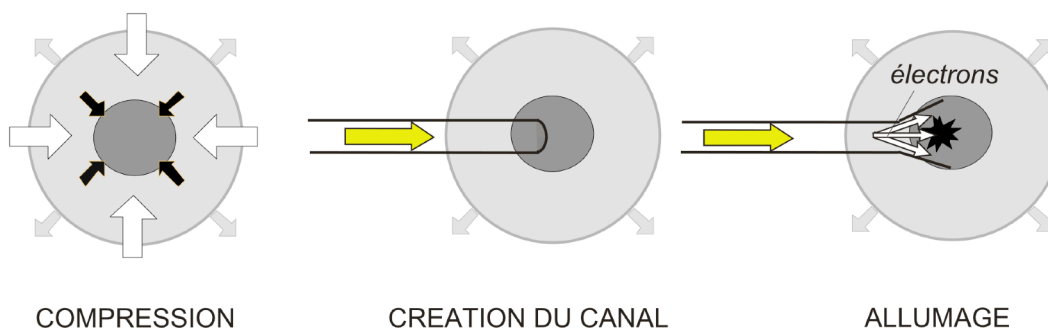


Fig.2. Les trois phases qui caractérisent le schéma de l'allumage rapide. L'allumage du combustible est atteint par le faisceau d'électrons suprathermiques créé lors de l'interaction du laser ultra-intense avec le combustible comprimé.

Le schéma prévu comporte trois phases. Au moment de sa compression maximale (phase d'implosion "classique"), un premier laser à courte durée ($\tau \approx 100 \text{ ps}$) et délivrant une intensité de quelques 10^{19} W/cm^2 creuse un canal ($n < n_c$) dans la couronne détendue (phase de

capsule ("hole boring" phase), by virtue of interaction mechanisms typical of the high-intensity laser regime (Luther-Davies et al., 1991). A second shorter ($\tau \approx 10$ ps) and more intense (10^{20} W/cm²) laser beam, aligned with the first one, can propagate in the channel towards the high-density regions of the fuel. The rapid transfer of laser energy to the compressed fuel occurs via very energetic electrons, the so-called SUPRATHERMAL or FAST electrons. The generation of fast electrons is particularly important in the case of the high-flux regime. These electrons are supposed to propagate up to the core of the compressed capsule and deposit their energy. This rapid heating creates temperatures needed to turn on the fusion reactions in a lateral, but not central, hot spot in the fuel.

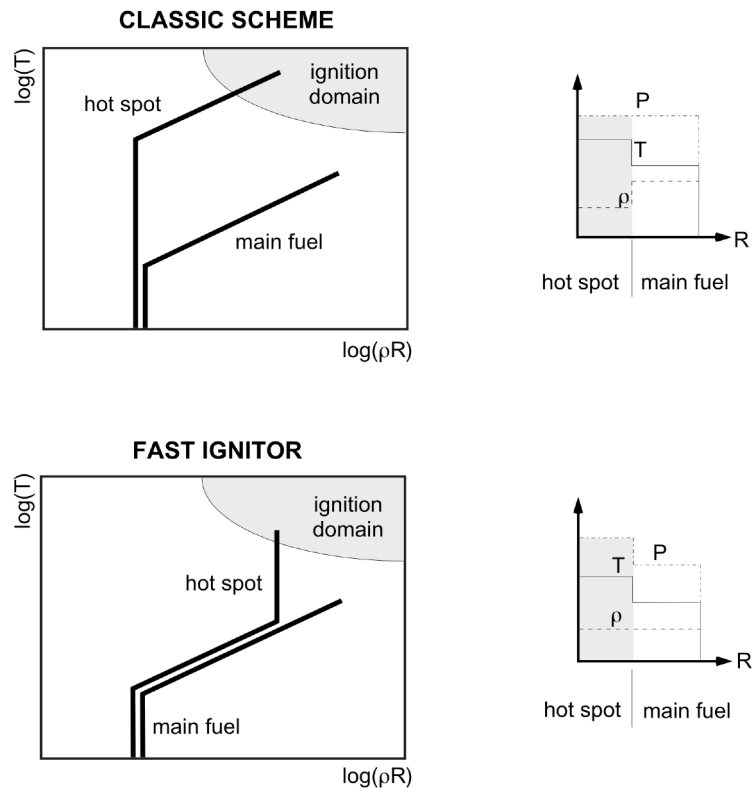


Fig.3. Principle of the hot spot generation and of fuel ignition in the "classic" scheme and in the "fast ignitor".

"hole boring" en anglais), grâce à des mécanismes d'interaction caractéristiques du régime laser à haut flux (*Luther-Davies et al., 1991*). Un deuxième faisceau laser, colinéaire au premier, d'impulsion encore plus brève ($\tau \approx 10 \text{ ps}$) et avec une intensité supérieure à 10^{20} W/cm^2 , peut ainsi se propager dans le canal, vers les régions du combustible de plus haute densité. Le transfert "rapide" d'énergie entre ce laser et le combustible comprimé est effectué par l'intermédiaire d'une population très énergétique d'électrons dits **suprathermiques** ou **rapides**. La production de ces électrons est particulièrement importante dans le cas d'un régime laser à haut flux. Ceux-ci sont supposés se propager jusqu'au cœur de la capsule comprimée et y céder leur énergie. Le chauffage soudain permet alors d'atteindre les conditions de température nécessaires au déclenchement des réactions de fusion à l'aide de la création d'un point chaud latéral, et non plus central, à l'intérieur du combustible.

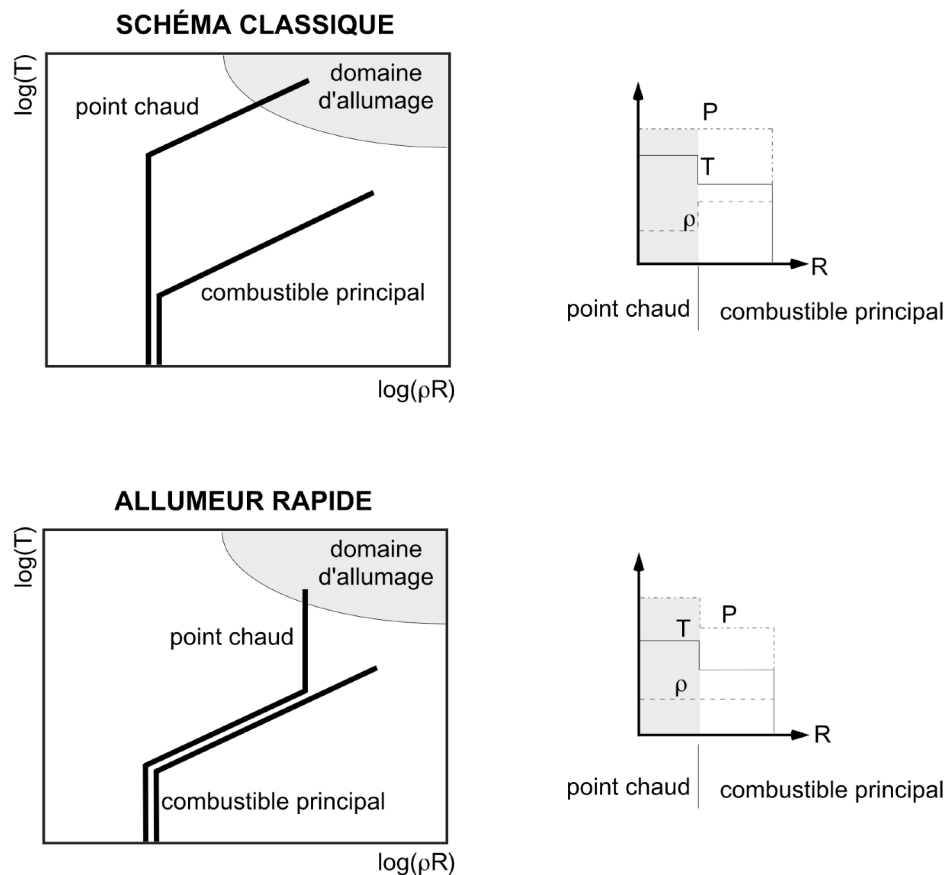


Fig.3. Principe de la création du point chaud et de l'allumage du combustible dans le schéma classique et dans l'allumeur rapide.

The difference between the two possible approaches for hot spot generation and the achievement of ignition is shown schematically in figure 3. In the "classic" case, from the beginning, the DT mass needed for the hot spot formation is brought to a high temperature by the converging shocks, while the slow implosion compresses the rest of the fuel. This leaves the two parts of the fuel at different temperatures. In the case of the fast ignitor, all of the fuel is compressed to a low density, and at the end of the implosion, a fraction of the DT is heated by an external source (the ultra-intense laser) to form the hot spot. The characteristic profiles of the thermodynamic quantities in the hot spot and in the main fuel are also shown in figure 3: an isobaric (Meyer-ter-vehn, 1982) or isochoric (Kidder, 1976) compression model are respectively used to describe the behaviour of the fuel during the ignition.

The fast ignitor presents different advantages in comparison with the "classic" scheme, and offers the possibility of obtaining ignition with current technological means. The expected heating is caused by an external element (the fast electron beam) on a very short time scale, much shorter than the hydrodynamic movement of the capsule. The ignition does not depend on the simultaneous presence of the hot spot, for starting the reaction, not on the surrounding colder compressed fuel, for the burn wave generation; this being feasible, in fact, only with a "perfect" implosion. It is hence possible to reduce the constraints on the implosion symmetry which limit the compression and heating efficiency.

At the same time, the density constraints are also reduced in comparison with those implied by the isobaric model to maintain the pressure equilibrium of the fuel. This will give a higher energy gain because less energy is used to reach high densities. More recent calculations, although less optimistic than the initial ones proposed by Tabak, show that, for a laser energy of about 1 MJ, the isochoric gain is nearly three time greater than the isobaric one (Atzeni, 1995).

The success of the fast ignitor scheme nevertheless depends on the electron source characteristics. The electron beam must be piercing enough to propagate in the most compressed parts of the fuel, where the density reaches 200-400 g/cm³. At the same time, the energy deposition must be quite local (typically 10 μm) in order to form a hot spot small enough for significant heating. Moreover, the electrons must be quite energetic to heat this fuel fraction to ignition temperature. According to recent calculations (Deutsch et al., 1996), an electron beam with a characteristic temperature of

La différence de ces deux démarches possibles pour la création du point chaud et la réalisation de l'allumage est schématisée sur la figure 3. Dans le cas "classique", dès le début, la masse de DT nécessaire à la formation du point chaud est portée à une température plus élevée, par la convergence du choc, pendant que le processus plus lent de l'implosion comprime l'ensemble du combustible en laissant les deux parties du DT à deux températures différentes. Dans le cas de l'allumage rapide, tout le combustible est comprimé à une densité plus basse et en fin d'implosion, une fraction du DT est chauffée par un apport d'énergie externe (le laser ultra-intense), pour former le point chaud. Les profils caractéristiques des grandeurs hydrodynamiques dans le point chaud et dans le reste du combustible sont également montrés: un modèle de compression isobare (*Meyer-ter-vehn, 1982*) ou isochore (*Kidder, 1976*) sont respectivement utilisé pour décrire le comportement du combustible lors de l'allumage.

L'allumeur rapide présente divers avantages par rapport au schéma "classique" et offre, en particulier, la possibilité de parvenir à l'ignition avec les moyens technologiques actuels. Le chauffage souhaité est dans ce cas provoqué par un élément extérieur (le faisceau d'électrons rapides), sur des temps très courts par rapport au mouvement hydrodynamique de la capsule. L'ignition n'est donc pas subordonnée à la présence simultanée du point chaud, pour le déclenchement des réactions nucléaires, et du combustible froid et comprimé autour, pour la génération et la propagation de l'onde de combustion. Cela n'est en fait réalisable que pour une implosion "parfaite". On voit alors comme ce schéma permet tout d'abord de réduire considérablement les contraintes sur la symétrie de l'implosion, typiques de l'approche traditionnelle et qui limitent l'efficacité de la compression et du chauffage.

En même temps, les contraintes sur la densité sont moins sévères que celles imposées, dans un modèle isobare, afin de maintenir l'équilibre de pression à l'intérieur du combustible. Cela permettrait alors d'obtenir un gain énergétique plus élevé car moins d'énergie serait dépensée pour atteindre des densités très élevées. Les prévisions les plus récentes, bien que moins optimistes que les calculs initiaux de Tabak, montrent que, pour une énergie laser de l'ordre du *MJ*, le gain dans le modèle isochore est presque trois fois supérieur à celui calculé dans un modèle isobare (*Atzeni, 1995*).

Le succès de l'allumage dans ce schéma dépend toutefois des caractéristiques de la source d'électrons. Le faisceau créé doit être suffisamment pénétrant pour pouvoir se propager dans les parties plus comprimées du combustible, où la densité atteint $200-400 \text{ g/cm}^3$. En même temps, le dépôt d'énergie doit être relativement local (typiquement sur $10 \mu\text{m}$) afin de pouvoir créer un point chaud suffisamment petit pour que le chauffage soit significatif. Les électrons, de plus, doivent être assez énergétiques afin de pouvoir chauffer cette fraction du combustible aux conditions d'allumage. Selon des calculs récents (*Deutsch et al., 1996*), un faisceau d'électrons de température caractéristique d'un *MeV*, a une distance de pénétration autour de $10 \mu\text{m}$, dans un

1 MeV, having a penetration distance of around 10 μm in a fuel of density 400 g/cm^3 . The energy required to heat at 10 keV a mass of DT with these dimensions is about 1 kJ, corresponding to a number of electrons of 10^{16} - 10^{17} . Assuming a typical conversion efficiency of laser energy into fast electrons of 10-20 %, a laser delivering 100 kJ in 10 ps, which is technologically conceivable is therefore required to produce such an electron source.

More generally, the described scenario involves different aspects concerning laser-plasma interaction physics in the high-flux case, a subject of intense research in the world, both on the theoretical as well as on the experimental level. The difficulties related to the achievement of ignition are then transferred into those concerning the propagation and coupling with matter of high-intensity short-pulse lasers. The feasibility of such a project demands a full knowledge of the implied process, which can be summarised as:

- ▶ Channel boring in the ablated part of the capsule.*
- ▶ Fast electrons generation and characterisation of the acceleration process.*
- ▶ Energy transfer mechanisms of those electrons to the compressed fuel.*

Goals of the thesis

The main goal of this work is to examine in depth the third point mentioned above: the study of hot electrons propagation and energy deposition in compressed matter.

The study of the interaction between charged particles and matter, essential for the understanding of fundamental atomic and subatomic properties, has been widely treated in the past in the case of a cold target (gas, liquid or solid). The fundamental mechanisms controlling this interaction are COULOMB COLLISIONS with the electrons, the atoms, and the molecules of the matter. The effect of these collisions, treated for example by the Bethe and Bloch theory (Bethe, 1930; Bloch, 1934), is twofold: a deflection from the initial direction and an energy loss.

In the fast ignitor environment, the response of the matter and the deposition process change considerably in comparison with the case of an unperturbed cold solid. The medium presents very different conditions of density, temperature and ionisation,

combustible à la densité de 400 g/cm^3 . L'énergie nécessaire pour chauffer à 10 keV une fraction du DT ayant ces dimensions est de l'ordre de la dizaine de kJ , ce qui correspond à un nombre d'électrons d'environ 10^{16} - 10^{17} . Si on suppose une conversion de l'énergie laser en électrons rapides typiquement de 10 - 20% , un laser de 100 kJ avec une durée de 10 ps , tout à fait réalisable compte tenu des récents développements technologiques, est donc nécessaire pour la création d'une telle source d'électrons.

Plus en général, le scénario décrit fait appel à plusieurs aspects de la physique de l'interaction laser-plasma à haut flux qui sont actuellement l'objet d'une intense activité de recherche au niveau mondial, sur le plan théorique aussi bien qu'expérimental. Les difficultés liées à la réalisation de l'ignition sont alors reportées, comme l'on a vu, sur les phases de propagation et de couplage des impulsions ultra intenses avec la matière. La faisabilité d'un tel projet nécessite en particulier la connaissance approfondie des processus impliqués, que nous résumons par:

- ▶ La création du canal dans la partie ablatée de la capsule.
- ▶ La génération des électrons rapides et la caractérisation du processus d'accélération.
- ▶ Les mécanismes de transfert énergétique de ces électrons au combustible comprimé.

Objectifs de la thèse

Le but principal de ce travail de thèse est l'approfondissement du troisième aspect mentionné ci-dessus: l'étude de la propagation et du dépôt d'énergie des électrons suprathermiques dans la matière comprimée.

L'étude de l'interaction des particules chargées avec la matière, essentiel pour la connaissance de ses propriétés fondamentales au niveau atomique et subatomique, a été largement abordée par le passé dans le cas d'une cible froide (gaz, liquide ou solide). Les mécanismes fondamentaux qui gouvernent cette interaction sont les **collisions coulombiennes** avec les électrons, les atomes ou les molécules de la matière traversée. L'effet de ces collisions, largement traitées par exemple par la théorie de Bethe et Bloch (*Bethe, 1930; Bloch, 1934*), est double: une déflexion par rapport à la direction initiale et une perte d'énergie.

Dans l'environnement de l'allumage rapide, la réponse du milieu au passage de ces particules très énergétiques et le processus du dépôt d'énergie changent considérablement par rapport au cas d'un solide froid non perturbé. Le milieu traversé présente, en effet, des

which will all affect the collision process. Moreover, in the laser-matter interaction case, the suprathermal electrons do not come from an external source but are directly created inside the target irradiated by the laser. Belonging to the external layers, they are strongly accelerated by the laser into the target. Their displacement towards the inner regions changes the charge neutrality. The high charge density associated with the electrons beam gives rise to important ELECTRIC AND MAGNETIC EFFECTS (Bond et al., 1982), influencing self-consistently the propagation and energy deposition. The electric field associated with the fast electron current can reach a value of 10^7 MV/m.

In this work we intend to study the role played by the electric and the collisional effects in a propagation medium having properties close to the compressed fuel. We will show that only by taking into account simultaneously their contribution, a correct treatment of the fast electrons energy deposition is possible.

Awaiting the next generation of laser facilities such as NIF or LMJ, the use of small scale lasers can allow us to clarify several points involved in the physics of fast ignition. In collaboration with groups from different European laboratories (University of Milan, University of Essex, RAL-Rutherford Appleton Laboratory, CEA-Commissariat à l'Energie Atomique), we have realised two experiments, one at the VULCAN laser facility at RAL in England and the others at the new 100 TW laser facility at LULI in France. In these experiments, where only a few beams are available, the typical conditions of density and temperature needed for the thermonuclear fuel can not be reached. However, in these experiments we obtained the first results concerning fast electron propagation in hot and dense material (three times solid density and at a temperature of a few eV) (Hall et al., 1998). The innovative aspect of this experimental work was the generation of high-pressures by laser-driven shocks, a technique perfected over several years at the LULI laboratory (Fabbro et al., 1986; Koenig et al., 1994; Koenig et al., 1995). We were hence able to create a strongly correlated and degenerate plasma, with behaviour close to that of fusion plasma. The results obtained at RAL experiment represent a first step towards the understanding of the deposition process.

The correct interpretation of the results can not ignore the electric and magnetic effects associated with the space charge. This last point was investigated in

conditions bien différentes de densité, de température et d'ionisation qui vont considérablement influencer les processus collisionnels. De plus, dans le cas de l'interaction laser-matière, les électrons suprathermiques ne proviennent pas d'une source externe, mais sont directement créés dans la cible irradiée par le laser. Appartenant à ses couches les plus externes, ils sont fortement accélérés par le laser et se propagent vers l'intérieur de la cible. Leur déplacement rapide vers les parties plus profondes altère, en particulier, la neutralité de charge. L'intense densité de charge associée au faisceau d'électrons fait alors apparaître des **effets électriques** et **magnétiques** (Bond *et al.*, 1982) qui deviennent très importants et qui vont, de façon auto-cohérente, agir sur la propagation et sur le dépôt d'énergie. Le champ électrique associé au courant d'électrons rapides, par exemple, peut atteindre des valeurs allant jusqu'à 10^7 MV/m.

Dans ce travail, nous nous proposons de mettre en évidence et d'étudier le rôle joué par les effets électriques et collisionnels dans le cas d'un milieu de propagation aux propriétés proches du combustible comprimé. Nous allons montrer que seule la prise en compte simultanée de leur contribution permet un traitement correct du dépôt d'énergie d'un faisceau d'électrons suprathermiques créés par un laser intense.

Dans l'attente de la réalisation d'expériences de fusion sur les futures installations laser telles que le NIF ou le LMJ, l'utilisation de chaînes laser à échelle réduite peut permettre d'éclaircir de nombreux aspects physiques mis en jeu dans l'allumeur rapide. Nous avons effectué, en collaboration avec des équipes provenant de différents laboratoires européens (Université de Milan, Université d'Essex, RAL-Rutherford Appleton Laboratory, CEA-Commissariat à l'Energie Atomique), deux campagnes d'expériences qui ont eu lieu sur l'installation laser VULCAN du RAL en Angleterre et sur la nouvelle installation laser 100 TW du laboratoire LULI en France. Dans ces expériences, où un nombre réduit de faisceaux laser est disponible, les conditions typiques de température et de densité requises pour le combustible nucléaire ne peuvent pas être atteintes. Néanmoins l'utilisation de ces lasers nous a permis d'obtenir les premiers résultats de la propagation d'électrons rapides dans un matériau dense et chaud (densité de trois fois la densité du solide et température de quelques eV) (Hall *et al.*, 1998). Le caractère innovateur de ce travail expérimental a en particulier consisté à utiliser la technique de génération de hautes pressions par choc laser, maîtrisée depuis plusieurs années au laboratoire LULI (Fabro *et al.*, 1986; Koenig *et al.*, 1994; Koenig *et al.*, 1995). Cela nous a permis de créer un plasma fortement corrélé et dégénéré, dont le comportement se rapproche du comportement du plasma de fusion. Ces résultats, obtenus lors de l'expérience effectuée au RAL, représentent un premier pas vers la compréhension des processus de dépôt d'énergie mis en jeu. L'interprétation correcte des résultats ne peut pas toutefois faire abstraction des effets électriques et magnétiques liés à la charge d'espace. Ce dernier aspect a été approfondi lors de

detail during the second experiment, carried out at LULI. We studied fast electron propagation in materials with different electrical properties (insulator and conductor).

Thesis plan

This thesis includes two theoretical chapters and two experimental chapters corresponding to the two experiments.

In the first chapter, we describe the main mechanisms of laser-matter interaction in the case of an ultra-intense, ultra-short laser pulse (femtosecond regime) by underlining the differences with the “traditional” nanosecond regime. We specify the mechanisms responsible for generating the suprathermal electron population. This will allow us to distinguish the dominant acceleration process for our experimental conditions in order to estimate the characteristic temperature of the fast electrons source.

The second chapter is devoted to the physical processes involved in the propagation of fast electrons in matter. This understanding is necessary for a correct interpretation of the results. These processes belong to two main categories: Coulomb collisions and electric/magnetic effects. A further distinction concerns the medium in which the electrons beam propagates: the two mechanisms are treated in a cold, unperturbed solid and in hot plasma.

In the latter part of the chapter, we will describe the generation of the K_α radiation induced by the passage of fast electrons in the matter. This radiation has been used during our experiments as the main diagnostic of energy deposition. The chapter ends with the presentation of a common principle that explains the two experiments, which constitute the essential of my thesis work.

In the third chapter we expose, after a description of the experimental set-up and diagnostics, the results obtained during the first experiment at the VULCAN laser facility. The main goal was to study the energy deposition of hot electrons in laser shock compressed matter. An appropriate characterisation of the propagation medium

la deuxième campagne d'expérience effectuée au LULI. Nous avons alors étudié la propagation des électrons dans des matériaux ayant des caractéristiques électriques différentes (isolant ou conducteur).

Plan de la thèse

Cette thèse se compose de deux chapitres de rappels théoriques, de deux chapitres expérimentaux correspondant aux expériences effectuées et d'un chapitre de conclusion.

Dans le premier chapitre, nous décrivons les principaux mécanismes d'interaction laser-matière dans le cas d'un laser ultra-intense à très courte durée d'impulsion (régime femtoseconde), en soulignant les différences avec le régime "traditionnel" nanoseconde. Nous précisons quels sont les différents processus d'absorption laser en régime femtoseconde susceptibles de générer la population d'électrons suprathermiques. Ceci nous permettra de comprendre quels sont les mécanismes d'accélération prédominants dans nos conditions expérimentales afin de faire des prévisions notamment sur la température caractéristique du faisceau d'électrons rapides.

Le deuxième chapitre est consacré aux processus physiques intervenant lors de la propagation du faisceau d'électrons suprathermiques dans la matière. Leur compréhension est indispensable pour une interprétation correcte des résultats obtenus. Ces processus se distinguent en deux grandes catégories: les collisions coulombiennes et les effets électriques/magnétiques. Une distinction ultérieure est faite au niveau du milieu au sein duquel le faisceau se propage: les deux mécanismes sont traités dans un solide froid, "non perturbé", et dans un plasma chaud.

Dans la dernière partie du chapitre, nous décrivons la génération du rayonnement K_α induit par le passage des électrons dans la matière. Ce rayonnement a été utilisé, pendant nos expériences, comme diagnostic principal de leur dépôt d'énergie. Le chapitre se conclut avec la présentation du principe commun aux deux campagnes d'expériences effectuées, qui constituent l'essentiel de mon travail de thèse.

Dans le troisième chapitre, nous exposons, après une description du dispositif expérimental et des différents diagnostics utilisés, les résultats expérimentaux obtenus lors de la première campagne d'expérience réalisée sur le laser VULCAN. L'objectif principal était d'étudier le dépôt d'énergie des électrons dans la matière comprimée par choc laser. Une caractérisation appropriée du milieu de propagation et des électrons rapides s'est avérée

has been nevertheless necessary for the interpretation of the results. The first part of the chapter is then devoted to a detailed study of the shock-compressed matter. We present here the basic notions related to shock waves and to the experimental determination of the characteristic plasma parameters created by the compression. We have then characterised the suprathermal electrons source, generated by the interaction of the ultra-intense laser beam with the solid target. In the last part of the chapter, we present the results concerning the propagation in compressed targets, which are considerably different from the cold solid case (Batani et al., 2000).

In the fourth chapter we present the results obtained at LULI, related to the energy deposition in two different kinds of material: an insulator (plastic) and a conductor (aluminium). The results show an inhibition of the propagation in the case of plastic targets, due to the presence of strong electric fields associated with the fast electron beam (Pisani et al., 1999).

A common interpretation of the two experiments, taking into account not only the collisional and the electric effect, but also the induced heating produced by the fast electrons, are presented in the conclusions. We will also mention the perspectives of this study, concerning essentially experimental interest.

toutefois indispensable pour l'interprétation des résultats en matière comprimée. C'est pourquoi une première partie du chapitre est consacrée à l'étude détaillée de la matière sous choc laser. Nous y présentons en particulier les notions fondamentales relatives aux ondes de choc, et à la détermination expérimentale des paramètres caractéristiques du plasma créé lors de la compression par choc.

Nous avons ensuite caractérisé la source d'électrons suprathermiques, générée par interaction du faisceau laser ultra-intense avec la cible solide (énergie moyenne et nombre). Dans la dernière partie de ce chapitre, nous exposons les résultats concernant la propagation dans la cible comprimée qui diffèrent sensiblement du cas du solide froid (*Batani et al., 2000*).

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les résultats obtenus au LULI, relatifs au dépôt d'énergie des électrons dans deux types de matériaux: isolant (plastique) et conducteur (aluminium). Les résultats révèlent une inhibition de la propagation dans les cibles plastiques, due à la présence de forts champs électriques associés au faisceau d'électrons (*Pisani et al., 1999*).

Dans le chapitre de conclusion, nous allons présenter une interprétation commune aux deux expériences effectuées en tenant en compte non seulement les effets collisionnels et électriques mais également les effets de chauffage induit par les électrons rapides. Nous mentionnerons enfin les perspectives envisageables de cette étude, notamment sur le plan expérimental.

Références

- Atzeni S. *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 1980 (1995)
- Azechi H. et al. *Laser and Particle Beams* **9**, 193 (1991)
- Batani D. et al. *Phys. Rev. E* **61**, 5725 (2000)
- Bethe H. *Ann. Physik* **5**, 325 (1930)
- Bethe H.A. *Phys. Rev.* **55**, 434 (1939)
- Bloch F. *Phys. Rev.* **46**, 674 (1934)
- Bodner S.E. *Phys. Rev. Lett.* **33**, 761 (1974)
- Bond D.J. et al. *Plasma Physics* **24**, 91 (1982)
- Deutsch C. et al. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2483 (1996)
- Duderstadt J.J. and Moses G.A. *"Inertial Confinement Fusion"* (John Wiley & Sons, New York, 1982)
- Fabbro R. et al. *Las. Part. Beams* **4**, 413 (1986)
- Hall T.A. et al. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1003 (1998)
- Kidder R. *Nuclear Fusion* **16**, 405 (1976)
- Kilkenny J. *"Inertial Confinement Fusion"*. Laser Plasma Interaction. St. Andrews (1994)
- Koenig M. et al. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2260 (1995)
- Koenig M. et al. *Phys. Rev. E* **50**, R3314 (1994)
- Lawson J.D. *Proc. Royal Soc. (London)* **70B**, 6 (1957)
- Lindl J. *Phys. Plasmas* **2**, 3933 (1995)
- Luther-Davies B. et al. *Laser Physics* **1**, 325 (1991)
- Meyer-ter-vehn J. *Nuclear Fusion* **22**, 531 (1982)
- Nuckolls J. et al. *Nature* **239**, 139 (1972)
- Pisani F. et al. *Phys. Rev. E* (1999)
- Richtmyer R.D. *Commun Pure Appl. Math.* **13**, 297 (1960)
- Soures J.M. et al. *Phys. Plasmas* **3**, 2108 (1996)
- Storm E. et al. *"Progress in laboratory high gain ICF: prospects for the future"*. UCRL-99427 (1988)
- Tabak M. et al. *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994)
- Takabe H. et al. *Phys. Fluids* **26**, 2299 (1983)

CHAPITRE I

Plan du chapitre I:
GENERATION DES ELECTRONS SUPRATHERMIQUES

I.1. INTERACTION LASER-MATIERE A HAUT FLUX

I.1.1. Rappels sur l'interaction en régime nanoseconde

I.1.2. Le régime femtoseconde:
effets de l'intensité laser et de la durée d'impulsion

I.1.3. Le plasma d'interaction en régime femtoseconde

I.2. L'ABSORPTION LASER: MECANISMES DE GENERATION D'ELECTRONS SUPRATHERMIQUES

I.2.1. Absorption collisionnelle

I.2.2. Mécanismes d'absorption non collisionnelle

I.2.2a. absorption résonnante

I.2.2b. effet Brunel

I.2.2c. force pondéromotrice et "chauffage $J \times B$ "

I.3. CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE D'ELECTRONS: CAS DES EXPERIENCES EFFECTUEES

I

Génération des électrons suprathermiques

Le mécanisme de génération d'électrons suprathermiques (ou rapides) dépend étroitement des processus d'absorption de l'énergie laser. Il est particulièrement significatif dans le cas de l'interaction à haut flux, où les intensités mises en jeu sont typiquement comprises entre 10^{16} W/cm^2 et 10^{20} W/cm^2 , et les durées d'impulsion atteignent souvent quelques dizaines de femtosecondes. Dans ce chapitre, nous allons passer en revue les principaux processus responsables de la production de cette population électronique particulière.

Dans le cas d'un laser intense et court, les structures spatiale et temporelle de la région d'interaction sont fortement modifiées par rapport au cas, bien connu, du régime nanoseconde. Les processus d'absorption de l'énergie laser qui y prennent place se différencient sensiblement du cas "classique" et certains d'entre eux contribuent de façon significative à la production des électrons rapides. L'énergie moyenne de ces électrons peut atteindre des valeurs de l'ordre du MeV , largement supérieure à la température du plasma au sein duquel ils sont formés.

Dans la dernière partie du chapitre, nous analyserons brièvement les mécanismes de génération des électrons rapides qui prédominent dans les conditions spécifiques de nos expériences. Ceci nous permettra de faire des prévisions notamment sur la énergie moyenne caractéristique du faisceau d'électrons créé.

I.1. INTERACTION LASER-MATIERE A HAUT FLUX

Dans ce paragraphe, nous présentons les caractéristiques essentielles de l'interaction laser matière à haut flux, en les comparant notamment au régime "classique" nanoseconde.

I.1.1. Rappels sur l'interaction en régime nanoseconde

Lorsqu'un faisceau laser intense irradie une cible solide, la matière est très rapidement ionisée, sur des temps très courts. Au niveau de la surface éclairée, des électrons sont violemment arrachés des atomes par ionisation multiphotonique et sont ensuite accélérés par le champ électrique du laser. Par un phénomène d'avalanche, les collisions de ces premiers électrons avec les autres espèces ioniques génèrent un plasma dans lequel le laser peut se propager. La matière chauffée et ionisée se détend vers le vide (mécanisme d'*ablation*) et le plasma créé présente un gradient de densité partant du solide jusqu'au "vide". L'onde laser (de longueur d'onde λ) pénètre jusqu'à une densité électronique limite, la *densité critique* $n_c (cm^3) = 1.1 \cdot 10^{21} \cdot \lambda^{-2} (\mu m)$, pour laquelle la pulsation du plasma égale celle du rayonnement. On définit naturellement dans ce plasma trois zones distinctes (cf. fig. 1.2).

▷ La **couronne**, pour des densités inférieures à n_c , est la région où les mécanismes d'absorption laser ont lieu. Dans cette région la température électronique atteint des valeurs de l'ordre du *keV*.

▷ La **zone de conduction**, pour des densités comprises entre n_c et la densité du solide n_s , est la région dans laquelle l'énergie laser absorbée dans la couronne est transportée par conduction thermique ou par rayonnement X vers les régions plus denses de la cible. La température est ici comprise entre *10 eV* et *1 keV*.

▷ La troisième zone est la **zone sous choc**, caractérisée par des densités supérieures à n_s . Le mécanisme d'ablation produit, par effet fusée, une mise en vitesse de la matière dans le sens du laser. Ce mouvement soudain interne de la matière génère alors une onde de choc qui se propage vers les parties plus profondes de la cible en les comprimant. La température atteint quelques *eV* et une densité de 3-4 fois n_s .

I.1.2. Le régime femtoseconde: effets de l'intensité laser et de la courte durée de l'impulsion

Les caractéristiques essentielles de l'interaction laser matière à haut flux, pour des intensités pouvant atteindre $10^{19} - 10^{20} Wcm^{-2}$, par rapport au régime nanoseconde traditionnel, sont d'une part le fort champ électromagnétique associé à l'onde laser et d'autre part la courte durée de l'impulsion. Ces deux paramètres modifient les différents mécanismes d'absorption laser et les caractéristiques du plasma généré. Nous allons tout d'abord en décrire les implications les plus importantes et ensuite nous allons définir les caractéristiques du plasma laser créé.

La haute intensité du champ électromagnétique associé à l'onde laser provoque l'apparition de processus de couplage laser-cible non linéaires et des effets relativistes pour les électrons du plasma. Pour donner une idée des processus mis en jeu dans un tel type d'interaction, il est intéressant de regarder la vitesse d'oscillation typique d'un électron dans ce champ. Elle s'écrit comme (Quesnel, 1998):

$$V_{osc} = \frac{\sqrt{2}(V_{osc})_{v \ll c}}{\sqrt{1 + 2[c^{-1}(V_{osc})_{v \ll c}]^2}} \quad [1.1]$$

où $(V_{osc})_{v \ll c}$ représente la limite non relativiste donnée, en unités pratiques, par:

$$(V_{osc})_{v \ll c} \text{ (cm / s)} = \frac{e E_{max}}{m_e \omega_l} = 256 \sqrt{I \text{ (W / cm}^2\text{)}} \cdot \lambda_l \text{ (\mu m)} \quad [1.2]$$

Ici E_{max} est la valeur crête du champ électrique du laser et I l'intensité d'irradiation égale à $I = c \epsilon_0 E_{max}^2 / 2$. Pour des valeurs d'intensité laser typiques du régime femtoseconde, comprises entre 10^{16} et 10^{20} Wcm^{-2} et, le champ électrique varie entre $3 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ et $3 \cdot 10^{11} \text{ V/m}$. La conséquence directe de la présence d'un champ électrique si intense, comparable au champ coulombien des atomes (pour l'atome d'hydrogène, par exemple, le champ coulombien est $E_H \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ V/m}$), est une ionisation très rapide de la partie éclairée de la cible par différents processus comme l'ionisation multi-photonique non linéaire ou l'ionisation par effet tunnel (Keldysh, 1964) (Augst et al., 1989) (Ilkov et al., 1992).

La vitesse d'oscillation des électrons dans ce champ atteint facilement, comme montré dans la figure 1.1, des valeurs proches de celle de la lumière. De nombreux effets relativistes apparaissent, comme, par exemple l'effet de la *transparence induite* (Lefebvre and Bonnaud, 1995; Fuchs et al., 1999). Cet effet est la conséquence de la diminution de la fréquence de plasma électronique effective, $\omega'_{pe} = \omega_{pe} / \gamma$ où γ est le facteur de Lorentz, due à l'augmentation de la masse électronique. Il en résulte une augmentation de la densité critique (en régime relativiste $n'_c = \gamma \cdot n_c$) qui permet au laser de pénétrer jusqu'à des densités plus élevées. Dans le cas des expériences présentées dans les chapitres III et IV, par exemple, le facteur de Lorentz vaut $\gamma = 1.007$ pour $I = 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ à ω et $\gamma = 2.13$ pour $I = 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ à 2ω . Nous voyons que, notamment dans le deuxième cas, l'augmentation de la densité critique n'est pas du tout négligeable.

En champ intense, l'interaction du laser avec la cible est essentiellement une interaction du type onde-particule. Les effets plasma usuels peuvent perdre de l'importance car le champ laser interagit directement avec les électrons. Les effets "cinétiques" non linéaires dominant et modifient, par conséquent, les mécanismes de couplage laser-matière

responsables de l'absorption. L'importance, par exemple, de la force pondéromotrice, qui sera décrite en détail par la suite, est l'expression de cet aspect particulier de l'interaction.

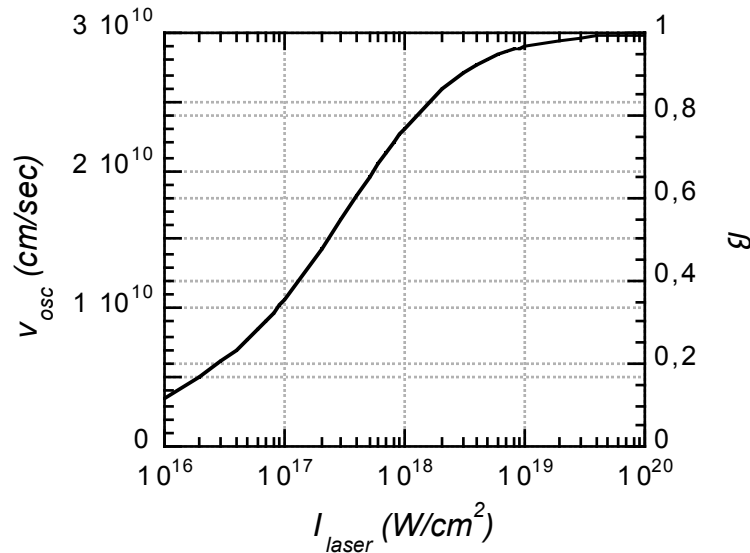


Fig.1.1. Vitesse d'oscillation d'un électron dans le champ laser en fonction de l'intensité (pour une longueur d'onde $\lambda=1,06 \mu m$).

La conséquence principale de la courte durée de l'impulsion laser est la faible expansion hydrodynamique du plasma pendant le temps de l'interaction. Le plasma coronal sous-critique, dans lequel ont lieu les phénomènes d'absorption laser, typiques d'un laser nanoseconde, n'a pas le temps de se constituer de façon appréciable. En même temps, les conditions pour la génération de l'onde de choc, conséquence de la forte expansion du plasma coronal, ne sont pas présentes. Pour avoir une idée des dimensions caractéristiques de cette zone sous critique, on peut par exemple calculer la vitesse du front d'ablation (défini comme le plan où la densité électronique du plasma est égale à celle du solide). Les mécanismes d'expansion du plasma laser en régime femtoseconde ne sont pas, à l'heure actuelle, tout à fait clairs. Nous pourrions, en première approximation, décrire l'hydrodynamique du plasma à travers l'équation d'état d'un gaz parfait en expansion isotherme, comme dans le cas classique nanoseconde. Dans ce cas, la vitesse d'ablation serait donnée par la vitesse sonore ionique c_s . La situation n'est toutefois pas si simple. Dans un plasma créé par un laser bref, en effet, d'une part la température électronique peut être beaucoup plus importante que la température ionique, étant donné que le plasma n'a pas eu le temps d'atteindre l'équilibre thermodynamique. D'autre part, les forts champs électromagnétiques créés au niveau de la zone d'interaction peuvent engendrer un mouvement d'expansion du type "non fluide" mais essentiellement lié à la migration des différentes populations ioniques et électroniques dans ces champs. Cependant, en absence d'une véritable étude systématique du comportement hydrodynamique en régime femtoseconde, nous admettrons malgré tout que l'équilibre thermodynamique est atteint et

que la vitesse d'ablation est donnée par $v_{abl} \equiv c_s = (Z^* T_e / m_i)^{1/2}$ où Z^* est le degré d'ionisation moyen, m_i la masse ionique et T_e la température électronique. La détermination précise de la température électronique dans ces conditions reste encore problématique mais elle est, de façon générale, d'autant plus importante que l'intensité incidente augmente. Guethlein et al. (Guethlein et al., 1996), par exemple, ont déduit expérimentalement, à partir de la mesure de la vitesse d'expansion, une température de 500 eV, dans un plasma d'aluminium à la densité du solide créé par un faisceau laser de 170 fs à $3 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$. Des travaux numériques (Price et al., 1995), effectués d'ailleurs avec des modélisations classiques, montrent une température typique maximale du plasma allant de 30 eV à 1 keV dans un régime d'intensités comprises entre 10^{14} Wcm^{-2} et 10^{17} Wcm^{-2} .

Une loi d'échelle de la température en fonction de l'intensité laser, pour des valeurs supérieures à 10^{17} W / cm^2 , a été obtenue par Rozmus et Tikhonchuk (Rozmus and Tikhonchuk, 1992) à l'aide d'un modèle mieux adapté aux conditions d'interaction en régime femtoseconde. Ces auteurs considèrent les effets produit par l'inhibition du transport thermique de l'énergie laser absorbée. La température électronique locale est en effet déterminée par l'équilibre entre le taux d'absorption de l'énergie laser et l'efficacité du transport thermique vers les parties internes de la cible. La réduction de l'expansion hydrodynamique pendant le temps de l'interaction conduit à une restriction de la zone de conduction thermique. La conséquence est une augmentation de la température avec l'intensité incidente, beaucoup plus rapide. Elle est donnée, dans ce modèle, par :

$$T_{\text{plasma}} (\text{keV}) = 16 \cdot Z^{-5/8} \left(\frac{\lambda_{\text{laser}}}{\mu\text{m}} \right)^{-1/2} \left(\frac{I_{\text{laser}}}{10^{18} \text{ Wcm}^{-2}} \right)^{3/4} \quad [1.3]$$

Le plasma sous-critique atteint, alors des températures de quelques keV pour des intensités de l'ordre de 10^{16} Wcm^{-2} .

Nous pouvons enfin raisonnablement conclure que, dans les limites de la connaissance actuelle des mécanismes d'expansion, la vitesse d'ablation peut couvrir des valeurs comprises entre $5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ et $5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, tout à fait comparables à celles qui sont obtenues en régime nanoseconde. Pendant la durée très courte de l'impulsion laser, l'expansion du plasma est alors faible, la zone sous critique peut être réduite à des dimensions plus petites que la longueur d'onde incidente. Le laser interagit quasiment avec un solide. Les profils de densité et de température du plasma d'interaction ainsi que les mécanismes d'absorption laser sont profondément modifiés. Nous allons voir plus en détail dans le paragraphe suivant, les caractéristiques de cette zone d'interaction.

1.1.3. Le plasma d'interaction en régime femtoseconde

Sur la figure 1.2, nous montrons la structure du plasma-laser en régime

femtoseconde avec une représentation schématique des profils spatiaux de densité et de température dans la cible. Par clarté, nous avons également indiqué les profils typiques d'un plasma laser nanoseconde (cf. §:I.1.1). Les modifications apportées par le champ laser intense et par la courte durée d'impulsion, conduisent à la formation des suivantes trois zones:

- ▶ la **zone d'expansion** (pour les densités inférieures à n_s) est constituée par le plasma en détente devant la cible. Cette zone est caractérisée par la longueur typique de décroissance de la densité vers le vide, la *longueur de gradient*, définie par: $L_{grad} = \tau v_{abl}$. Le plasma se détend à la vitesse du front d'ablation v_{abl} sur un temps τ de l'ordre de la durée de l'impulsion laser. Le comportement hydrodynamique du plasma et la durée du laser utilisé caractérisent, comme on a vu, la longueur de gradient. Elle peut prendre des valeurs qui vont de la dizaine de nanomètres jusqu'au micron. En régime nanoseconde cette zone (la couronne) a typiquement les dimensions de plusieurs centaines de microns.
- ▶ l'**épaisseur de peau**, au delà de la densité critique. Cette zone est délimitée par le profil de la partie évanescence de l'onde laser, qui s'amortit sur une longueur typique définie par $L_{peau} = c/\omega_{pe}$. L'épaisseur de peau, pour un plasma à la densité du solide, est de l'ordre de la dizaine de nanomètres. La faible expansion place la densité critique du plasma proche de la densité du solide. Le couplage direct du champ électrique laser avec le solide, qui a lieu essentiellement dans cette zone, devient un processus important.
- ▶ la **zone de conduction thermique** dans laquelle, comme pour le cas du régime nanoseconde, l'énergie est transportée par les électrons thermiques vers les régions plus profondes de la cible. Cette zone est classiquement décrite par la théorie de Spitzer (*Spitzer and Härm, 1953*), qui suppose que le libre parcours moyen des électrons est inférieur à la longueur caractéristique du gradient thermique. Pour des intensités laser très importantes ($I > 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$), la théorie n'est plus valable et le transfert thermique doit être traité de façon différente (*Rozmus and Tikhonchuk, 1990*) (*Ng et al., 1995*).

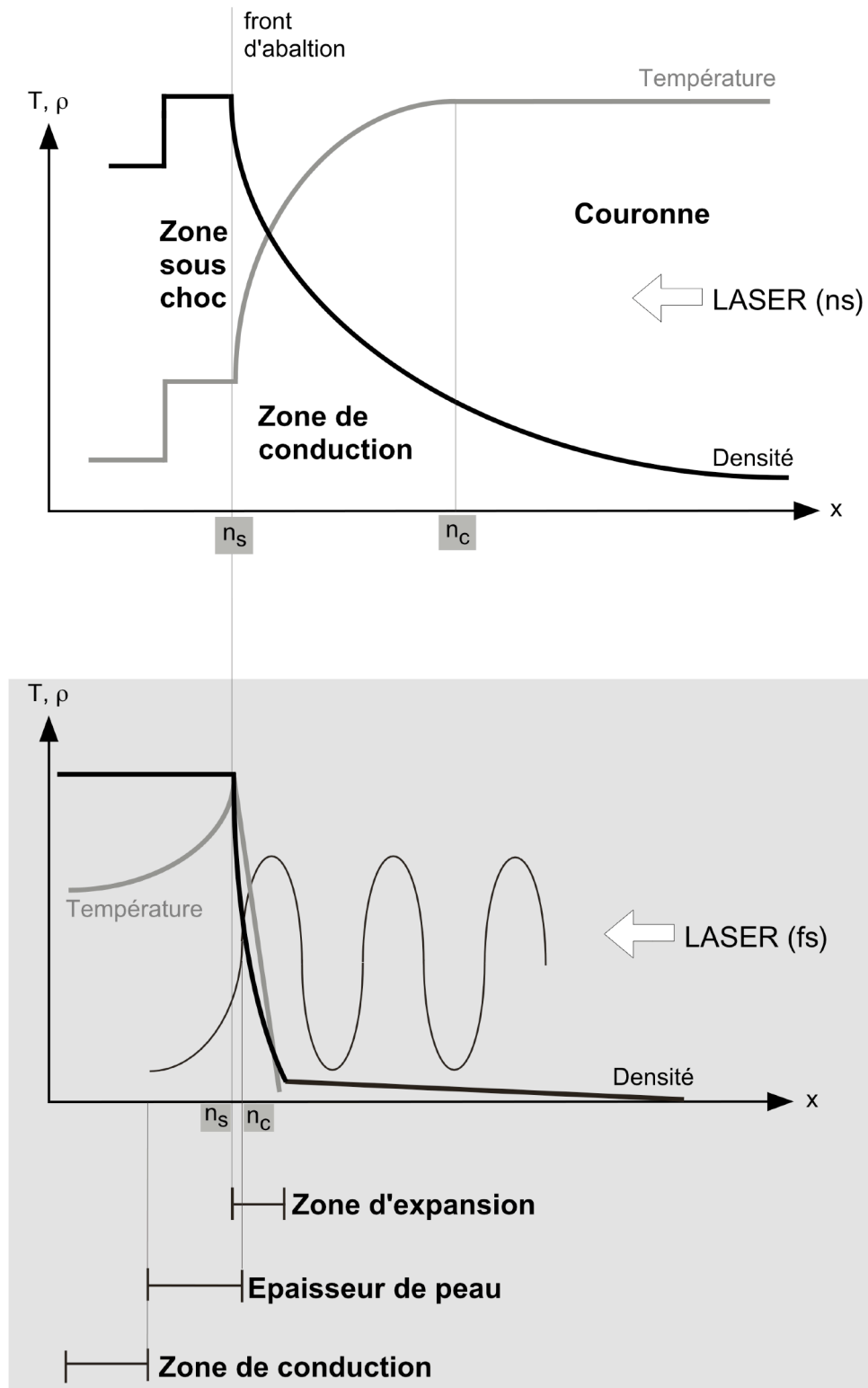


Fig.1.2. Représentation schématique des profils de densité et température de la cible éclairée par le faisceau laser dans les deux cas: régime nanoseconde et régime femtoseconde.

En définitive, les différences principales de l'interaction dans le régime laser femtoseconde, proviennent de la faible expansion hydrodynamique, qui raidit le gradient de densité (Fallies, 1994), et rétrécit par conséquent la zone de plasma sous critique à l'intérieur

de laquelle les mécanismes classiques d'absorption laser ont lieu. Le laser alors interagit avec un plasma très dense et l'énergie laser va être absorbée à des densités beaucoup plus élevées: à 10^{19} Wcm^{-2} , dans le cas d'une de nos expériences, la densité critique vaut $n'_c = 8.3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Le couplage direct de l'onde laser avec les particules du solide devient un phénomène caractéristique des mécanismes d'absorption. Toujours en raison de la faible expansion, les conditions nécessaires à la génération d'une onde de choc se propageant vers les parties très internes de la cible ne sont pas vérifiées.

I.2. L'ABSORPTION LASER: MECANISMES DE GENERATION D'ELECTRONS SUPRATHERMIQUES

Plusieurs mécanismes, dont les caractéristiques spécifiques dépendent du gradient de densité et de la température du plasma, concourent à l'absorption du rayonnement laser incident dans la cible (*Luther-Davies et al., 1991; Campbell, 1992; Gamaly, 1994; Gibbon and Förster, 1996*).

On va distinguer, dans la suite, deux types de mécanismes d'absorption de l'énergie laser:

- ▷ les mécanismes du type collisionnel, caractéristiques de l'interaction en régime nanoseconde mais présentes aussi dans l'interaction à haute intensité;
- ▷ les mécanismes du type non collisionnel qui apparaissent lorsque l'intensité laser augmente et la durée se fait plus courte.

Dans le cas notamment des mécanismes non collisionnels, une partie significative de l'énergie laser incidente est transférée aux électrons du plasma qui sont, par conséquent, fortement accélérés. Une population d'électrons suprathermiques, se crée alors au niveau de la zone d'interaction.

I.2.1. L'absorption collisionnelle

Un des processus principaux d'absorption est le ***bremsstrahlung inverse***, ou simplement absorption collisionnelle, dans lequel un photon laser est absorbé, dans le champ coulombien d'un ion, par un électron libre. Autrement dit, l'énergie d'oscillation d'un électron dans le champ de l'onde laser est convertie en énergie thermique (son mouvement oscillatoire transformé en mouvement thermique aléatoire), par suite des collisions avec les ions du plasma.

L'efficacité de ce mécanisme est directement liée à l'épaisseur optique du plasma qui est proportionnelle à la fréquence de collision électron-ion ν_{e-i} et à la distance de pénétration du laser dans la cible. La fréquence de collision s'écrit, dans un plasma Maxwellien, comme (*Kruer, 1988*):

$$v_{e-i} = 3 \cdot 10^{-6} \ln \Lambda \frac{Z^* n_e (\text{cm}^{-3})}{T_e (\text{eV})^{3/2}} \quad [1.4]$$

où Z^* est le degré d'ionisation, n_e la densité électronique, T_e la température électronique et $\ln \Lambda$ le logarithme coulombien. Λ est défini comme le rapport entre la longueur de Debye et le paramètre d'impact correspondant à une déflexion de 90° . La fréquence de collision étant proportionnelle à la densité électronique, l'absorption collisionnelle de l'onde laser sera alors maximale à une densité électronique égale à la densité critique.

De façon générale, l'absorption collisionnelle augmente avec la charge moyenne des ions Z^* et décroît avec la température. En même temps, elle augmente lorsque le rapport L_{grad}/λ , entre la longueur caractéristique du plasma et la longueur d'onde laser, augmente. Dans ces conditions, en effet, plus d'oscillations laser dans une zone d'interaction plus étendue, accroît le nombre de collisions. Pour un profil de densité linéaire, l'absorption collisionnelle est pratiquement totale lorsque $Z^* \cdot L_{grad} (\mu\text{m}) \geq 100 \cdot \lambda^2 (\mu\text{m}) \cdot T_e^{3/2} (\text{keV})$ (Bychenkov and Tikhonchuk, 1993).

En régime à haut flux, la température électronique, à la densité critique, est beaucoup plus importante que dans le cas de l'interaction nanoseconde. En outre, le gradient de densité est très raide à cause de la faible expansion hydrodynamique. Enfin, la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ laser devient supérieure à la vitesse thermique, ce qui réduit considérablement la fréquence de collision avec les ions.

Toutes ces raisons impliquent que, dans le régime d'interaction laser considéré, le mécanisme d'absorption par bremsstrahlung inverse devient tout à fait inefficace bien qu'il soit en partie présent dans l'épaisseur de peau.

1.2.2. Mécanismes d'absorption non collisionnelle

Alors que l'absorption laser, en régime nanoseconde, est dominé par un mécanisme collisionnel, dans le cas de l'interaction à haut flux, d'autres processus, non collisionnels, prennent place.

Mentionnons tout d'abord l'existence de l'**effet de peau anormal** (Weibel, 1967) (Adam et al., 1997). Cet effet constitue un écartement, à hautes intensités, au processus collisionnel ayant lieu dans l'épaisseur de peau: dans un régime "normal", l'énergie du laser est ici absorbée par collision, pourvu que le libre parcours moyen des électrons soit inférieur à l'épaisseur de peau, c'est-à-dire $\lambda_{e-} = v_{the} / v_{e-i} < L_{peau}$. Lorsque l'intensité laser augmente considérablement ($I > 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$), la température du plasma et donc la vitesse thermique v_{the} augmente aussi. Il en résulte alors une augmentation de l'excursion thermique des électrons pendant une période laser ($x_{the} = v_{the} / \omega_{laser}$). En même temps le libre parcours

moyen augmente en raison de la diminution de la fréquence de collision électron-ion ν_{e-i} . Dans ces conditions, le libre parcours moyen et l'excursion thermique deviennent supérieurs à l'épaisseur de peau. Les électrons peuvent alors emporter l'énergie acquise dans des régions plus profondes, laissant donc le laser pénétrer davantage vers l'intérieur de la cible. L'absorption de l'énergie laser a lieu en réalité sur une distance supérieure donnée par $L_{\text{peau-an}} = (C^2 V_{\text{the}} / (\omega_{\text{laser}} \omega_{pe}^2))^{1/3}$. Un traitement plus complet de l'effet de peau anormal est présenté dans les travaux de Rozmus et Tikhonchuk (*Rozmus and Tikhonchuk, 1990*) et, plus récemment, par Yang (*Yang et al., 1995*). Nous nous limitons ici à préciser que ce régime laser est bien atteint dans nos expériences.

1.2.2a. L'absorption résonnante

Le champ laser peut facilement exciter plusieurs types d'ondes de plasma. Le courant associé à ces ondes peut, à son tour, aussi bien accélérer des particules chargées (électrons ou ions) que produire de la lumière diffusée (diffusion Brillouin ou Raman stimulée). L'excitation directe, au niveau de la densité critique, des oscillations de plasma électroniques, prend le nom d'**absorption résonnante** (*Kruer, 1988*). Ce mécanisme est le plus connu et le plus étudié parmi ceux qui sont responsables de l'absorption de l'énergie laser en régime femtoseconde. Signalons toutefois que son comportement en fonction d'un gradient de densité très raide n'est pas encore tout à fait compris.

Pour une onde laser de polarisation p , en incidence oblique sur la cible, il existe toujours une composante du champ électrique qui est parallèle au gradient de densité. Le champ longitudinal peut, de manière résonnante ($\omega_l = \omega_{pe}$), faire osciller les électrons dans la direction du gradient. Une partie de l'énergie laser est donc transférée à une onde de plasma électronique de grande amplitude. Il est toutefois important de souligner ici que, même dans les conditions d'une incidence normale du laser, ce qui impliquerait en théorie la disparition du mécanisme d'absorption résonnante, il existe toujours une projection non nulle du champ électrique dans la direction longitudinale (en raison, par exemple, de la rugosité de la surface de la cible).

L'onde laser en incidence oblique d'angle ϑ , est réfléchi à une densité de rebroussement donnée par $n_r = n_c \cos^2 \vartheta$. La distance entre la région de réflexion et la région à la densité critique est approximativement donnée par $L_{\text{grad}} \sin^2 \vartheta$. Lorsque cette distance est égale à la distance caractéristique de pénétration de l'onde laser (l'épaisseur de peau $L_{\text{peau}} = \lambda / 2\pi \sin \vartheta$), l'efficacité de l'absorption résonnante est maximum. Cette condition définit un angle optimum:

$$\lambda / 2\pi \sin \vartheta \approx L_{\text{grad}} \sin^2 \vartheta \quad \Rightarrow \quad \vartheta_{\text{opt}} \approx \arcsin \left[\frac{\lambda}{2\pi L_{\text{grad}}} \right]^{1/3} \quad [1.5]$$

La résolution numérique exacte de l'équation de propagation du champ laser, effectuée selon le modèle dit capacitif développé par Ginzburg (*Ginzburg, 1960*), montre effectivement que le champ de pompe¹, c'est-à-dire le champ responsable de l'oscillation des électrons dans l'onde de plasma, présente un maximum, correspondant à une absorption d'environ 50%, pour un angle d'incidence donné par $\vartheta_{opt} = \arcsin[0.8 \cdot \lambda / 2\pi L_{grad}]^{1/3}$.

L'amortissement de l'onde de plasma électronique générée, et donc le transfert de son énergie au plasma, peut provenir de trois mécanismes différents dont un seul contribue à la génération d'électrons rapides. Le premier, très peu probable pour des températures de plasma supérieures à la cinquantaine d'eV, est dû aux collisions, dans l'épaisseur de peau. Pour le deuxième, l'onde peut s'amortir par convection thermique et céder, donc, son énergie à une onde de chaleur qui va pénétrer dans la cible. Le troisième mécanisme d'amortissement, le plus dominant pour les intensités supérieures à 10^{16} Wcm^{-2} , est le **déferlement** ("wave-breaking" en anglais) (*Kruer, 1979*). L'amplitude du champ résonnant peut devenir suffisamment intense pour que les trajectoires des électrons oscillants dans l'onde se croisent. Par conséquent, le champ électrique "vu" par les électrons change brutalement. Un certain nombre d'entre eux (les électrons rapides) échappe à la force de rappel de l'onde et sortent de la zone de résonance en emportant une quantité importante d'énergie cinétique.

Plus le profil de densité est étendu, plus l'angle optimum diminue. Cela est simplement dû au fait que, pour une longueur de gradient importante, l'onde laser doit pénétrer en profondeur (être donc en incidence moins rasante) pour atteindre le point où elle sera absorbée. En même temps, plus l'angle d'incidence diminue, plus la composante longitudinale du champ électrique laser est petite et l'absorption résonnante devient négligeable. L'absorption résonnante perd donc de l'importance, laissant la place aux collisions, lorsque $L_{grad} / \lambda \gg 1$.

Nous mentionnons brièvement que, au niveau du couplage de l'onde laser avec le plasma, plusieurs mécanismes de décomposition résonnante de l'onde de pompe peuvent se produire. L'onde de plasma peut effectivement se décomposer, dans le respect des "conditions de phase" (qui traduisent la conservation de l'énergie et du moment), en générant plusieurs types d'ondes de plasma (phénomène d'**instabilités paramétriques**, largement étudié dans le cas de régime nanoseconde). Interagissant avec les électrons de la cible de façon similaire au mécanisme de déferlement, ces instabilités peuvent également contribuer à la génération d'électrons rapides (*Guérin et al., 1995*) (surtout dans le cas de

¹ Dû à la géométrie de la propagation de l'onde laser transverse, on peut montrer qu'au voisinage du point de réflexion, la composante du champ électrique perpendiculaire à la propagation devient négligeable par rapport à la composante longitudinale. On appelle "champ de pompe" la valeur de ce champ oscillant dans la cible.

l'excitation directe d'une onde de plasma électronique). L'efficacité des instabilités paramétriques dépend fortement de l'inhomogénéité du plasma au sein duquel elles sont générées. Elles sont d'autant plus importantes que le gradient de densité est moins raide. Dans le tableau 1.1., j'indique les régions où les paramètres du plasma sont favorables, qui se situent essentiellement dans la zone sous-critique.

<i>diffusion Brillouin stimulée (SBS)</i>	$\omega_{laser} \rightarrow \omega_{diff} + \omega_{ai}$	$n \leq n_{cr}$
<i>diffusion Raman stimulée (SRS)</i>	$\omega_{laser} \rightarrow \omega_{diff} + \omega_{pe}$	$n \leq 1/4 n_{cr}$
<i>instabilité acoustique-ionique</i>	$\omega_{laser} \rightarrow \omega_{ai} + \omega_{pe}$	$n \cong n_{cr}$
<i>instabilité à deux plasmons</i>	$\omega_{laser} \rightarrow \omega_{pe} + \omega_{pe}$	$n = n_{cr}$

Tab.1.1. Rappel des instabilités paramétriques les plus importantes. Les densités où elles se développent sont aussi indiquées.

1.2.2b. l'effet Brunel

Dans le cas limite opposé, de gradient très raide, l'efficacité de l'absorption résonnante diminue drastiquement car l'amplitude spatiale de l'oscillation des électrons dans le champ laser ($x_{osc} = v_{osc}/\omega_{laser}$) dépasse la longueur de gradient. Dans ces conditions, où $L_{grad}/\lambda < (2\pi c)^{-1} v_{osc}$, la résonance se brise et l'onde de plasma est continuellement détruite et reformée à chaque cycle laser. Il apparaît alors un autre mécanisme d'absorption non collisionnelle, important à de très hautes intensités et pour des gradients très raides: l'**effet Brunel** ou "**vacuum heating**" (Brunel, 1987; Brunel, 1988).

Dans ce cas, le laser ne pénètre pas profondément dans le plasma et il interagit pratiquement avec une surface solide. La composante du champ laser normale à la cible, dans la première demie-période, accélère fortement les électrons qui se trouvent sur la surface éclairée. Ils vont s'échapper de la cible vers le vide (dans le vide les électrons ne voient que le champ laser, tandis que dans la matière leur mouvement est limité par la résistance électrique du milieu). Lorsque le champ change de signe, ils sont brusquement rappelés vers l'intérieur de la cible avec une énergie équivalente à l'énergie d'oscillation. Plus le champ laser est intense et se propage dans la cible, plus le nombre d'électrons arrachés est important. Une charge d'espace alors se crée qui contribue à les rappeler vers la cible, et qui, en même temps écran le champ laser. Ils sont alors aussitôt découplés de l'onde laser et donc absorbés de telle sorte que le chauffage devient irréversible. L'efficacité de l'absorption laser par effet Brunel sature à très hautes intensités à cause de la force de Lorentz associée au champ magnétique laser qui dévie les électrons de leur trajectoire initiale.

Les électrons rappelés vers l'intérieur de la cible ont une énergie moyenne de l'ordre de l'énergie d'oscillation acquise dans le champ laser ($T_h \propto v_{osc}^2$). Une étude plus

approfondie des phénomènes d'absorption par effet Brunel (*Gibbon and Bell, 1992*) montre l'existence d'une population d'électrons rapides de "température" légèrement inférieure à cette estimation, probablement dû au fait que les électrons subissent une décélération lorsqu'ils sont injectés dans le plasma. L'effet Brunel a été récemment étudié expérimentalement par Grimes et co-auteurs (*Grimes et al., 1998*).

Dans le régime de longueur de gradient intermédiaire, différentes études expérimentales et théoriques montrent une grande complexité de comportement de l'absorption laser (*Delettrez et al., 1994*). Celle-ci est dominée par les deux processus, absorption résonnante et effet Brunel, selon les conditions de flux laser et de longueur d'onde incidente. Il est cependant difficile de déterminer précisément quels sont exactement les mécanismes responsables de l'absorption. Des études systématiques, en fonction des paramètres d'interaction, sont décrites en détail dans plusieurs articles (*Gibbon and Bell, 1992*) (*Donavit, 1992*).

1.2.2c. la force pondéromotrice et le "chauffage JxB"

A fort éclairement laser, la pression de radiation associée à l'onde électromagnétique du laser $P_{laser}(Mbar) = 2I_{laser}/c \approx 600 I_{laser}(10^{18} W/cm^2)$, à la densité critique, devient comparable voire supérieure à la pression thermique du plasma $P_{the}(Mbar) = 1.8 \cdot (n_e/n_c) \cdot [\lambda(\mu m)]^2 \cdot T_e(keV)$. Il en résulte une poussée macroscopique de la matière vers l'intérieur de la cible. Ce comportement est la conséquence d'une force dite "force pondéromotrice", qui génère une population très abondante d'électrons rapides (*Wilks, 1993*).

La force pondéromotrice dérive directement de la force non linéaire subie par un électron de masse m_e et vitesse \mathbf{v} dans le champ électromagnétique de l'onde laser. Son équation du mouvement au deuxième ordre s'écrit (*Chen, 1974*):

$$\mathbf{F}_{NL} \cdot m_e \left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) = - \frac{e^2}{m_e \omega_l^2} \left[(\mathbf{E}_l \cdot \nabla) \mathbf{E}_l + \mathbf{E}_l \times (\nabla \times \mathbf{E}_l) \right] \quad [1.6]$$

où ω_l est la fréquence du laser et \mathbf{E}_l le champ électrique associé.

La composante transverse de la force, fait osciller l'électron dans la direction du champ laser. En présence d'un gradient électrique transverse, elle pousse les électrons en dehors des zones à plus fort champ. Le mouvement de l'électron est alors une oscillation en forme de huit (polarisation rectiligne) autour de sa position initiale. La composante longitudinale déforme la trajectoire de l'électron et produit une dérive de telle sorte que le huit ne peut plus être bouclé.

L'effet de cette force peut être plus intuitivement expliqué de façon suivante: les électrons dans le champ laser oscillent avec une vitesse \mathbf{v} , mais la force de Lorentz $-\mathbf{e}\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ les pousse dans la direction de propagation. Le sens de ce mouvement longitudinal change selon l'orientation réciproque des vecteurs vitesse et champ magnétique. Si l'amplitude de

l'onde est constante, le mouvement longitudinal se réduit à une oscillation autour de la position initiale et sera donc en moyenne nul. Si, par contre, l'amplitude laser varie, l'électron sera accéléré vers les régions de plus basse amplitude.

Maintenant supposons un champ électrique de la forme $\mathbf{E}_l = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) \cos \omega_l t$. En substituant dans l'équation [1.6] on obtient:

$$\mathbf{F}_{NL}(t) = -\frac{e^2}{4m_e \omega_l^2} \left[(\nabla \mathbf{E}_0^2) \cos 2\omega_l t + \nabla \mathbf{E}_0^2 \right]. \quad [1.7]$$

Nous voyons donc que la force non linéaire est composée de deux parties: une partie lentement variable dans le temps et une deuxième oscillant à $2\omega_l$. La moyenne dans le temps nous donne ce qu'on appelle la **force pondéromotrice**. Elle est directement proportionnelle au gradient du carré du champ laser et elle est donnée, pour un seul électron, par:

$$\mathbf{F}_P = -\frac{e^2}{4m_e \omega_l^2} [\nabla \mathbf{E}_0^2] = -\frac{e^2}{4m_e \omega_l^2} \nabla \left(\frac{I_l}{2c} \right) \quad [1.8]$$

La partie haute fréquence de l'équation [1.7] induit une absorption appelée "**chauffage $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$** ". Ce mécanisme a été étudié la première fois par Kruer et Estabrook (*Estabrook and Kruer, 1976; Kruer and Estabrook, 1985*). Il s'agit du couplage du courant associé aux électrons oscillants dans le champ électrique de l'onde laser avec le champ magnétique associé. Le mécanisme produit, autour d'une densité de $\approx 4n_{cr}$, un champ électrostatique à $2\omega_l$, qui reste confiné dans une région ayant des dimensions de l'ordre de l'épaisseur de peau. Ici, en raison de la haute fréquence, les électrons interagissent avec ce champ localisé de façon "non-adiabatique". Ce processus, non réversible, conduit alors, par l'intermédiaire de ces électrons, au chauffage du plasma. Kruer et Estabrook ont montré, à l'aide de simulations, que ce type d'absorption peut produire des électrons ayant une température de l'ordre de 50 keV pour une intensité de $I = 10^{16} \lambda(\mu m)^2 W cm^{-2}$ à incidence normale.

Nous avons donc vu que l'accélération d'électrons par la force pondéromotrice ou par "**chauffage $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$** " apparaît exclusivement lorsqu'on est en présence d'un gradient du champ laser. En fait, lorsque le faisceau laser se propage dans la cible, il existe toujours un gradient d'intensité. Plus l'amplitude de l'onde est grande, plus son effet devient important. En raison du profil radial de l'impulsion, le champ laser est plus intense au centre que sur les bords: les électrons sont donc chassés vers les zones externes en créant ainsi un canal le long de la propagation². De plus, en raison de l'amortissement de l'onde laser le long de sa

² Ce principe est à la base du mécanisme d'auto-focalisation du faisceau laser. La force pondéromotrice pousse le plasma en dehors du faisceau laser, de telle sorte que la fréquence plasma est plus faible au centre. L'indice de réfraction augmente et le plasma se comporte comme une lentille focalisante.

propagation dans la cible, un gradient longitudinal apparaît. Dans ces conditions, la force pondéromotrice induit également une poussée macroscopique de la matière vers l'intérieur de la cible, là où le champ laser est plus faible. Il en résulte un raidissement du gradient de densité.

I.3. CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE D'ELECTRONS: CAS DES EXPERIENCES EFFECTUEES

Dans le paragraphe précédent, nous avons décrit les mécanismes les plus importants du transfert de l'énergie laser en énergie des électrons rapides. Cependant, pour caractériser le faisceau d'électrons suprathérmiqes, il faudrait en préciser, hormis son énergie, plusieurs propriétés comme notamment sa distribution énergétique et son ouverture spatiale.

La complexité de la physique, intervenant lors de l'interaction laser-matière en régime femtoseconde, ne permet d'étudier les caractéristiques du faisceau d'électrons qu'à travers la comparaison avec des résultats expérimentaux ou des simulations numériques (PIC³) (voir par exemple (*Schlegel et al., 1999*)). Ces comparaisons permettent de déduire l'importance respective de tous les mécanismes décrits auparavant et de déterminer leur dépendance vis à vis des paramètres d'irradiation laser.

La source d'électrons rapides, au niveau de la surface éclairée de la cible, peut être typiquement décrite, par une distribution énergétique Maxwellienne:

$$f(\gamma, T_h) \approx \exp\left[-m_0 c^2 (\gamma - 1) / k_B T_h\right] \quad [I.9]$$

où γ est le facteur relativiste de Lorentz. On définit alors une température caractéristique du faisceau d'électrons suprathérmiqes T_h . Cette température peut être jusqu'à quelques ordres de grandeur supérieure à la température du plasma au sein duquel les électrons rapides sont accélérés. Cette distribution va se modifier au fur et à mesure que le faisceau d'électrons se propage dans la matière par les processus de ralentissement décrits dans le chapitre suivant. En plus, plusieurs populations différentes d'électrons rapides peuvent être créées, chacune caractérisée par une température différente. Cela peut être dû, d'un point de vue purement expérimental, à une focalisation non uniforme du faisceau laser qui entraîne la présence de sous-zones d'interaction éclairées par des flux laser différents. Mais des populations distinctes d'électrons peuvent aussi être le fruit de la grande variété des processus d'accélération impliqués (*Rousse et al., 1994; Teubner et al., 1996*).

³ Acronyme pour "Paricle in Cell".

Appliquons les notions exposées dans ce chapitre au cas des expériences effectuées dans le cadre de cette thèse. Nous avons travaillé essentiellement dans deux régimes laser, assez différents entre eux. Dans le premier cas (au RAL), nous avons une intensité sur cible de l'ordre de 10^{16} Wcm^{-2} avec une impulsion laser à la fréquence fondamentale ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$), de durée d'environ 5 ps . Dans ces conditions, nous nous attendons à une longueur de gradient autour de $0.5 \mu\text{m}$, si on suppose une vitesse d'expansion de 10^6 cm/s . Cette valeur n'est valable que comme ordre de grandeur. De plus, en travaillant à la fréquence fondamentale, nous ne pouvons pas exclure la présence d'un préplasma dû au piédestal de l'impulsion laser induisant une longueur de gradient bien plus importante. De plus, pour cette intensité, la pression de radiation du laser à la densité critique est d'environ 6 Mbar (cf. §: 1.2.2c), encore inférieure, alors, à la pression thermique du plasma à la densité critique (quelques dizaines de Mbar).

Parmi les deux mécanismes de génération d'électrons rapides les plus importants (l'absorption résonnante et la force pondéromotrice), celui qui domine dans ce cas est vraisemblablement celui de l'absorption résonnante. L'angle d'incidence optimum qui maximise l'absorption (cf. §: 1.2.2a) est ici de $\approx 33^\circ$ (pour $L_{\text{grad}} / \lambda \approx 0.5$). Pour ces conditions laser, nous avons alors adopté une configuration expérimentale avec un tel angle d'incidence, valeur qui a été également confirmée par des travaux expérimentaux récents (Schnürer et al., 1995).

Une estimation expérimentale de la température dans ce régime d'interaction est donnée par Beg et al (Beg et al., 1997). Les auteurs fournissent une loi d'échelle de la température des électrons en fonction de l'intensité laser, obtenue en comparant les résultats obtenus avec trois types de diagnostics différents:

$$T_h(\text{keV}) = 100 \left[\left(\frac{I_{\text{laser}}}{10^{17} \text{ Wcm}^{-2}} \right) \left(\frac{\lambda_{\text{laser}}}{\mu\text{m}} \right)^2 \right]^{1/3} \quad [I.10]$$

Ces expériences ont été effectuées sur la même installation laser, pour des conditions d'éclairement très similaires aux nôtres. Nous nous attendons donc à obtenir des températures électroniques allant jusqu'à 50 keV environ.

Dans le deuxième cas (au LULI), nous avons des intensités sur cible de l'ordre de 10^{18} - 10^{19} W/cm^2 . L'impulsion laser, doublée en fréquence, avait une durée de 350 fs . La longueur de gradient est alors d'environ 30 nm , très inférieure à la longueur d'onde laser. Le contraste laser étant de 10^8 , nous sommes en présence d'un gradient très raide. La pression de radiation laser est, en outre, plus de deux ordres de grandeurs plus élevée que dans le cas précédent. La force pondéromotrice et le "chauffage $J \times B$ " seront, dans ce cas, la principale responsable de l'accélération des électrons rapides.

L'estimation de la température des électrons pourrait être effectuée, dans ce cas, à l'aide des prévisions théoriques de Wilks (Wilks et al., 1992). Les auteurs évaluent de façon

heuristique la température à partir du calcul du potentiel pondéromoteur effectué avec des simulations PIC bidimensionnelles. La loi d'échelle proposée est la suivante:

$$T_h(\text{keV}) = 511 \left\{ \left[1 + 0.7 \left(\frac{I_{\text{laser}}}{10^{18} \text{Wcm}^{-2}} \right) \left(\frac{\lambda_{\text{laser}}}{\mu\text{m}} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad [\text{I.11}]$$

Nous obtenons alors une température d'environ 380-600 keV pour 10^{19}Wcm^{-2} . Signalons également que cette loi théorique a été vérifiée expérimentalement (*Malka and Miquel, 1996*), pour des intensités laser supérieures à 10^{19}Wcm^{-2} , et une impulsion laser à la fréquence fondamentale.

Compte tenu de l'utilisation du faisceau d'électrons rapides pour le chauffage et l'allumage du combustible nucléaire, l'ouverture spatiale représente aussi une caractéristique importante à étudier. Cette ouverture comprend en principe une ouverture initiale issue du processus d'accélération des électrons, et une liée aux processus d'interaction au cours de la propagation dans la matière. De façon plus générale, cet aspect de la caractérisation spatiale de la propagation des électrons dans la matière inclut l'étude de phénomènes de formation de jet, de focalisation relativiste et de filamentation du faisceau (*Pukov and Mayer-ter-Vehn, 1997*).

Nous verrons par la suite que des hypothèses sur le type de propagation spatiale des électrons rapides, spécifiques de nos conditions expérimentales, sont nécessaires afin de pouvoir interpréter correctement les résultats expérimentaux concernant la pénétration et le dépôt d'énergie.

Références

- Adam J.C. et al. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4765 (1997)
- Augst S. et al. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2212 (1989)
- Beg F.N. et al. *Phys. Plasmas* **4**, 447 (1997)
- Brunel F. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52 (1987)
- Brunel F. *Phys. Fluids* **31**, 2714 (1988)
- Campbell E.M. *Phys. Fluids B* **4**, 3781 (1992)
- Chen F.F. *"Introduction to Plasma Physics"* (Plenum Press, New York and London, 1974)
- Delettrez J. et al. *"Particle-in-Cell code simulations of the interaction of gaussian ultrashort laser pulses with targets of varying initial scale lengths"*. LLE REport, 58 (1994)
- Donavit J. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3052 (1992)
- Estabrook W.L. and Kruer K.G. *"JxB Plasma Heating by Very Intense Laser Light"*. UCRL-50021-76 (1976)
- Fallies F. *"Etude numerique et expérimentale de l'interaction d'une impulsion laser subpicoseconde avec cible solide."*. Thèse de l'Université de Paris VI (1994)
- Fuchs J. et al. *Phys. of Plasmas* **6**, 2563 (1999)
- Gamaly E.G. *Las. Part. Beams* **12**, 185 (1994)
- Gibbon P. and Bell A.R. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1535 (1992)
- Gibbon P. and Förster E. *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 769 (1996)
- Ginzburg V.L. *"Propagation of electromagnetic waves in plasma"* (Gordon and Breach, Science Publishers, New York, 1960)
- Grimes M.K. et al. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4010 (1998)
- Guérin S. et al. *Phys. Plasmas* **2**, 2807 (1995)
- Guethlein G. et al. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1055 (1996)
- Ilkov F.A. et al. *Journal of Physics B* **25**, 4005 (1992)
- Keldysh L.V. *Sov. Phy. JETP* **20**, 1307 (1964)
- Kruer W.L. *Phys. Fluids* **22**, 1111 (1979)
- Kruer W.L. *"The physics of laser plasma interactions"* (Addison-wesley publishing company, Redwood City, California, 1988)
- Kruer W.L. and Estabrook K. *Phys. Fluids* **28**, 430 (1985)
- Lefebvre E. and Bonnaud G. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2002 (1995)
- Luther-Davies B. et al. *Laser Physics* **1**, 325 (1991)
- Malka G. and Miquel J.L. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 75 (1996)
- Ng A. et al. *Phys. Rev. E* **51**, 5208 (1995)
- Price D.F. et al. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 252 (1995)
- Pukov A. and Mayer-ter-Vehn J. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2686 (1997)
- Quesnel B. *"Effets relativistes dans l'interaction laser-plasma à très haut flux: instabilités paramétriques électroniques et force pondéromotrice"*. Thèse de l'Ecole Polytechnique (1998)

- Rousse A. et al. *Phys. Rev. E* **50**, 2200 (1994)
- Rozmus W. and Tikhonchuk V.T. *Phys. Rev. A* **42**, 7401 (1990)
- Rozmus W. and Tikhonchuk V.T. *Phys. Rev. A* **46**, 7810 (1992)
- Schlegel T. et al. *Phys. Rev. E* **60**, 2209 (1999)
- Schnürer M. et al. *Phys. Plasmas* **2**, 3106 (1995)
- Spitzer L. and Härm J.R. *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953)
- Teubner U. et al. *Phys. Rev. E* **54**, 4167 (1996)
- Weibel E.W. *Phys. of Fluids* **10**, 741 (1967)
- Wilks S.C. *Phys. Fluids B* **5**, 2603 (1993)
- Wilks S.C. et al. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992)
- Yang T.Y.B. et al. *Phys. Plasmas* **2**, 3146 (1995)

CHAPITRE II

Plan du chapitre II:
PROPAGATION DES ELECTRONS RAPIDES DANS LA
MATIERE: RAPPELS THEORIQUES

II.1. LES EFFETS COLLISIONNELS: LA DIFFUSION DES ELECTRONS RAPIDES

II.1.1. La dispersion angulaire

II.1.2. La perte d'énergie: le pouvoir d'arrêt

II.1.2a. propagation dans un solide froid

II.1.2b. propagation dans un plasma chaud

II.2. LES EFFETS DU CHAMP ELECTRIQUE INDUIT

II.2.1. La séparation de charge, le courant de retour

II.2.2. La description de la conductivité

II.3. LE RAYONNEMENT K_{α} COMME DIAGNOSTIC DES ELECTRONS RAPIDES

II.3.1. La génération du rayonnement K_{α}

II.3.2. Caractéristiques spectrales de l'émission

II.4. BUT ET PRINCIPE DES EXPERIENCES EFFECTUEES

II.5. LES CODES NUMERIQUES: SIMULATION DE LA PROPAGATION

II.5.1. Le code collisionnel

II.5.2. Le code "hybride"

II

Propagation des électrons rapides dans la matière: rappels théoriques

Nous nous proposons dans ce chapitre d'examiner la propagation des électrons suprathermiques, créés selon les mécanismes décrits dans le chapitre précédent. La matière dans laquelle ils se propagent peut être solide ou éventuellement chauffée et/ou comprimée par des sources extérieures.

La propagation dans la matière d'un faisceau de particules chargées, est un processus complexe faisant intervenir plusieurs mécanismes, qui dépendent non seulement des conditions locales de la cible, mais également de l'énergie des particules incidentes. Au cours de la propagation, la distribution énergétique aussi bien spatiale que temporelle du faisceau, se modifie, ce qui implique, au fur et à mesure, des mécanismes différents d'interaction. De plus, le passage même du faisceau apporte des altérations au milieu dans lequel il se propage comme, notamment, le chauffage dû au dépôt d'énergie.

Par rapport au cas déjà largement étudié d'un faisceau "externe" de particules traversant un matériau, les électrons suprathermiques sont ici produits à "l'intérieur" même de la cible. Ceci altère la neutralité de la matière en générant des charges d'espace et des processus liés aux champs électriques ainsi produits.

De façon générale, la propagation du faisceau d'électrons dans la matière s'accompagne toujours:

- ▷ d'une déflexion de la direction de propagation par rapport à la direction initiale
- ▷ d'une perte d'énergie.

Les processus physiques fondamentaux qui en sont à l'origine, et qui interviennent lors de la propagation, sont essentiellement:

- ▶ des **effets de type collisionnel**, dus à la diffusion élastique et inélastique des électrons sur les atomes et les électrons du milieu traversé
- ▶ des **effets électriques et magnétiques** dus aux champs qui sont générés à l'intérieur et à l'extérieur de la cible.

Ces derniers phénomènes sont en quelque sorte "auto-cohérents", car les champs électriques et magnétiques sont produits par le courant associé au faisceau d'électrons.

II.1. LES EFFETS COLLISIONNELS: LA DIFFUSION DES ELECTRONS RAPIDES

Les collisions coulombiennes des particules chargées avec les atomes ou les électrons de la matière peuvent être du type élastique ou inélastique. Les deux mécanismes conduisent à une déflexion angulaire et à une perte d'énergie du faisceau de particules. Toutefois, ce sont les collisions inélastiques qui assurent la plus grande partie de la perte d'énergie des électrons incidents. Dans ce cas, l'énergie échangée entre les deux particules, est transférée au milieu sous forme d'énergie d'excitation, d'ionisation ou d'émission de rayonnement. L'état des atomes peut par conséquent être modifié. Dans le cas des collisions élastiques, par contre, l'énergie totale du système des deux corps après la collision se conserve. Une petite partie de l'énergie de l'électron incident est cédée en énergie de recul de l'atome sans que son état en soit altéré. Dans la littérature, on considère souvent les collisions élastiques comme ayant lieu avec les atomes de la matière, et les collisions inélastiques avec les électrons atomiques. A cause de la grosse différence de masse, les collisions élastiques représentent une petite contribution au transfert d'énergie, mais contribuent le plus, comme on va le voir, à la dispersion angulaire du faisceau électronique.

II.1.1 La dispersion angulaire

Nous allons, en premier lieu, considérer la déflexion angulaire provoquée par les collisions élastiques. A cet égard, rappelons brièvement les notions de base de la théorie de Rutherford (*Jackson, 1962*) sur les collisions coulombiennes.

Pour une collision simple, l'angle de diffusion d'un électron de vitesse v de masse m sur un atome de charge Z et de masse M satisfait la relation $\operatorname{tg} \vartheta / 2 = e^2 Z / \mu v^2 b$ où $\mu = mM / m + M$ est la masse réduite du système et b le paramètre d'impact (distance entre les trajectoires des deux particules qui se heurtent). L'angle de diffusion est donc d'autant plus important que la vitesse initiale de l'électron est petite. Au fur et à mesure que les électrons se

propagent dans la cible, ils ralentissent et se dispersent donc toujours plus. De plus, seuls les paramètres d'impact très petits donnent lieu à des angles de diffusion importants. Ce type de collisions, peu probable, correspond au cas où l'énergie cinétique de l'électron incident se rapproche de l'énergie potentielle coulombienne. De façon générale, le cas opposé, caractérisé par un grand paramètre d'impact et conduisant à des déflexions petites, est beaucoup plus probable.

La probabilité de diffusion élastique à l'intérieur d'un matériau s'exprime à partir de la section efficace (*Landau and Lifchitz, 1967*) qui a été originellement évaluée par Rutherford de façon classique dans le cas d'un potentiel coulombien de source ponctuelle. Dans les deux cas limites, de grands et de petits paramètres d'impact, la description classique n'est plus valable. Dans le premier cas, correspondant physiquement à des faibles énergies incidentes, la déviation au comportement classique est due à l'influence du "jellium" atomique. Son effet est d'écranter le potentiel de Coulomb qui décroît ainsi beaucoup plus rapidement. On peut alors parler d'une taille finie de la diffusion qui fait apparaître un angle de seuil au-dessous duquel la probabilité de collision élastique tombe à zéro.

La section efficace de Rutherford écrantée, qui corrige la surestimation du calcul original dans le cas de paramètres d'impact élevés, s'écrit (*Browning, 1991*):

$$\sigma_R(\text{cm}^2) = 5.21 \cdot 10^{-21} \frac{Z^2}{E_0^2} \frac{\pi}{\alpha(\alpha + 1)}. \quad [\text{II.1}]$$

Dans cette expression $\alpha = 3.4 \cdot 10^{-3} (Z^{0.67}/E_0)$ est la constante d'écran, E_0 l'énergie de l'électron incident en keV et Z la charge de l'atome. Le nombre de collisions élastiques est beaucoup plus important dans un matériau à Z élevé. Dans les matériaux lourds, de plus, les angles de déflexions, à parité d'énergie incidente, sont plus larges ($\text{tg } \vartheta/2 \propto Z$). Il en résulte que le faisceau d'électrons est très élargi et pénètre moins en profondeur par rapport au cas d'un matériau à bas numéro atomique. Nous remarquons aussi que, la section efficace étant proportionnelle à $1/E^2$, la probabilité de diffusion élastique diminue avec l'énergie des d'électrons, en favorisant ainsi la propagation.

Dans la limite opposée des paramètres d'impact très faibles, la section efficace s'écarte de l'approche classique de Rutherford, en raison de la taille finie du noyau atomique. L'approximation d'un potentiel de Coulomb de source ponctuelle n'est effectivement plus valable (l'électron se rapproche considérablement du noyau) et la distribution de charge nucléaire doit alors être prise en compte. Cependant, cet effet se manifeste exclusivement pour des énergies incidentes véritablement élevées (pour lesquelles la longueur d'onde de de Broglie, associée à l'électron, devient comparable aux dimensions nucléaires), et n'entre pas dans les cas traités dans ce travail.

Mentionnons brièvement l'existence de calculs plus précis, où l'on tient compte des effets de spin et des effets relativistes à partir de la résolution de l'équation de Dirac (ces calculs parviennent à la "section efficace de Mott" (Reimer, 1985)). Dans ce traitement plus complet, il est également possible (à l'aide de la méthode de résolution des ondes partielles) de décrire plus correctement la diffusion élastique en dehors des conditions imposées par l'approximation de Born, qui a été utilisée pour l'évaluation de la [II.1]. Dans cette approximation, on considère l'énergie potentielle de l'électron dans le champ coulombien petite par rapport à son énergie cinétique. De cette manière, le champ diffusant peut être considéré comme une perturbation (autrement dit, l'électron incident ne subit qu'une seule collision avec l'atome). On peut en effet montrer que l'approximation de Born perd sa validité lorsque l'énergie incidente des électrons est inférieure à l'énergie de seuil $E_{seuil} (eV) \approx 15 \cdot Z^2$ où Z est le numéro atomique. Ce cas est hors d'intérêt dans ce travail, où l'énergie moyenne des électrons rapides créés est de l'ordre de la centaine de keV.

En définitive, l'électron subit en moyenne au cours de sa propagation un grand nombre de collisions élastiques confinées à des angles généralement limités. L'angle d'ouverture final d'un faisceau sera donc la superposition statistique des nombreuses déflexions subies.

Le traitement statistique des collisions à petits angles, indépendantes entre elles, conduit à une distribution angulaire du faisceau d'électrons, dans le plan perpendiculaire à la direction incidente, du type gaussien avec une largeur caractéristique donnée par l'angle moyen de déflexion. Les déflexions à grand angle, au contraire, sont beaucoup moins fréquentes et généralement individuelles (l'électron y perd toute son énergie).

L'angle moyen de déflexion, caractéristique du faisceau d'électrons, après un trajet d'épaisseur t dans la matière, peut être écrit sous la forme (Hubbel and Birkhoff, 1982):

$$\langle \Theta^2 \rangle = t \frac{8\pi N_A r_0^2 \cdot Z(Z+1)(1-\beta^2)\rho}{A\beta^4} \left\{ \ln \left[\frac{\beta}{\alpha Z^{1/3} (1-\beta^2)^{1/2}} \right] + 0.56 - \left(1 + \frac{\beta^2}{4} \right) \right\} \quad [II.2]$$

où $N_A = 6.023 \cdot 10^{23}/mole$ est le nombre d'Avogadro, $r_0 = 2.8 \cdot 10^{-15} m$ est le rayon classique de l'électron, A , et Z sont les nombres de masse et atomique, ρ est la densité du milieu, $\alpha \approx 1/137$ est la constante de structure fine et $\beta = v/c$ est le rapport de la vitesse des électrons sur la vitesse de la lumière.

Dans ces conditions, un faisceau d'électrons d'énergie moyenne de 200 keV, aura une ouverture angulaire de $\approx 50^\circ$ après un trajet de 50 μm dans une cible d'aluminium.

La figure 2.1 montre l'angle de déflexion moyen, calculé suivant l'expression [II.2] dans le cas de l'aluminium et du plastique, pour des électrons incidents monoénergétiques, de 200 et 500 keV. L'effet de la dispersion, beaucoup plus fort dans l'aluminium, décroît lorsque l'énergie augmente.

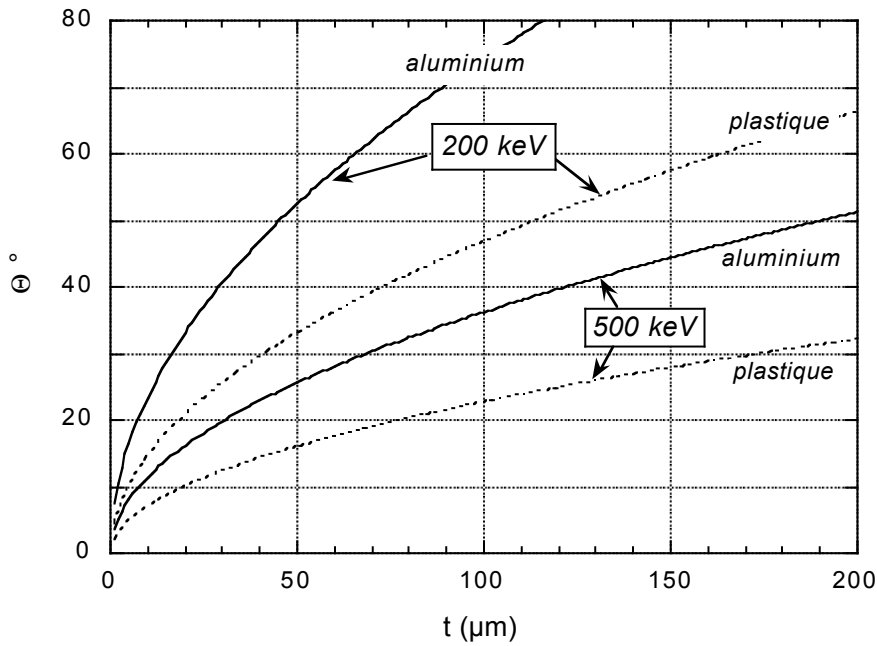


Fig.2.1. Angle de déflexion moyen dû aux collisions élastiques, en fonction de l'épaisseur traversée, pour deux énergies et deux matériaux différents.

Dans nos expériences, nous avons utilisé des cibles d'aluminium d'épaisseur maximum de $300 \mu\text{m}$ et des cibles en plastiques d'épaisseur maximale de $400 \mu\text{m}$. L'effet de dispersion angulaire, dans l'hypothèse que seules les collisions interviennent dans le mécanisme de propagation, est très important et conduit à une augmentation appréciable du chemin effectif parcouru par les électrons dans la cible.

Les collisions inélastiques, responsables surtout d'une grosse perte d'énergie, conduisent également à une dispersion angulaire, dont l'estimation peut être donné par l'angle de déflexion suivant (Egerton, 1986):

$$\bar{\theta} \approx \frac{\bar{E}}{(E_0 + m_e c^2)(v/c)^2} \quad [II.3]$$

où \bar{E} est l'énergie moyenne perdue, E_0 et v l'énergie et la vitesse incidentes. On observe donc que les collisions inélastiques sont confinées à des angles beaucoup plus petits que dans le cas élastique. Par exemple, pour des électrons de 200 keV , en supposant que toute leur énergie soit perdue dans la propagation, l'angle est inférieur à 1° . Dans le cas des collisions inélastiques, la déflexion est inférieure de plus d'un ordre de grandeur et sa contribution est suffisamment faible pour être négligée.

Les formules présentées, faisant intervenir des valeurs moyennes, donnent un bon ordre de grandeur de la dispersion angulaire mais, comme on va le voir dans la suite, les processus collisionnels ne sont pas les seuls à modifier les caractéristiques spatiales du faisceau.

II.1.2 La perte d'énergie: le pouvoir d'arrêt.

Nous avons déjà mentionné qu'en raison du rapport de masse très grand, la perte d'énergie lors d'une collision élastique d'un électron sur un atome de la cible est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle d'une collision inélastique. L'énergie maximale échangée (qui correspond au cas d'une collision frontale, beaucoup moins probable d'ailleurs, qu'une collision à petit angle) s'écrit sous la forme:

$$\left(\Delta E_{max}\right)_{el} = 2\gamma^2 v^2 \mu^2 / M \approx \frac{E_0(E_0 + 2mc^2)}{918 \cdot mc^2 \cdot A} \quad [II.4]$$

où A est la masse atomique du noyau et E_0 l'énergie incidente. Dans une cible d'aluminium, la fraction d'énergie maximale perdue par collision élastique varie entre 0.009 % et 0.016 % pour des énergies allant de 100 KeV à 1 MeV. Cette perte d'énergie est largement plus faible que la perte moyenne d'énergie associée à une collision inélastique. Toutefois, au cours de sa pénétration, l'électron subit un grand nombre de collisions élastiques. L'énergie effective perdue, qui est la somme des tous les chocs élastiques, peut devenir importante.

Afin d'évaluer la contribution réciproque de ces deux types de collisions, une expression pratique a été établie par Reimer (*Reimer, 1985*), dans laquelle le rapport entre la section efficace inélastique et élastique est exprimé en fonction du numéro atomique de la matière traversée: $\sigma_{inel} / \sigma_{el} = 20 / Z$. Cette relation a été validée par des mesures de transmission effectuées sur des échantillons solides de numéros atomiques variant de 4 à 50. Dans des éléments très lourds exclusivement, la probabilité de choc élastique devient tellement importante que la perte d'énergie associée ne peut plus être négligée.

Dans notre cas, nous utilisons de matériaux de propagation de $Z=13$ maximum. Nous pouvons alors considérer que la perte d'énergie des électrons est principalement due aux collisions inélastiques.

Considérons maintenant ce cas, qui est le principal responsable du ralentissement des électrons dans la cible. Le ralentissement d'un électron s'exprime comme l'énergie moyenne perdue par unités de longueur dE/dx . Cette quantité, appelée **pouvoir d'arrêt**, est fonction de l'énergie incidente et des caractéristiques du matériau. Elle est donnée par l'énergie totale perdue due à l'ensemble des collisions ayant lieu dans le volume $2\pi b \cdot db \cdot dx$ (b étant le paramètre d'impact):

$$\frac{dE}{dx} = -2\pi \cdot n_a \int_{b_{min}}^{b_{max}} \Delta E(b) \cdot b \cdot db \quad [II.5]$$

où n_a est le nombre d'atomes par unité de volume et $\Delta E(b)$ est l'énergie échangée par collision. Cette dernière s'exprime en fonction du paramètre d'impact:

$$\Delta E(b) = \frac{2\gamma^2 e^4}{mv^2 b^2} \quad [II.6]$$

Nous pouvons ainsi écrire le pouvoir d'arrêt sous la forme générale:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi n_a \gamma^2 e^4}{mv^2} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) = -\frac{4\pi n_a \gamma^2 e^4}{mv^2} L_{atome} \quad [II.7]$$

La quantité L_{atome} est appelée "**nombre d'arrêt**" (ou "stopping number" en anglais). Il dépend des caractéristiques du matériau, de l'énergie incidente, et tient compte des différents types de mécanismes de transformation de l'énergie échangée dans la collision. Traitons d'abord le cas d'un solide froid.

II.1.2.a propagation dans un solide froid

Les mécanismes responsables de la perte d'énergie dans ce cas sont:

- ▶ l'ionisation ou l'excitation des atomes de la matière. L'énergie de l'électron incident est cédée à un électron atomique, qui sera soit excité à un niveau énergétique supérieur soit expulsé de l'atome.
- ▶ l'émission de rayonnement par "bremstrahlung" due à l'interaction avec le champ électrique du noyau
- ▶ l'interaction nucléaire entre les particules incidentes très énergétiques et les noyaux atomiques.
- ▶ l'endommagement du réseau cristallin et la destruction des liens moléculaires.

Nous n'allons considérer ici que les deux premiers processus, étant donné que les deux derniers sont exclusivement présents que pour des énergies extrêmes.

Par conséquent, nous pouvons écrire le pouvoir d'arrêt total comme la somme de deux termes, un terme décrivant l'ionisation et un terme tenant compte des effets de rayonnement:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad [II.8]$$

Le cas du pouvoir d'arrêt "d'ionisation" est décrit par la théorie de Bethe-Bloch (Bethe, 1930; Bloch, 1934) dans le cas des particules "rapides". Comme rapides on sous-entend des particules qui ont une vitesse supérieure à celles des électrons atomiques. La limite inférieure de validité de cette théorie correspond à une énergie incidente de 10 keV environ. Le pouvoir d'arrêt "d'ionisation" (appelé souvent dans la littérature simplement pouvoir d'arrêt collisionnel), doit être calculé en tenant compte de la section efficace d'excitation de chacune des transitions possibles de l'atome. Dû à la seule contribution des électrons liés, le "nombre d'arrêt" d'ionisation, dans la méthode de Bethe-Bloch, s'écrit: $L_{liés} = \ln(mv^2 E_0 / 2I_{ion}^2)$. Un traitement quantique complet, dans le cas relativiste, conduit à la formule suivante (Turner, 1995):

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = - \frac{4\pi Z N_a \rho}{A} \frac{e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \frac{\tilde{E} \sqrt{\tilde{E} + 2}}{\sqrt{2} \tilde{I}} + \frac{1}{2} (1 - \beta^2) + \frac{1}{8} \tilde{E}^2 - (2\tilde{E} + 1) \ln 2 \right] \quad [II.9]$$

où $\tilde{E} = E_0 / m_e c^2$ est l'énergie moyenne des électrons incidents, et $\tilde{I} = I_{ion} / m_e c^2$ est le potentiel moyen d'ionisation de la matière traversée (moyenné sur toutes les transitions possibles). Dans la limite des très hautes énergies (et des matériaux très denses), la validité de la formule [II.9] est limitée par l'effet de densité (introduit à l'origine par Fermi (Jackson, 1962)). Cette formule a été, en effet, obtenue en supposant que les énergies transférées dans chaque collision avec un électron atomique peuvent être additionnées. Lorsque l'énergie de l'électron incident est très élevée, par contre, le paramètre d'impact maximum peut être très important par rapport aux dimensions atomiques. Dans ces conditions, la perturbation au champ diffusant de l'atome induite par les atomes voisins n'est plus négligeable. Celle-là modifie alors la réponse lors de la collision avec l'électron incident et, par conséquent, l'interaction revêt un caractère collectif. L'effet total est une diminution du pouvoir d'arrêt à très hautes énergies.

Le potentiel d'ionisation moyen représente un paramètre clef de la formule de Bethe-Bloch, dans le sens où il contient toutes les informations sur la matière traversée. Sa détermination nécessite en principe la connaissance de la structure électronique détaillée de l'atome, la molécule ou le solide en question. En pratique c'est une quantité qui ne peut pas être calculée de façon exacte sauf pour les atomes les plus simples, pour lesquels les forces d'oscillateurs sont bien connues. Il peut toutefois être déterminé de façon expérimentale, grâce à des mesures de pouvoir d'arrêt dans des matériaux où la théorie présentée est applicable sans grosses approximations: les particules α sont souvent utilisées dans ce but. Le rapport ICRU (ICRU, 1994) regroupe les valeurs du potentiel d'ionisation moyen, issues des mesures de longueur de pénétration, pour un grand nombre d'éléments simples et de mélanges. Dans le tableau 2.1 j'indique les valeurs de I_{ion} d'intérêt dans ce travail de thèse.

Des formules empiriques existent aussi pour l'estimation de I_{ion} comme, par exemple, celle donnée par Berger (*Berger and Seltzer, 1964*) (valable pour $Z \geq 13$):

$$I_{ion}(eV) = 9.76 \cdot Z + 58.8 \cdot Z^{-0.19} \quad [II.10]$$

Les valeurs de I_{ion} calculés avec l'expression [II.10] sont aussi donnés dans le tableau 2.1 (pour les éléments simples exclusivement).

	$I_{ion} (eV) - ICRU$	$I_{ion} (eV) - Berger$
<i>Aluminium</i>	166	163
<i>Polyéthylène</i>	57.4	
<i>Molybdène</i>	424	439
<i>Palladium</i>	470	477
<i>Plastique chloré (PVDC)</i>	108.2	

Tab.2.1. Valeurs du potentiel d'ionisation moyen des matériaux utilisés dans nos expériences. Dans la première colonne les valeurs, obtenues de façon expérimentale, tirées du rapport ICRU. Dans la seconde, les valeurs calculées avec la formule empirique [II.10]

Seule une précision modérée sur I_{ion} est, d'ailleurs, nécessaire afin de déterminer le pouvoir d'arrêt d'ionisation des électrons, en raison de sa dépendance logarithmique. En outre, à hautes énergies, le pouvoir d'arrêt devient presque indépendant du potentiel d'ionisation moyen. Dans la limite des basses énergies, par contre, seuls les électrons des couches d'énergie d'ionisation supérieure à l'énergie incidente, contribuent au ralentissement. La valeur de I_{ion} devrait alors être remplacée par une valeur effective plus petite, qui dépend de l'énergie incidente.

Le pouvoir d'arrêt radiatif, dû à l'émission de rayonnement par Bremsstrahlung, ne peut être exprimé de manière analytique que dans les deux cas suivants (*Bethe and Heitler, 1934*): le premier concerne les énergies incidentes relativement petites, pour lesquelles il n'y a pas d'effet d'écrantage du champ du noyau par les électrons atomiques; le second concerne les énergies incidentes très importantes.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = n_a \alpha Z^2 r_0^2 E_0 \left[4 \ln 2\tilde{E} - \frac{4}{3} \right] \quad \text{pour } 1 \ll \tilde{E} \ll \alpha^{-1} Z^{-1/3} \quad [II.11]$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = n_a \alpha Z^2 r_0^2 E_0 \left[4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right] \quad \text{pour } \tilde{E} \gg \alpha^{-1} Z^{-1/3}$$

Ici, n_a est le nombre d'atome de la matière traversée, α est la constante de structure fine, Z est le numéro atomique, et r_0 est le rayon classique de l'électron.

A la différence du pouvoir d'arrêt "d'ionisation", le pouvoir d'arrêt "radiatif" est proportionnel à l'énergie incidente. Les électrons incidents qui contribuent le plus à l'émission radiative sont les plus énergétiques. De plus le pouvoir d'arrêt radiatif, proportionnel à Z^2 , est très élevé pour les éléments lourds.

De façon plus pratique, la perte d'énergie par émission de rayonnement peut être comparée à celle d'ionisation par le rapport suivant:

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ion}} \approx \frac{Z \cdot E}{1600 \cdot m_e c^2} \quad [II.12]$$

L'énergie incidente pour laquelle les mécanismes radiatifs deviennent prédominants doit être telle que $E > 1600 \cdot m_e c^2 / Z$. Cette valeur limite vaut, dans le cas d'un élément très lourd comme le plomb ($Z = 82$), $\approx 9.8 \text{ MeV}$. Dans nos expériences, nous utilisons deux types de matériaux de propagation: plastique et aluminium. Dans ces deux, la perte d'énergie par bremsstrahlung peut tout à fait être négligée car les énergies limites correspondant, de 125 MeV pour le plastique et de 63 MeV pour aluminium, sont largement supérieures aux énergies moyennes obtenues expérimentalement. Pour ce qui concerne les deux couches fluorescentes, de molybdène ($Z = 42$) et palladium ($Z = 46$), les énergies limites correspondantes valent 19.4 MeV et 17.7 MeV respectivement. Nous allons dans ce cas aussi négliger les pertes radiatives. Nous nous attendons, en effet, à ce que seule une fraction minimale d'électrons, ait, après avoir traversé la couche de propagation, une énergie suffisante pour produire de façon importante du rayonnement de bremsstrahlung.

Précisons pour finir que les pouvoirs d'arrêt d'ionisation et radiatif se différencient également par la localisation du dépôt d'énergie. Dans le deuxième cas, un réel transfert d'énergie entre le faisceau d'électrons rapides et la matière a lieu exclusivement lorsque le rayonnement est ensuite réabsorbé. L'absorption peut avoir lieu très loin des régions où les électrons ont été ralentis. Ces deux mécanismes de ralentissement conduisent alors à un chauffage différent. Le rayonnement émis peut, de plus, ne pas être absorbé, et, dans ce cas, aucun apport énergétique n'est fourni à la matière.

II.1.2.b la propagation dans un plasma chaud

Quand la cible solide, où les électrons suprathermiques se propagent, est chauffée (par un laser ou par les électrons eux-mêmes), un plasma se crée, caractérisé par une ionisation moyenne Z^* , directement liée à sa température T_p . Le degré d'ionisation a un effet très important sur plusieurs propriétés du plasma. De façon générale, il provoque un

transfert d'électrons entre la population des liés et des libres. Cela altère les mécanismes collisionnels aussi bien que les propriétés électriques, comme on le verra plus loin. La détermination de Z^* requiert en principe une connaissance complète des niveaux d'énergie de l'ion. Le modèle statistique de Thomas-Fermi (*Feynman et al., 1949*) permet de traiter de façon simple le cas de la matière portée à des conditions extrêmes de densité et température. Il prédit notamment le comportement de plusieurs paramètres thermodynamiques de façon satisfaisante surtout dans la limite des plasmas très denses. Dans ce modèle "moyen", le degré d'ionisation dans un plasma satisfait une loi d'échelle avec la température T_p et la densité ρ donnée par:

$$Z^* = Z \cdot f\left(\frac{T_p}{Z^{4/3}}, \frac{\rho}{Z \cdot A}\right) \quad [\text{II.13}]$$

où Z et A sont le numéros atomique et de masse respectivement. Une expression analytique simple de cette loi d'échelle, dans les cas des métaux, a été établie par More (*More, 1981*). Elle s'écrit en fonction des plusieurs paramètres numériques. Afin de ne pas alourdir excessivement cette présentation, nous renvoyons à la référence pour son expression complète et nous montrons dans la figure 2.2 son évolution en fonction de la température du plasma, dans le cas de l'aluminium. Pour $T = 0.025$ eV, l'expression de More donne bien la valeur $Z^* \approx 2.4$ correspondant aux nombre d'électrons présents dans la bande de conduction.

En présence d'un plasma chaud, les pouvoirs d'arrêt d'ionisation et radiatif sont alors modifiés en raison de la variation des populations électroniques (des libres et des liés) et de la charge moyenne de la population ionique.

Le pouvoir d'arrêt d'ionisation, en particulier, diminue lorsque la température du plasma augmente. Cette tendance provient d'effets simultanés. D'une part, le nombre d'électrons liés décroît, le pouvoir d'arrêt devenant alors:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}^{Z^*} = \frac{Z - Z^*}{Z} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \quad [\text{II.14}]$$

D'autre part, le potentiel d'ionisation moyen augmente en raison de la diminution de l'écrantage du noyau. Une loi d'échelle pour le potentiel d'ionisation moyen, toujours dans la limite de validité de la théorie de Thomas-Fermi, a été proposée par More (*More, 1985*):

$$I_{ion}^{Z^*} \text{ (eV)} = a \cdot Z \frac{\exp\left[1.29\left(Z^*/Z\right)^{(0.72-0.18Z^*/Z)}\right]}{\sqrt{1 - Z^*/Z}} \quad [\text{II.15}]$$

où a est un coefficient empirique, approximativement égal à 10 eV. Dans la figure 2.2 nous avons également reporté le comportement de $I_{ion}^{Z^*}$ en fonction de la température du plasma, calculé suivant l'expression [II.15], dans le cas de l'aluminium. A la température ambiante, correspondant à $Z^* \approx 2.4$, la formule [II.15] donne un potentiel d'ionisation de $I_{ion} \approx 215$ eV, valable dans la limite de précision du paramètre a , un peu supérieur à la valeur expérimentale de 166 eV (tab. 2.1).

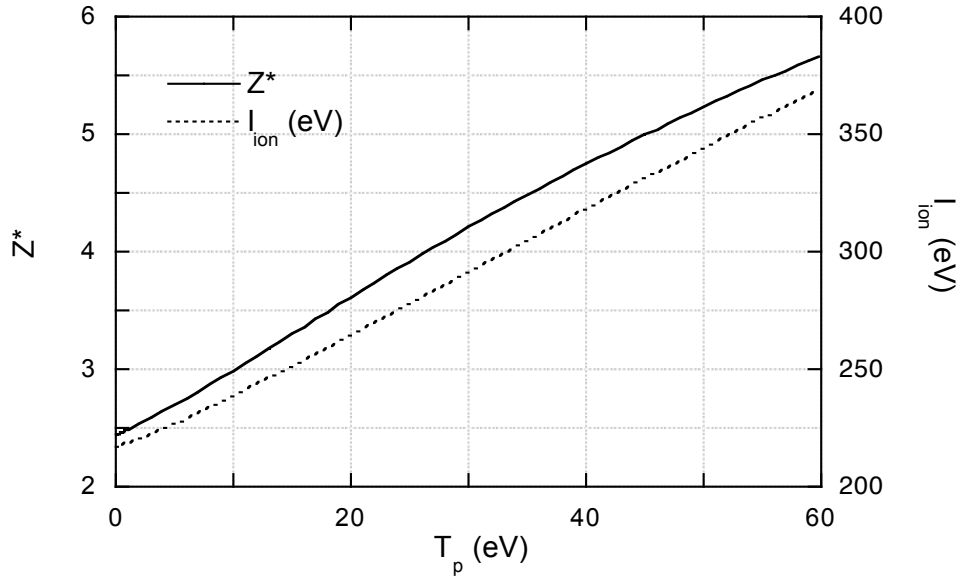


Fig.2.2. Etat d'ionisation Z^* et potentiel d'ionisation moyen I calculés avec les formules de More, en fonction de la température du plasma, dans le cas de l'aluminium.

Le pouvoir d'arrêt radiatif augmente avec la température. L'ionisation conduit, en effet, à un écrantage du champ coulombien du noyaux inférieur. La contribution à la perte totale d'énergie reste toutefois négligeable.

En présence d'un plasma chaud, non seulement ces deux contributions au pouvoir d'arrêt changent, mais des mécanismes supplémentaires se manifestent, dus à la présence d'une population d'électrons libres dans le plasma. Ils sont:

- ▶ l'interaction non collective avec les électrons libres du plasma $\rightarrow b < \lambda_D$
- ▶ l'interaction avec les oscillations de Langmuir $\rightarrow b > \lambda_D$

Pour des paramètres d'impact inférieurs à la longueur de Debye, les électrons incidents "voient" les électrons du plasma réellement libres. Au delà, les électrons incidents interagissent avec les modes collectifs du plasma en perdant ainsi leur énergie.

Nous pouvons alors écrire le pouvoir d'arrêt total dans un plasma, comme la somme de quatre contributions (Val'chuk et al., 1995) :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot}^{Z^*} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}^{Z^*} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}^{Z^*} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{libres} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{plasma} \quad [II.16]$$

La contribution des électrons libres, obtenue en utilisant la section efficace relativiste de Møller (Nardi and Zinamon, 1978), s'écrit:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{libres} = -Z^* n_a \frac{4\pi e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \frac{1}{\sqrt{2} \sqrt{\tilde{E}_{min}}} + \frac{1}{16} \left(\frac{\tilde{E}}{\tilde{E}+1} \right)^2 - \frac{2\tilde{E}+1}{2(\tilde{E}+1)^2} \ln 2 + \frac{1}{2} - \frac{\ln 2}{2} \right] \quad [II.17]$$

$\tilde{E}_{min} \approx (\lambda_{dB}/L)^2$ où λ_{dB} est la longueur d'onde de de Broglie associée à l'électron rapide incident et L représente le paramètre d'impact maximum pour lequel l'énergie perdue est minimum. L'expression [II.17] n'est valable que lorsque $2\tilde{E}_{min} < 1$. Dans un plasma "classique", le paramètre L est identifiable avec la longueur de Debye λ_D , qui donne la distance moyenne entre les particules. Cependant, lorsque la densité du plasma augmente et les effets de corrélation ionique deviennent importants (cf. §:III.1.4 aussi), λ_D , perd de signification car elle devient plus petite de la distance interionique moyenne, donnée par le rayon de la sphère ionique $R_0 = (3n_i/4\pi)^{-1/3}$. Dans ces conditions, une définition plus appropriée du paramètre L peut s'écrire $L = \max[\lambda_D, R_0]$.

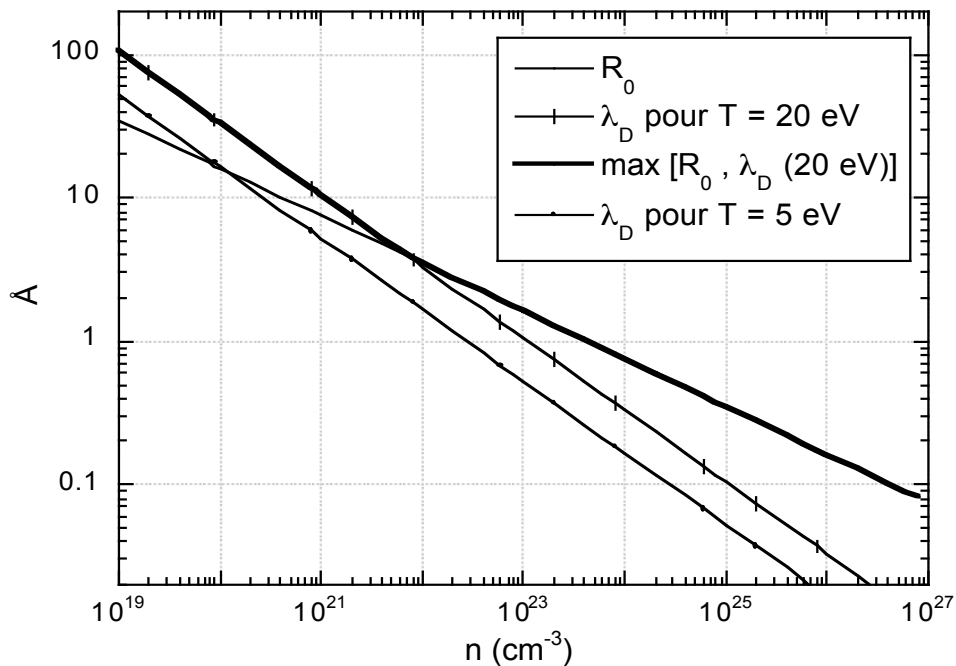


Fig.2.3. Evolution du paramètre d'impact maximum, avec la densité du plasma. Il est défini comme le maximum entre la longueur de Debye (calculée pour deux températures différentes) et le rayon de la sphère ionique R_0 .

A titre d'exemple, nous montrons dans la figure 2.3, l'évolution de ce paramètre en fonction de la densité de particules n . Le rayon R_0 et la longueur de Debye pour deux températures électroniques différentes (5 eV et 20 eV) sont également montrés. Plus la température est élevée, plus la densité à laquelle ces deux longueurs caractéristiques sont égales est élevée.

La longueur de de Broglie associée à l'électron incident, pour les densités très élevées auxquelles on s'attend, par exemple, dans le scénario de la FCI, ne devient comparable à la distance L que pour des énergies incidentes relativement faibles, au-dessous de 1 keV. A la densité du solide, en revanche, elle est toujours inférieure de L à partir d'une énergie de quelques eV.

De façon générale, la contribution des électrons libres augmente avec la température en raison de sa dépendance linéaire avec le degré d'ionisation, et de l'augmentation de la distance L , notamment pour basses densités. Elle diminue, par contre, avec la densité du plasma, à cause de la diminution de la distance L .

Pour finir, le dernier terme de l'expression [II.16] est donné par (Pines and Bohm, 1952):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{plasma}} = -Z^* n_a \frac{4\pi e^4}{m_e c^2 \beta^2} \ln\left(\frac{\beta c}{\omega_{pe} \lambda_D \sqrt{3/2}}\right) \quad [\text{II.18}]$$

où $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$ est la fréquence plasma électronique.

Afin d'illustrer plus explicitement le comportement du pouvoir d'arrêt tel qu'il est défini dans cette section, nous allons appliquer les formules présentées dans un cas simple. Dans la figure 2.4 nous montrons la variation du pouvoir d'arrêt d'ionisation, dû aux électrons libres et dû à l'interaction avec les ondes de plasma, en fonction de la température de la matière traversée, pour des électrons incidents d'énergie fixe de 200 keV. Le cas de l'aluminium à la densité de l'état solide a été considéré. Le degré d'ionisation moyen et le potentiel d'ionisation ont été calculés à partir des expressions de More.

Nous remarquons que la contribution du pouvoir d'arrêt d'ionisation est sensiblement plus importante que celle due aux électrons libres. Cependant, pour des températures assez élevées, telles que celles attendues le long du canal dans le schéma de l'allumeur rapide, par exemple, les trois contributions deviennent comparables. Lorsque la température augmente, en effet, de plus en plus d'électrons sont transférés de la population des liés à la population des libres. Pour une température correspondant à une ionisation complète de l'aluminium, la contribution des liés tombe alors à zéro. L'augmentation de la température de plasma conduit également à une augmentation de la longueur de Debye λ_D . Ce paramètre représente la frontière entre les interactions collectives et les interactions "particulaire" à

l'intérieur du plasma (dans la limite du plasma non corrélé). Lorsque λ_D augmente considérablement, la contribution des libres augmente progressivement, au désavantage de la contribution due à l'interaction avec les ondes de plasma.

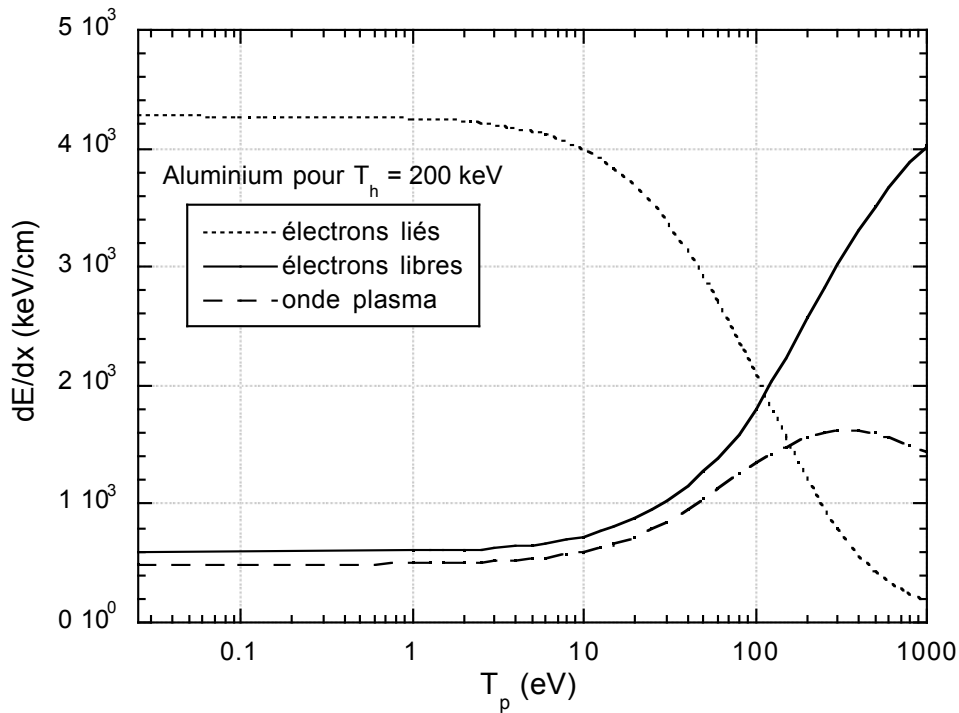


Fig.2.4. Pouvoirs d'arrêt d'ionisation, dû aux électrons libres, et dû aux ondes de plasma, en fonction de la température pour des électrons incidents de 200 keV dans le cas de l'aluminium.

Nous allons, dans les chapitres suivants, discuter en détail les contributions au pouvoir d'arrêt, relatives à nos conditions expérimentales. Le cas présenté illustre le comportement du pouvoir d'arrêt de façon générale, mais ils ne représentent qu'un cas idéal "moyen". Comme on va le voir à la fin du chapitre, un traitement correct de la propagation doit faire appel à l'utilisation de codes numériques pour pouvoir tenir compte, de façon itérative, du changement progressif des caractéristiques du faisceau d'électrons rapides au long de sa propagation.

II.2. LES EFFETS DU CHAMP ELECTRIQUE INDUIT

II.2.1. La séparation de charge, le courant de retour

Nous avons vu, au chapitre précédent, comment une partie de l'énergie laser est convertie en électrons suprathermiques.

Au niveau de la surface de la cible éclairée par le laser, on rencontre simultanément les conditions suivantes, qui sont caractéristiques du processus de génération des électrons:

- ▶ un nombre très élevé d'électrons est accéléré (dans nos expériences, par exemple, nous avons mesuré 10^{14} électrons)
- ▶ leur énergie cinétique moyenne est également très importante (entre 50 et 500 KeV dans nos expériences)
- ▶ l'accélération a lieu dans une direction privilégiée (le long de l'axe de la cible).

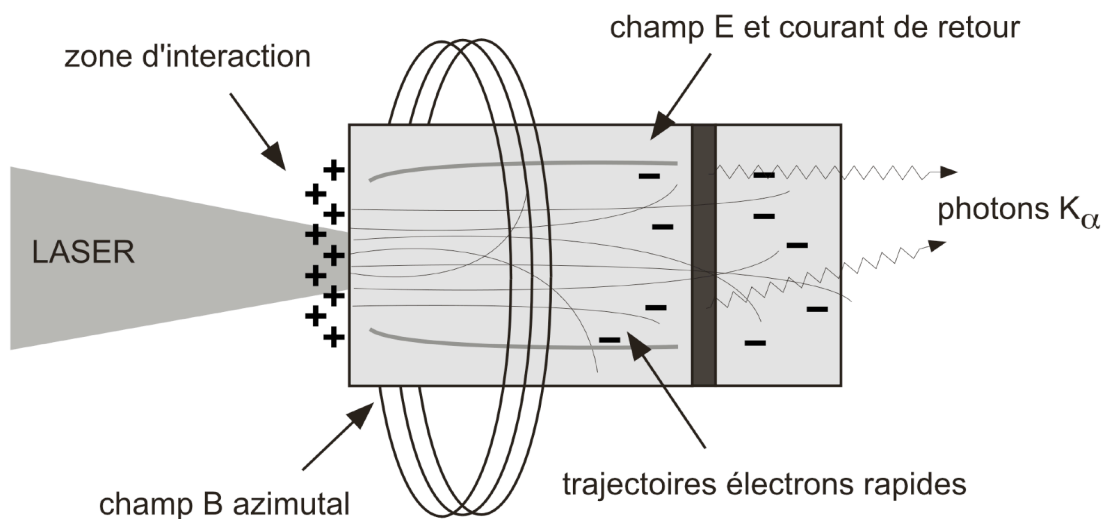


Fig.2.5. Génération des phénomènes électriques dus au champ de charge d'espace associé au faisceau d'électrons rapides.

Le mouvement rapide de cette population importante d'électrons, issus de la surface et se dirigeant vers les parties plus profondes de la cible, altère la neutralité de charge de la matière. Ce déplacement est presque instantané pour les ions qui, en raison de leur inertie, peuvent être considérés comme immobiles. Ceci implique donc l'existence d'un champ électrique intense dû à la charge d'espace ainsi créée (cf. fig.2.5).

Le courant associé au flux d'électrons rapides peut être approximativement donné par:

$$I_h = e \cdot N_h / \tau_{laser} \quad [II.19]$$

Pour une durée laser de $\tau_{laser} \approx 1$ ps et pour un nombre d'électrons rapides de $N_h \approx 10^{14}$ on a $I_h \approx 10^7$ A. Une telle valeur est extrêmement élevée et, à titre d'exemple, nous pouvons la comparer au courant généré dans un accélérateur de particules, qui est typiquement de l'ordre de 100 A (Hübner, 1998).

Au fur et à mesure que les électrons s'échappent de la zone d'interaction et se dirigent vers l'intérieur de la cible, ils sont de plus en plus rappelés en arrière par le champ électrique contraire. Leur propagation est donc modifiée par cet effet et elle est, en particulier, d'autant plus inhibée que cet effet est considérable.

La réponse de la matière à cette forte altération de la charge est gouvernée par les électrons "thermiques" de la cible qui établissent un courant égal et contraire, le **courant de retour** \mathbf{j}_r . Celui-ci annihile le courant associé au faisceau d'électrons suprathermiques \mathbf{j}_h , afin de maintenir la neutralité:

$$\mathbf{j}_r = -\mathbf{j}_h \quad [\text{II.20}]$$

Le courant \mathbf{j}_h représente alors une limite supérieure.

La réponse des électrons thermiques est d'autant plus efficace que la conductivité du milieu est importante. Plus la conductivité est élevée, en effet, plus le courant de retour s'établit facilement. L'effet d'inhibition à la propagation, alors, se réduit lorsque la conductivité augmente.

Un modèle simple d'évaluation de la pénétration des électrons rapides en fonction des effets électriques a été proposé par Bell (*Bell et al., 1997*).

En combinant l'équation [II.20] avec l'équation de continuité pour la population d'électrons rapides, on obtient:

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} = \nabla \cdot \left[\frac{\mathbf{j}_h}{e} \right] = -\nabla \cdot \left[\frac{\sigma \mathbf{E}}{e} \right] \quad [\text{II.21}]$$

où σ est la conductivité du matériau et \mathbf{E} le champ électrique généré donné par $\mathbf{j}_r = -\sigma \mathbf{E}$.

La distribution n_h des électrons rapides, supposée Maxwellienne de température caractéristique T_h , s'écrit $n_h \approx e^{-\Phi/T_h}$ où Φ est le potentiel électrostatique. Dans ces conditions, le champ est donné par $\mathbf{E} = -(T_h/n_h)\nabla n_h$. En substituant dans l'équation [II.21] on obtient l'équation de diffusion pour la population d'électrons suprathermiques:

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} = \nabla \cdot \left[\frac{\sigma T_h}{en_h} \nabla n_h \right]. \quad [\text{II.22}]$$

La solution stationnaire de l'équation [II.22], valable lorsque T_h est constante (pendant l'impulsion laser), peut être exprimée en fonction des paramètres laser (z est la coordonnée le long de la direction de propagation):

$$n_h(z, t) = n_{h,0} \left[\frac{t}{\tau_{laser}} \right] \left[\frac{z_0}{z_0 + z} \right] \quad [\text{II.23}]$$

Ici $n_{h,0} = 2I_{laser}^2 T_{laser} / 9e\sigma T_h^3$ est z_0 est la distance de pénétration typique, définie comme distance à laquelle la population d'électrons rapides se réduit à 1/4 de sa valeur au plan source. Elle est donnée par:

$$z_0 (\mu m) = \frac{3\sigma T_h^2}{f \cdot I_{laser}} = 3 \cdot 10^{-3} \left[\frac{T_h}{keV} \right]^2 \left[\frac{\sigma}{10^6 \Omega^{-1} m^{-1}} \right] \left[\frac{f \cdot I_{laser}}{10^{17} Wcm^{-2}} \right]^{-1} \quad [II.24]$$

où f est la fraction d'énergie laser transférée aux électrons rapides.

Nous pouvons maintenant exprimer la température des électrons rapides en fonction de l'intensité laser, par la loi d'échelle de Beg [I.10], et substituer ainsi dans la formule [II.24]. La distance de pénétration électrique z_0 devient alors:

$$z_0 \cong 30 \cdot \left[\frac{\sigma}{10^6 (\Omega m)^{-1}} \right] \left[\frac{I_{laser}}{10^{17} Wcm^{-2}} \right]^{-1/3} \quad [II.25]$$

Dans la figure 2.6, nous avons montré cette distance en fonction de l'intensité laser, pour deux valeurs différentes de la conductivité: $4 \cdot 10^6 (\Omega m)^{-1}$ qui correspond à la conductivité de l'aluminium "froid" et $10^4 (\Omega m)^{-1}$, qui équivaut à une conductivité intermédiaire entre celle de l'aluminium et celle d'un isolant.

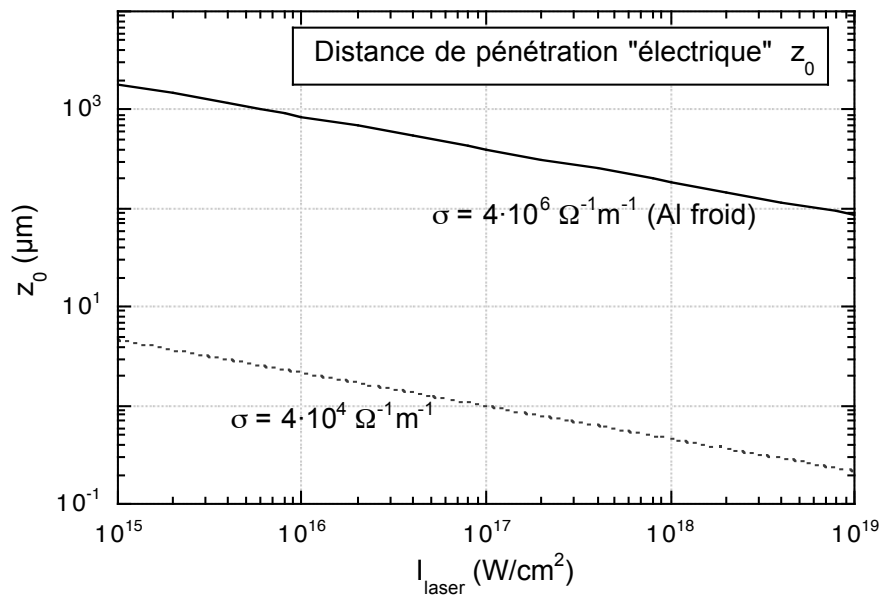


Fig.2.6. Distance de pénétration "électrique" z_0 en fonction de l'intensité laser pour deux valeurs de la conductivité.

Nous remarquons que dans le cas d'un conducteur et pour des intensités laser pas trop élevées, la distance z_0 est très importante, largement supérieure aux distances de pénétration typiques de nos expériences (entre quelques dizaines de microns et quelques centaines de microns). Les effets électriques alors ne doivent pas jouer, dans ce cas, un rôle déterminant dans la propagation des électrons. Elle devient comparable aux distances expérimentales seulement lorsque l'intensité augmente et la conductivité diminue. Dans ce cas alors, nous nous attendons un effet d'inhibition électrique sensiblement plus important.

Pour des temps supérieurs à la durée laser ($t > \tau_{laser}$), le mécanisme d'accélération s'arrête et les électrons commencent à se "refroidir". Pendant cette phase, la population électronique continue à pénétrer dans la cible et à perdre son énergie. Dans ces conditions, on peut corriger la distance de pénétration z_0 en tenant compte de la dépendance temporelle:

$$z(t) = 1.78 \cdot z_0 \left[\frac{t_{prop}}{\tau_{laser}} - 0.618 \right]^{3/5} \quad [II.26]$$

où t_{prop} est la durée totale pendant laquelle la propagation a lieu. Elle peut être estimée à partir de l'énergie caractéristique des électrons: $t_{prop} \approx z_m / v(T_h)$ où z_m est l'épaisseur moyenne des cibles utilisées et $v(T_h)$ la vitesse moyenne des électrons de température T_h . Dans nos conditions expérimentales, nous avons typiquement $t_{prop}/\tau_{laser} = 1-2$. Exception faite des cibles les plus minces, les phénomènes de propagation postérieurs à l'impulsion laser, ne sont pas tout à fait négligeables.

En concluant, le modèle de Bell permet d'évaluer l'importance des effets électriques à l'aide de la distance de pénétration z_0 qui est directement proportionnelle à la conductivité du matériau. Les électrons rapides se propagent donc plus facilement dans un matériau conducteur que dans un matériau isolant.

II.2.2. La description de la conductivité

Le point clef pour la compréhension de la réponse électrique de la matière traversée par le faisceau d'électrons rapides, est la conductivité. Elle est bien connue pour un solide froid non perturbé. Mais, lorsque l'on est en présence d'un plasma, la température ainsi que la densité électronique (reliée au nombre de porteurs de charge) modifient fortement la conductivité. Dans de telles conditions, la connaissance de cette grandeur fondamentale s'avère souvent approximative, voire méconnue. Dans nos expériences, le plasma est créé soit délibérément par l'utilisation de faisceaux annexes [§:III.1], soit par le dépôt d'énergie du faisceau d'électrons lui-même.

Dans le cas des matériaux isolants, de plus, la forte irradiation de la cible par le laser peut conduire au **claquage** (*Sparks et al., 1982*) par avalanche électronique. Ce phénomène peut être décrit de la façon suivante: un certain nombre d'électrons, qu'on va appeler "électrons initiaux" sont arrachés des atomes par effet multiphotonique et vont occuper la bande de conduction. Chacun de ces électrons, oscillant dans le champ laser, parcourt une trajectoire aléatoire au cours de laquelle son énergie cinétique augmente progressivement, jusqu'à ce qu'elle soit suffisante pour exciter un autre électron dans la bande de conduction. On aboutit alors à un phénomène de cascade, dans lequel chaque électron initial conduit à une série d'excitations remplissant la bande de conduction avec un nombre élevé d'électrons.

Dans l'absence de théories corroborées par l'expérience décrivant convenablement la conductivité électrique, surtout dans les isolants, nous avons développé un modèle heuristique très simple, valable d'un point de vue plutôt qualitatif que quantitatif. Il consiste à utiliser les résultats connus pour les cas limites, c'est à dire un solide froid et un plasma très chaud (théorie de Spitzer).

On suppose ici que la conductivité totale peut être écrite comme la somme de deux contributions:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_{Spitzer} \quad [II.27]$$

Le premier terme est classiquement la conductivité d'un plasma de température électronique T_e , donné par:

$$\sigma_0 = \frac{Z^* n_i e^2}{m_e} \tau \quad [II.28]$$

où $\tau = \lambda_e / v_{the}$ est le temps caractéristique de collision des électrons avec les autres particules du milieu,. Il est donné par le rapport entre leur libre parcours moyen λ_e et leur vitesse thermique $v_{the} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$. Si on ne suppose que des collisions entre électrons et ions du milieu, le libre parcours moyen électronique est donné par la distance interionique moyenne: $\lambda_e = (3/4\pi n_i)^{1/3}$.

Le deuxième terme de l'équation [II.27] correspond à la conductivité de Spitzer, valable pour les hautes températures, donné par (*Spitzer and Härm, 1953*) :

$$\sigma_{Spitzer} \left(\Omega^{-1} m^{-1} \right) = \left[1.03 \cdot 10^{-4} \cdot Z \cdot \ln \Lambda \cdot T_e (eV)^{-3/2} \right]^{-1} \quad [II.29]$$

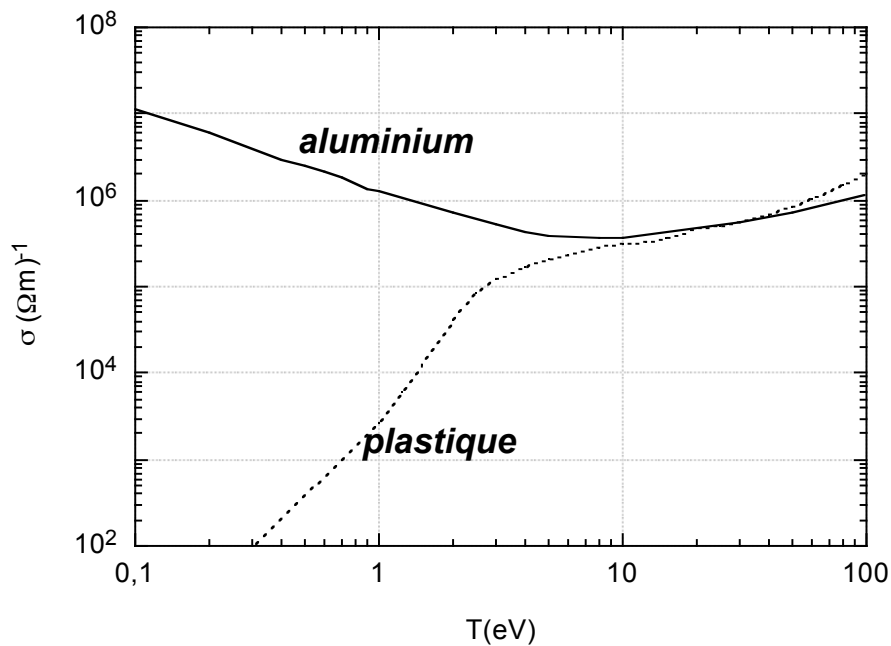


Fig.2.7. Comportement qualitatif de la conductivité de l'aluminium et du plastique en fonction de la température du plasma, calculée suivant l'équation [II.27].

La figure 2.7 montre le comportement de la conductivité en fonction de la température du plasma, calculée selon le modèle présenté ci-dessus. Afin de vérifier la validité de notre procédure, nous avons comparé les valeurs obtenues avec les prévisions du modèle de Lee et More (*Lee and More, 1984*). Ce modèle, vérifié dans le cas de l'aluminium avec des données expérimentales (*Milchberg et al., 1988*), donne des valeurs tout à fait similaires. Précisons toutefois que d'autres modèles de conductivité existent (voir aussi (*Rinker, 1985; Perrot and Dharma-wardana, 1986*)), notamment dans le cas des conducteurs. Dans le cas du plastique, nous avons utilisé les tables Sesame (*SESAME, 1992*). A température ambiante les deux courbes s'approchent de la conductivité du solide froid. Pour des températures plus grandes, dans les deux cas la conductivité atteint la limite de Spitzer.

Le comportement, très qualitatif, montre que pour des températures du plasma supérieures à 10 eV environ, la conductivité du plastique peut être considérée comme comparable à celle de l'aluminium. L'évaluation des effets électriques, qui sont en principe différents dans les matériaux isolants et conducteurs, doit donc tenir compte du chauffage simultané du milieu de propagation.

II.3. LE RAYONNEMENT K_α COMME DIAGNOSTIC DES ELECTRONS RAPIDES

L'émission de rayonnement X a été utilisée dans nos expériences comme diagnostic principal des électrons rapides. Leur passage dans une couche de matériau fluorescent, collée à l'intérieur de la cible, produit une émission de photons K_α enregistrés par notre instrumentation. La connaissance des mécanismes de génération du rayonnement K_α est alors fondamentale pour pouvoir remonter à une évaluation de l'énergie déposée par les électrons au cours de leur propagation.

II.3.1 La génération du rayonnement K_α

Lors de la propagation du faisceau d'électrons rapides dans le matériau fluorescent de la cible, un certain nombre de chocs se produisent entre les électrons et les atomes du matériau. En particulier, un électron d'énergie suffisante peut ioniser un atome en créant une lacune dans la couche K , de nombre quantique $n = 1$ (**ionisation par choc électronique**). Le processus d'interaction entre les électrons incidents et l'atome du matériau émetteur est décrit par la section efficace d'ionisation des couches atomiques internes (K, L, \dots). Son expression générale est donné par (Bethe, 1930):

$$\sigma_{K,L} = \frac{\pi e^4}{E_0 \cdot E_{k,l}} z_{k,l} \cdot b_{k,l} \cdot \ln\left(\frac{4E_0}{c_{k,l} \cdot E_{k,l}}\right) \quad [\text{II.30}]$$

où E_0 est l'énergie de l'électron incident en keV , $E_{k,l}$ est l'énergie de lien et $z_{k,l}$ est le nombre d'électrons de la couche ionisée ($z_k = 2$ pour la couche K). Les paramètres b_k et c_k dépendent du matériau et sont déterminés empiriquement. En utilisant les valeurs $b_k = 0.6$ et $c_k = 2.42$, validées par l'interpolation de données expérimentales dans l'intervalle d'énergie d'intérêt dans cette thèse (Powell, 1976), on obtient la relation suivante en unités pratiques.

$$\sigma_K(\text{cm}^2) = 7.81 \cdot 10^{-20} \frac{1}{E(\text{keV}) \cdot E_k(\text{keV})} \ln\left(\frac{4E}{2.42 \cdot E_k}\right) \quad [\text{II.31}]$$

L'équation ci-dessus est semblable à d'autres expressions déjà publiées (Green and Cosslett, 1961).

Dans la figure 2.8 nous montrons la variation de la section efficace en fonction de l'énergie électronique incidente E_0 dans le cas du chlore, du molybdène et du palladium (les trois types de matériaux que nous avons utilisé dans nos expériences). Les énergies de lien

de la couche K sont de $E_k(Cl) = 2.83 \text{ keV}$, $E_k(Mo) = 20 \text{ keV}$ et $E_k(Pd) = 24.35 \text{ keV}$ respectivement. Les électrons d'énergie incidente au-dessous de ces valeurs ne donnent lieu, bien sur, à aucune ionisation. Le choix du matériau émetteur dépend de l'ordre de grandeur de l'énergie moyenne des électrons rapides que l'on espère générer.

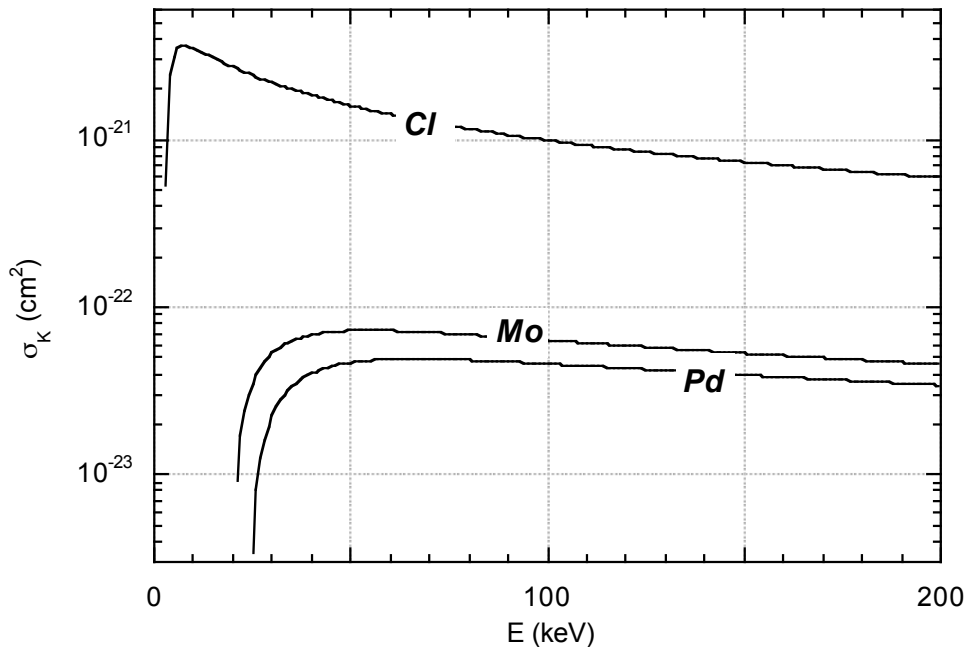


Fig.2.8. Section efficace d'ionisation de la couche K par choc électronique en fonction de l'énergie des électrons rapides incidents. Les cas du chlore, du molybdène et du palladium (les trois matériaux fluorescents utilisés dans nos expériences) sont présentés.

La désexcitation de l'atome ionisé a lieu lorsqu'un électron des couches plus externes va combler la lacune. La perte d'énergie associée à la transition effectuée par l'électron conduit :

- ▶ soit à l'émission d'un photon (**désexcitation radiative**)
- ▶ soit à un transfert de l'énergie à un électron atomique qui va ensuite quitter l'atome (**désexcitation non radiative**). Ce processus est appelé effet Auger, et l'électron émis, un électron Auger.

Pour les éléments légers, la désexcitation de l'atome est surtout du type non radiatif et la probabilité d'émission d'un électron Auger (Walters and Bhalla, 1971) est beaucoup plus importante que celle de l'émission d'un photon. Dans le cas du chlore, par exemple, l'émission Auger peut représenter environ 93 % du processus de désexcitation. Pour les éléments de plus grand numéro atomique, par contre, la désexcitation est principalement due à l'émission de rayonnement. La compétition entre ces deux processus en fonction du numéro atomique Z est montré dans la figure 2.9. Les électrons Auger créent un excès

d'électrons libres dans le matériau qui, toutefois, n'ont pas une énergie suffisante pour ioniser à nouveau la couche K et donc contribuer à la génération d'émission radiative.

Le rendement de fluorescence W_k qui exprime la probabilité de désexcitation radiative, à laquelle on s'intéresse ici, est donné par (Rudd, 1972):

$$W_k = \frac{Z^4}{Z^4 + 1.12 \cdot 10^6} \quad [II.32]$$

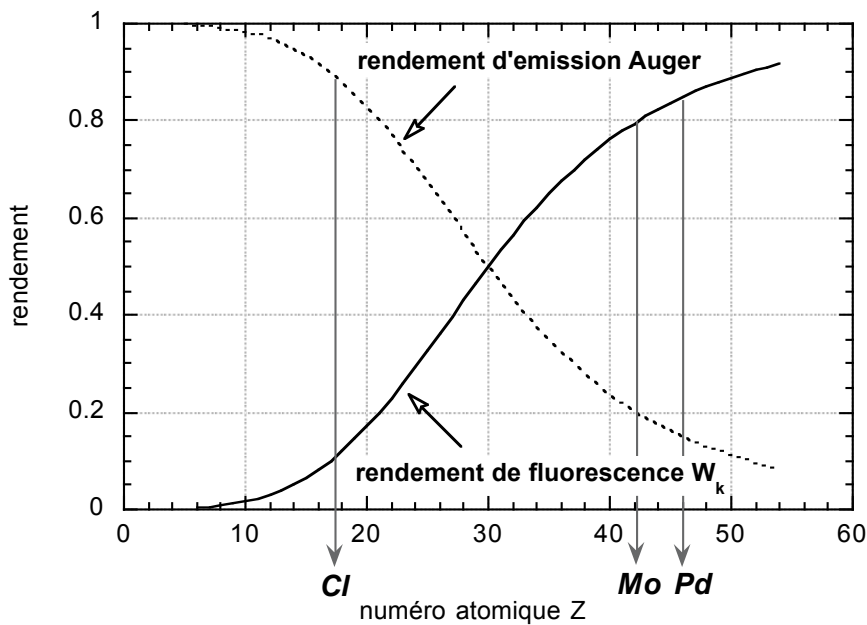


Fig.2.9. Rendement (%) d'émission radiative et d'émission Auger en fonction du numéro atomique. Pour les éléments légers la désexcitation de l'atome est surtout de type non radiatif, tandis que pour les éléments lourds le rendement radiatif est beaucoup plus important.

II.3.2 Caractéristiques spectrales de l'émission

L'énergie du photon émis dépend de la transition effectuée. Les transitions les plus probables sont celles qui proviennent des niveaux atomiques L_3 ($n=2, l=1, j=3/2$) et M_3 ($n=3, l=1, j=3/2$) et qui donnent lieu respectivement aux raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\beta 1}$ (cf. fig. 2.10). Le rapport d'émission de ces deux raies, constante pour chaque matériau, vaut respectivement $K_{\alpha}/K_{\beta}=0.197$ pour le molybdène et $K_{\alpha}/K_{\beta}=0.21$ pour le palladium.

Seule une petite fraction de l'énergie (quelques %), va dans l'émission de la raie $K_{\alpha 2}$.

Signalons aussi que, dans le cas de l'utilisation d'une couche fluorescente, constituée par deux matériaux émetteurs différents, les photons émis par un matériau peuvent à leur tour ioniser les atomes de la couche ayant un numéro atomique inférieur (l'énergie du

rayonnement incident doit être supérieur à l'énergie d'ionisation). Ce phénomène, de **photoionisation**, peut produire un signal K_α parasite qui, bien que faible, va se superposer au signal réellement produit par les électrons rapides.

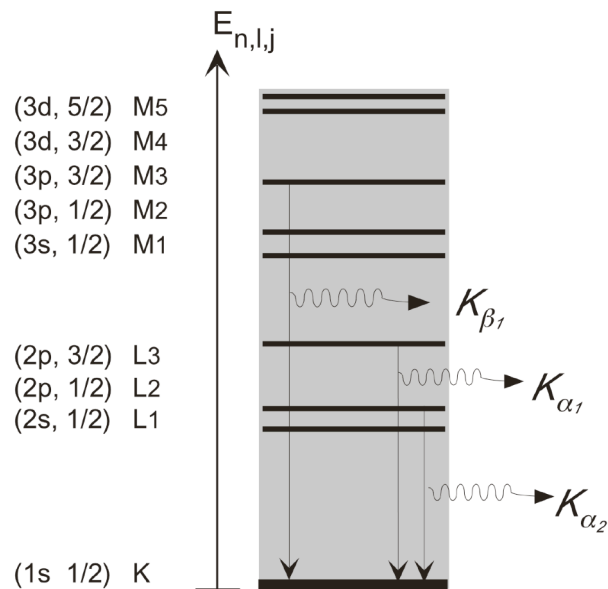


Fig.2.10. Transitions radiatives suite à l'ionisation d'un électron de la couche K. Les transitions les plus probables sont celles qui donnent lieu à l'émission des raies K_α et K_β .

II.4. BUT ET PRINCIPE DES EXPERIENCES EFFECTUEES

Dans ce paragraphe, nous allons illustrer le but et le principe commun des expériences effectuées qui se regroupent dans deux campagnes différentes. Dans la première, réalisée sur le laser VULCAN au laboratoire RAL ("Rutherford Appleton Laboratory"), nous avons étudié la propagation des électrons suprathermiques dans la matière comprimée par choc laser. Dans la seconde, réalisée sur la chaîne laser 100 TW du laboratoire LULI, nous nous sommes intéressés à la propagation dans des matériaux aux propriétés électriques différentes (conducteur et isolant).

Le principe commun des deux campagnes d'expérience, illustré sur la figure 2.11, consiste à faire interagir un laser à impulsion brève avec des cibles solides multicouches et à utiliser la spectroscopie d'émission K_α comme diagnostic principal du passage et du dépôt d'énergie des électrons suprathermiques.

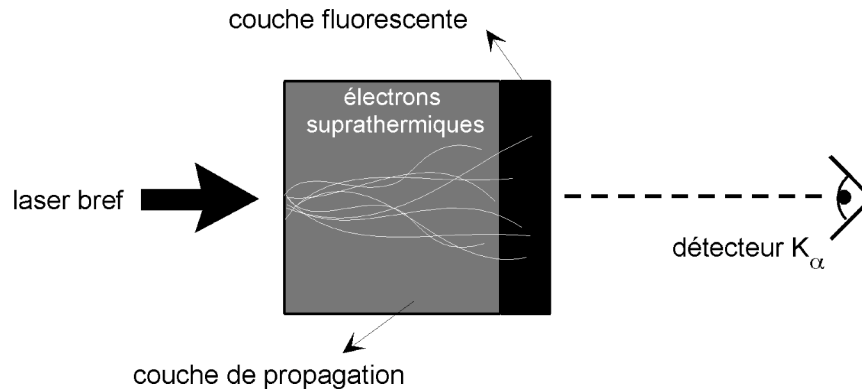


Fig.2.11. Principe des expériences effectuées: interaction d'un laser bref avec une cible multicouche et détection des photons K_{α} générés suite au dépôt d'énergie des électrons rapides.

L'utilisation des cibles multicouches à épaisseur variable, changées lors de chaque tir laser, satisfait les contraintes nécessaires à la réalisation de l'expérience. En particulier, les cibles utilisées sont toujours composées par deux couches fondamentales. La première, que l'on va appeler dorénavant **couche de propagation**, est constituée par le matériau dont nous voulons étudier la réponse à la propagation du faisceau d'électrons. Elle est située du côté du laser bref et a une épaisseur variable. La deuxième couche est la **couche fluorescente**, d'épaisseur fixe et est constituée d'un matériau dont les propriétés radiatives sont bien connues. Elle est traversée par le faisceau d'électrons lorsque celui-ci a déjà perdu une partie de son énergie dans la couche de propagation. Les électrons y provoquent l'émission X (raie K_{α}), enregistrée par le diagnostic, plus ou moins intense suivant leur énergie. Pour des épaisseurs différentes de la couche de propagation, nous pouvons mesurer le nombre de photons K_{α} en fonction de l'énergie résiduelle $E_{rés} = E_{initiale} - E_{perdue}$ que les électrons possèdent lorsqu'ils atteignent la couche fluorescente. Ceci nous permet une mesure indirecte du dépôt d'énergie des électrons rapides. De façon générale le nombre de photons émis dans chaque épaisseur dx de la cible est donné par:

$$N_{ph}(dx) = n_h(E_{rés}) \cdot \sigma_K(E_{rés}) \cdot n_i(dx) \cdot W_K \quad [II.33]$$

Il est proportionnel au rendement de fluorescence W_K et au nombre d'ionisations de la couche K , produit du nombre d'électrons rapides incidents n_h , de la section efficace d'ionisation σ_K et du nombre d'ions n_i . A l'aide d'une modélisation des mécanismes de propagation, nous pouvons ainsi obtenir les informations concernant l'énergie perdue.

L'enregistrement de l'intensité du rayonnement K_{α} pour différentes épaisseurs nous permet de déduire, dans chaque matériau, la distance typique de pénétration du faisceau d'électrons, c'est-à-dire la profondeur atteinte par les électrons avant que leur énergie ne s'annule. A cause de la nature statistique de la perte d'énergie (notamment par collisions)

tous les électrons ne parcourent pas le même trajet avant de s'arrêter. La distance de pénétration, en négligeant l'inhibition électrique, est alors naturellement définie par une moyenne sur les énergies:

$$R = \int_0^E \frac{dE}{(dE/dx)}. \quad [\text{II.34}]$$

En réalité, nous ne mesurons expérimentalement qu'une distance "longitudinale moyenne". Si on ne considère que des mécanismes collisionnels, une expression simple (*Deutsch et al.*, 1996) qui lie la pénétration "moyenne" R à la pénétration dans la direction longitudinale z , est donnée par le développement suivant:

$$R = z + \frac{1}{2} \frac{z^2}{r} + \frac{1}{2} \frac{z^3}{r^2} + \dots \quad [\text{II.35}]$$

où r est la correction au chemin réel parcouru due à la déflexion des trajectoires.

Ces deux distances sont d'autant plus proches que la dispersion du faisceau d'électrons est faible.

Si on tient compte également des effets électriques, la distance de pénétration "effective" peut s'exprimer de façon simple comme la moyenne harmonique suivante:

$$z_{eff} = \frac{z_{elec} \cdot z_{coll}}{z_{elec} + z_{coll}} \quad [\text{II.36}]$$

Ici alors z_{eff} s'identifie avec la pénétration déduite expérimentalement, que nous allons comparer avec la distance de pénétration électrique z_{elec} , évaluée par l'expression de Bell [II.24], et la distance prévue par les calculs collisionnels z_{coll} . Ceci nous permettra d'estimer le rôle relatif des deux mécanismes de propagation.

La distance de pénétration devient alors une quantité utile pour décrire le comportement "typique" de la totalité du faisceau d'électrons, et elle permet aussi de le comparer facilement dans différents matériaux.

II.5. LES CODES NUMERIQUES: SIMULATION DE LA PROPAGATION

La simulation de la propagation des électrons rapides dans la cible a été effectuée avec deux codes de type Monte-Carlo qui est la technique appropriée pour le traitement des mécanismes collisionnels. En effet, un code Monte Carlo est un code particulière qui peut décrire les processus physiques mis en jeu de façon statistique. Il résout les équations pour

un ensemble d'électrons, auxquels on associe une certaine trajectoire dans la cible. Chaque trajectoire est caractérisée par une direction initiale choisie de façon aléatoire. Le code permet d'obtenir les grandeurs physiques qui nous intéressent, en moyennant les résultats obtenus sur le nombre initial d'électrons .

II.5.1. Le code collisionnel

Le code collisionnel PropEl (*Schlegel et al., 1999*) a été développé par L. Gremillet au LULI, sur la base d'un code écrit dans les années précédentes par A. Rousse (*Rousse, 1994*). Il décrit la diffusion, dans les trois dimensions spatiales, d'une population Maxwellienne d'électrons. Pour chaque trajectoire, la perte d'énergie (par collision inélastique) de l'électron est calculée, sur un trajet parcouru entre deux collisions élastiques, suivant les formules moyennes présentées dans les sections précédentes (Bethe-Bloch pour un solide froid et corrections pour un plasma chaud). Pour chaque collision élastique avec un ion de la matière, l'électron subit une déviation qui modifie sa direction de propagation. L'angle de déviation est donné de façon aléatoire. A chaque pas de la simulation, correspondant à une couche différente de la cible, le code calcule l'émission de photons K_{α} , en fonction de l'énergie perdue localement, suivant une relation du type [III.33]. Les résultats finals obtenus concernant la perte d'énergie totale, le nombre de photons émis et la déviation totale du faisceau sont ensuite moyennés sur le nombre initial d'électrons. Le cas des cibles multicouches peut être traité avec ce code aussi bien que la perte d'énergie par émission de Bremsstrahlung. Les données d'entrée du code, outre les caractéristiques de la cible et des matériaux constituant chaque couche, sont la température caractéristique de la distribution d'électrons. En sortie, le code donne le nombre de photons K_{α} émis par chaque couche fluorescente par unité d'angle solide et par unité d'énergie totale (1 Joule d'électrons). Les résultats ainsi obtenus pour plusieurs températures peuvent être comparés avec les données expérimentales afin d'en déduire l'énergie totale du faisceau d'électrons généré lors des expériences, et la température électronique associée.

La prise en compte, dans un code de tel type, de la déviation angulaire des électrons permet une estimation plus exacte de la pénétration. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, le parcours effectif de l'électron, constitué par une série de segments, est en effet supérieur à la distance de profondeur qu'il peut atteindre dans la cible. Le code permet également de calculer le nombre d'électrons qui retournent en arrière pour franchir à nouveau la face antérieure de la cible.

Dans la figure 2.12 nous montrons le dépôt d'énergie calculé dans une cible constituée par une première couche de $50 \mu\text{m}$ de plastique, suivie par une double couche fluorescente ($20 \mu\text{m}$ de molybdène plus $20 \mu\text{m}$ de palladium). La cible est divisée en 1000

mailles d'épaisseur $0.14 \mu\text{m}$. Le nombre initial d'électrons, de température caractéristique 200 keV , est de 5000 .

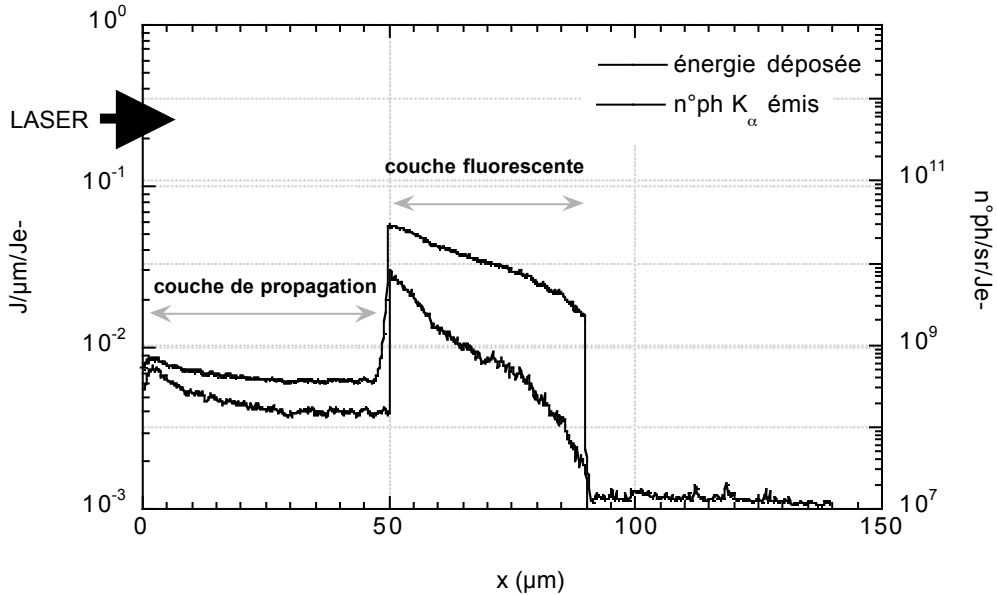


Fig.2.12. Dépôt d'énergie et émission K_α calculé par le code PropEl, dans une cible constituée par une couche de propagation de $50 \mu\text{m}$ de plastique et une double couche fluorescente ($20 \mu\text{m}$ de Mo plus $20 \mu\text{m}$ de Pd). La température des électrons rapides est de 200 keV .

L'allure présentée reflète le comportement du faisceau d'électrons générés dans nos conditions expérimentales. Lorsqu'il se propage dans la couche de plastique, le dépôt d'énergie est faible car le pouvoir d'arrêt de ce matériau, de numéro atomique faible, est peu important. Un changement considérable intervient au niveau de l'interface avec la deuxième couche de la cible. Le molybdène, élément lourd, a un pouvoir d'arrêt beaucoup plus important. Sur la figure, nous avons également reporté l'évolution de l'émission K_α au cours de sa propagation dans la cible. Dans la couche fluorescente, les électrons produisent une quantité élevée de photons K_α et perdent une partie importante de leur énergie jusqu'à ce qu'ils s'arrêtent définitivement.

Une version "chaude" du code a été également développée afin de tenir compte du changement de comportement des électrons en présence d'un plasma chaud et comprimé. En particulier, notre but était de reproduire de façon satisfaisant les conditions typiques d'une cible comprimée par choc laser. Cela correspond à la méthode que nous avons employée pour créer un milieu de propagation de haute densité et chaud. La bonne uniformité de compression atteinte dans nos expériences, avec cette méthode (cf.§:III.5), nous a permis d'utiliser, dans cette version du code, des profils de densité et température uniformes de la cible comprimée. Les caractéristiques du plasma créé par la compression

ont été décrites suivant les modèles exposés au §:II.1.2b. Les corrections au pouvoir d'arrêt dues à la présence d'un plasma chaud, ont été prise en compte. Nous renvoyons aux chapitres expérimentaux pour l'analyse détaillée du pouvoir d'arrêt dans nos conditions spécifiques.

II.5.2. Le code "hybride"

Dans ce paragraphe, nous allons évoquer très brièvement les caractéristiques d'un code plus complet développé par Davis (*Davis et al., 1997; Bell et al., 1998*) qui présente le gros avantage de pouvoir traiter simultanément les effets collisionnels et électriques de la propagation des électrons. Nous renvoyons aux références bibliographiques pour la description détaillée de ce modèle. Nous nous limitons à présenter les caractéristiques générales et à reporter l'expression de certaines grandeurs physiques obtenues dans le contexte de ce modèle et d'intérêt dans cette thèse.

Le code décrit la propagation des électrons en résolvant l'équation de Fokker-Planck et en calculant les champs électriques et magnétiques de façon cohérente par rapport au mouvement des électrons. Les champs \mathbf{E} longitudinal (le long de la direction de propagation) et \mathbf{B} azimutal sont calculés à partir de la résolution des équations de Maxwell, en géométrie cylindrique. L'équation de Fokker-Planck est résolue avec une méthode de calcul MonteCarlo et inclut une dérive (longitudinale) et une diffusion (transverse), exprimées sous forme de variation quadratique moyenne de la quantité de mouvement $\langle \Delta p \rangle$ et de l'angle de déflexion $\langle \Delta \theta^2 \rangle$ respectivement. Ces deux quantités dépendent des logarithmes coulombiens Λ_L et Λ_S . Dans le traitement collisionnel, le mouvement des particules du fond et les collisions entre les électrons rapides sont négligés. Le milieu de propagation est représenté par un champ électrique $\mathbf{E}_b = \mathbf{j}_b / \sigma$ où \mathbf{j}_b est la densité de courant des électrons "thermiques" du fond et σ la conductivité de la matière. Elle est uniforme et constante dans le temps mais elle est fonction de la température selon un modèle tout à fait analogue à celui présenté dans le §: II.tot. Le modèle de Davis est valide pour une population d'électrons rapides en nombre largement inférieur au nombre d'électrons du fond, et ayant des vitesses largement supérieures. Des cibles planes et multicouches peuvent être prise en considération. Dans ce modèle, le champ électrique maximal, associé au faisceau d'électrons rapides, lorsque aucun d'entre eux est réfléchi, est donné par:

$$E_{max} \left(\frac{V}{m} \right) \approx \frac{3 \cdot 10^9 \cdot f}{0.3} \left[\frac{\sigma}{10^6 (\Omega m)^{-1}} \right]^{-1} \left[\frac{I}{10^{17} Wcm^{-2}} \right]^{2/3} \left[\frac{\lambda}{\mu m} \right]^{-2/3} \quad [II.37]$$

où f est la fraction d'énergie laser transférée aux électrons rapides, I et λ sont l'intensité et la longueur d'onde laser. Dans l'aluminium, pour une intensité laser de $10^{18} Wcm^{-2}$, par

exemple, E_{max} est d'environ 10^{10} V/m. De façon analogue, le champ magnétique azimutal maximal s'écrit:

$$B_{max}(T) \approx \frac{115 \cdot f}{0.3} \left[\frac{\sigma}{10^6 (\Omega m)^{-1}} \right]^{-1} \left[\frac{R}{10 \mu m} \right]^{-1} \left[\frac{2\tau}{ps} \right] \left[\frac{I}{10^{17} Wcm^{-2}} \right]^{2/3} \left[\frac{\lambda}{\mu m} \right]^{-2/3} \quad [II.38]$$

où R est la largeur du profil spatial du laser et τ sa durée. Si nous appliquons cette formule dans nos conditions expérimentales, nous obtenons $B_{max} \approx 700$ T/ps. Nous remarquons que ces valeurs sont très élevées. Nous pouvons par exemple, comparer le champ électrique au champ d'ionisation de l'hydrogène, qui vaut environ $5 \cdot 10^{11}$ V/m. Ils ne représentent cependant que des valeurs limites. Dès que les électrons du milieu répondent à la perturbation par l'établissement du courant de retour, ce champ électrique est de plus en plus neutralisé. L'action du champ électrique est de provoquer une inhibition de la propagation dans la direction longitudinale, alors que le champ magnétique s'oppose au mouvement diffusif des électrons dans la direction transverse provoquant ainsi un pincement du faisceau. En accord avec la théorie de Bell, le champ électrique des électrons rapides est inversement proportionnel à la conductivité du milieu. Plus la conductivité est élevée, plus la neutralisation est efficace.

Nous signalons également, dans le contexte de ce modèle, deux lois qui permettent d'estimer l'importance relative des effets collisionnels et des effets de champ. Les auteurs comparent l'action du champ électrique avec la dérive longitudinale due aux collisions. De façon analogue, ils comparent le champ magnétique azimutal avec la diffusion transverse. Ils obtiennent en particulier les dépendances suivantes:

$$\frac{eE}{\langle \Delta p \rangle_{||}} \propto I^{2/3} ; \quad \frac{evB}{p \langle \Delta \theta^2 \rangle / 2} \propto I^{2/3} \quad [II.39]$$

où v et p sont la vitesse et la quantité de mouvement des électrons rapides. Dans l'aluminium, par exemple, les deux quantités [II.41] deviennent supérieures à un pour des intensités de 10^{17} Wcm⁻² et 10^{16} Wcm⁻² respectivement. On constate donc, que les effets de champ deviennent prédominants à intensités élevées. Comme nous l'avons déjà évoqué au §:II.2.1, nous nous attendons à avoir une importante inhibition électrique lors des expériences à haute intensité.

Références

- "SESAME: the LANL Equation of State database". Report No. LA-UR-92-3407 (1992)
- "ICRU: International Committee on radiation Units". Report No. 37 (1994)
- Bell A.R. et al. *Phys. Rev. E* **58**, 2471 (1998)
- Bell A.R. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, 653 (1997)
- Berger M.J. and Seltzer S.M. "*Studies of Penetration of Charged Particles in Matter*", 205 (National Academy of Science, Washington, 1964)
- Bethe H. *Ann. Phys.* **5**, 325 (1930)
- Bethe H. and Heitler W. *Proc. Roy. Soc. A* **146**, 83 (1934)
- Bloch F. *Phys. Rev.* **46**, 674 (1934)
- Browning R. *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2845 (1991)
- Davis J.R. et al. *Phys. Rev. E* **56**, 7193 (1997)
- Deutsch C. et al. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2483 (1996)
- Egerton R.F. "*Electron Energy-loss spectroscopy in the electron microscope*" New York, 1986)
- Feynman R.P. et al. *Phys. Rev.* **75**, 1561 (1949)
- Green M. and Cosslett v.E. "*The Efficiency of Production of Characteristic X-radiation in Thick Targets of a Pure Element*". Phys. Soc. London. (1961)
- Hubbel H.H. and Birkhoff R.D. *Phys. rev. A* **26**, 2460 (1982)
- Hübner K. "*LEP2 Present and Future Performance and Limitations*". 6th European Particle Accelerator Conference. Stockholm (1998)
- Jackson J.D. "*Classical electrodynamics*" (John Wiley & Sons, New York, 1962)
- Landau L. and Lifchitz E. "*Mécanique Quantique*" (Editions MIR, Moscou, 1967)
- Lee Y.T. and More R.M. *Phys. Fluids* **27**, 273 (1984)
- Milchberg H.M. et al. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2364 (1988)
- More R.M. "*Atomic physics in inertial confinement fusion*". (1981)
- More R.M. "*Laser-Plasma Interaction 3*". 29th Scottish Universities Summer School in Physics. St. Andrews (1985)
- Nardi E. and Zinamon Z. *Phys. Rev. A* **18**, 1246 (1978)
- Perrot F. and Dharma-wardana M.W.C. *Phys. Rev. A* **36**, 238 (1986)
- Pines D. and Bohm D. *Phys. Rev.* **85**, 338 (1952)
- Powell C.J. *Rev. Mod. Phys.* **48**, 33 (1976)
- Reimer L. "*Scanning electron microscopy*" (Springer, Berlin, 1985)
- Rinker G.A. *Phys. Rev. B* **31**, 4207 (1985)
- Rousse A. "*Génération d'électrons rapides et émission X dans l'interaction d'une impulsion laser sub-picoseconde et intense avec une cible solide*". Thèse de l'Université de Paris XI (1994)
- Rudd M.E. "*Introduction to inner-shell excitation and de-excitation processes*", 107 (North-Holland, 1972)

- Schlegel T. et al. *Phys. Rev. E* **60**, 2209 (1999)
- Sparks M. et al. *Phys. Rev. B* **24**, 3519 (1982)
- Spitzer L. and Härm J.R. *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953)
- Turner J.E. *"Atoms, radiation , and radiation protection"* (John Wilet & Sons, New York, 1995)
- Val'chuk V.V. et al. *Plasma Physics reports* **21**, 159 (1995)
- Walters D.L. and Bhalla C.P. *Phys. Rev. A* **3**, 1919 (1971)

CHAPITRE III

Plan du chapitre III:
PROPAGATION DES ELECTRONS RAPIDES
DANS LA MATIERE COMPRIMEE

III.1. PARTIE A: LA COMPRESSION DE LA MATIERE

III.1.1. L'état de la matière sous choc laser

III.1.2. Dispositif expérimental et laser

III.1.3. Mesure de la vitesse du choc laser

III.1.3a. principe de la mesure

III.1.3b. résultats

III.1.4. Détermination des paramètres du plasma comprimé

III.2. PARTIE B: CARACTERISATION DE LA SOURCE D'ELECTRONS RAPIDES

III.2.1. Dispositif expérimental

III.2.1a. le laser CPA

III.2.1b. les cibles

III.2.2. Diagnostics des électrons rapides

III.2.2a. les micro-spectromètres à cristal

III.2.2b. le "CR39": détecteur plastique des traces ioniques

III.2.3. Résultats d'émission K_{α}

III.2.3a. spectres expérimentaux, nombre de photons émis

III.2.3b. rendement K_{α} en fonction de l'énergie laser

III.2.3c. rendement K_{α} en fonction de l'épaisseur traversée

III.2.4. Estimation de la température électronique

III.2.4a. température électronique déduite des mesures CR39

III.2.4b. interpolation avec le modèle de Harrach et Kidder

III.3. PARTIE C: DEPOT D'ENERGIE DES ELECTRONS RAPIDES DANS LA MATIERE COMPRIMEE

III.3.1. Résultats K_{α} dans la cibles comprimée

III.3.2. Discussion: effets collisionnels

III.3.3. Le chauffage induit par les électrons rapides

III.3.4. Discussion: effets électriques

III.3.5. Conclusions

III

Propagation des électrons rapides dans la matière comprimée

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus lors de l'expérience réalisée sur le laser VULCAN du RAL. L'objectif principal était d'étudier la propagation et le dépôt d'énergie des électrons suprathermiques dans un milieu se rapprochant le plus possible des conditions de température et densité du cœur d'une cible implosée. Nous avons donc créé un tel milieu en comprimant la cible par choc laser. Le laser VULCAN présente la caractéristique importante de pouvoir délivrer, dans la même salle d'expérience, un faisceau d'impulsion courte et différents faisceaux d'impulsion longue ayant une énergie élevée. Ces derniers ont été utilisés pour la compression de la matière, tandis que l'impulsion courte a permis la création du faisceau d'électrons suprathermiques. Pour une interprétation correcte des résultats en matière comprimée, une caractérisation appropriée du faisceau d'électrons suprathermiques et du milieu sous choc s'est avérée indispensable. Cette expérience s'est alors déroulée en trois étapes successives:

- A ►** L'étude de la dynamique de l'onde de choc laser et la détermination des paramètres du matériau ainsi comprimé. Cette partie a comporté en particulier la mesure de la vitesse de l'onde de choc générée dans la cible et une comparaison avec les simulations hydrodynamiques. La connaissance de l'équation d'état du matériau constituant la cible, associée à la vitesse du choc, a ensuite permis la détermination des caractéristiques macroscopiques du plasma créé lors de la compression.

- B ►** La caractérisation de la source d'électrons suprathermiques et l'estimation de leur température. Dans cette deuxième partie, nous avons utilisé uniquement le laser à impulsion brève, pour générer la source d'électrons. A l'aide de l'enregistrement des

photons K_α émis par une couche fluorescente incluse dans la cible, nous avons pu déterminer (cf. §: II) le nombre et la température des électrons rapides dans nos conditions expérimentales.

- C ►** La comparaison du pouvoir d'arrêt des électrons dans un solide froid avec le pouvoir d'arrêt de la matière comprimée. Nous avons ici mesuré l'émission des photons K_α dans les deux cas et nous avons ainsi observé une différence dans la distance de pénétration, ce qui implique une différence de dépôt d'énergie.

Le chapitre est organisé, suivant ces trois étapes successives.

III.1. PARTIE A: LA COMPRESSION DE LA MATIERE

Dans cette première section, nous allons d'abord introduire les notions fondamentales relatives aux ondes de choc et aux équations d'état caractérisant les propriétés de la matière comprimée. Nous allons ensuite décrire le dispositif expérimental et les principaux diagnostics utilisés pendant la phase A de l'expérience, où nous avons en particulier mesuré la vitesse de l'onde de choc. La technique de mesure et les résultats obtenus sont présentés dans le §: III.1.3. La détermination de la vitesse du choc nous a ensuite permis de définir les caractéristiques du plasma comprimé (§: III.1.4).

III.1.1. L'état de la matière sous choc laser

Nous avons déjà évoqué (cf. §: I.1.1), que dans le cas d'un éclairage en régime laser nanoseconde, une onde de choc, générée au niveau du front d'ablation, se propage dans la cible (*Caruso and Gratton, 1968*). La génération de cette onde de choc est due à la détente vers le vide du plasma créé lors de l'interaction du laser avec la cible. L'ablation soudaine de la matière provoque, par effet fusée (qui traduit la conservation de la quantité de mouvement), une poussée vers la partie interne de la cible. Ce mouvement brusque se transforme en discontinuité (l'onde de choc) qui, au cours de sa propagation, modifie les caractéristiques macroscopiques de la matière. Avec des intensités laser de 10^{13} - 10^{14} Wcm^{-2} , on peut atteindre typiquement des pressions de plusieurs mégabars et des compressions de l'ordre de 3 ou 4 (*Fabbro et al., 1986; Koenig et al., 1994*).

Derrière le front de choc, la matière est donc comprimée, chauffée, et est caractérisée par une densité ρ_1 , une pression P_1 et une vitesse fluide u_1 . Les relations d'Hugoniot-Rankine (*Zel'dovich and Raizer, 1967*) permettent de caractériser le choc en reliant les grandeurs du milieu avant et après le passage de l'onde. Elles expriment la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie et sont données par:

$$\rho_0 D = \rho_1 (D - u_1)$$

$$\rho_0 D u_1 = P_1 - P_0 \quad \text{[III.1]}$$

$$E_1 - E_0 = \frac{u_1^2}{2} + \frac{P_0 u_1}{\rho_0 D}$$

où les grandeurs avec suffixe "0" sont celles associées à la matière non perturbée, et D est la vitesse du choc. La quantité $E_1 - E_0$ représente l'augmentation de l'énergie interne par unité de masse. Puisque la matière derrière le front de choc est à l'équilibre thermodynamique, les grandeurs P , ρ et E sont reliées par une fonction $f(P, \rho, E) = 0$, caractéristique du matériau, qui représente l'**équation d'état**.

Les relations [III.1] et l'équation d'état forment un système de 4 équations à 5 inconnues: P_1 , ρ_1 , E_1 , u_1 et D (dans le cas d'un solide, les conditions initiales s'écrivent $E_0 = 0$ et $P_0 = 0$). Lorsque l'équation d'état est connue, la mesure d'un des 5 paramètres sera suffisante pour connaître les autres. Dans cette expérience, nous avons cherché à mesurer un paramètre, D (vitesse du choc), en supposant connue l'équation d'état du matériau utilisé. Nous avons utilisé les équations d'état données par les tables SESAME (SESAME, 1992), développées au Laboratoire de Los Alamos à la fin des années 70. Ces tables ont été calculées en combinant divers modèles théoriques valables dans différentes régions de densité et température et ont été souvent calées sur les points expérimentaux existants. Une table SESAME fournit la pression et l'énergie interne en fonction de la température et de la densité. A titre d'exemple, la figure 3.1 montre la courbe d'Hugoniot (l'ensemble des points, dans le plan (P, D) , qui représentent les états finals atteints par le choc) déduite des tables SESAME, dans le cas du polyéthylène.

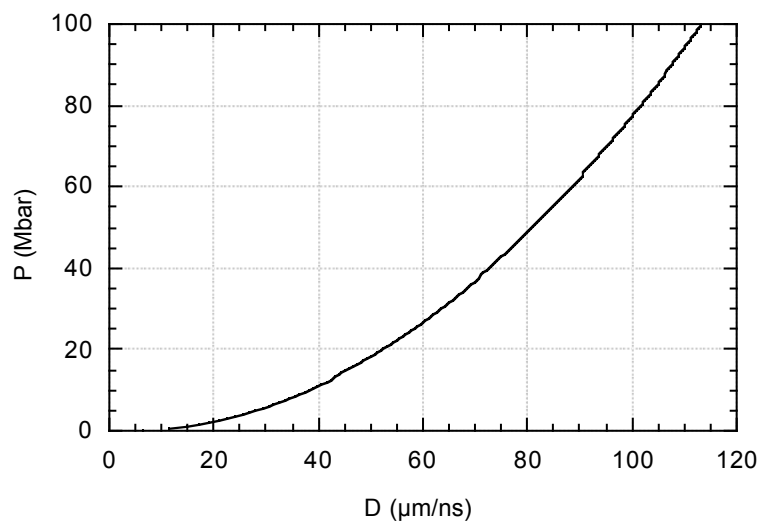


Fig. 3.1 Hugoniot du polyéthylène à partir des tables SESAME. La pression P est reportée en fonction de la vitesse du choc D .

Une fois la vitesse du choc mesurée expérimentalement, on pourra donc déduire tous les paramètres caractéristiques du plasma créé lors de la compression.

III.1.2. Dispositif expérimental et laser

Le schéma expérimental, utilisé pendant la phase A de l'expérience, est illustré sur la figure 3.2. Dans ce cas, nous avons utilisé exclusivement les deux faisceaux laser nanoseconde ($\lambda = 0.53 \mu m$) pour générer l'onde de choc à l'intérieur de la cible solide. Les deux faisceaux lasers étaient focalisés sur la cible à l'aide de lentilles de longueur focale $f = 1 m$, avec un angle d'incidence de 30° pour chacun d'entre eux. Les faisceaux ont été lissés spatialement à l'aide de lames de phases aléatoires RPP (en anglais: "Random Phase Plates") (Kato et al., 1984). Couplé à une caméra à balayage de fente¹ travaillant dans le visible, un système optique de reprise d'image de la face arrière de la cible, a été utilisé pour enregistrer l'émissivité associée au débouché du choc. L'image a été ensuite enregistrée à l'aide d'une caméra CCD ("Charged Coupled Device"), montée en contact avec l'écran de la caméra streak.

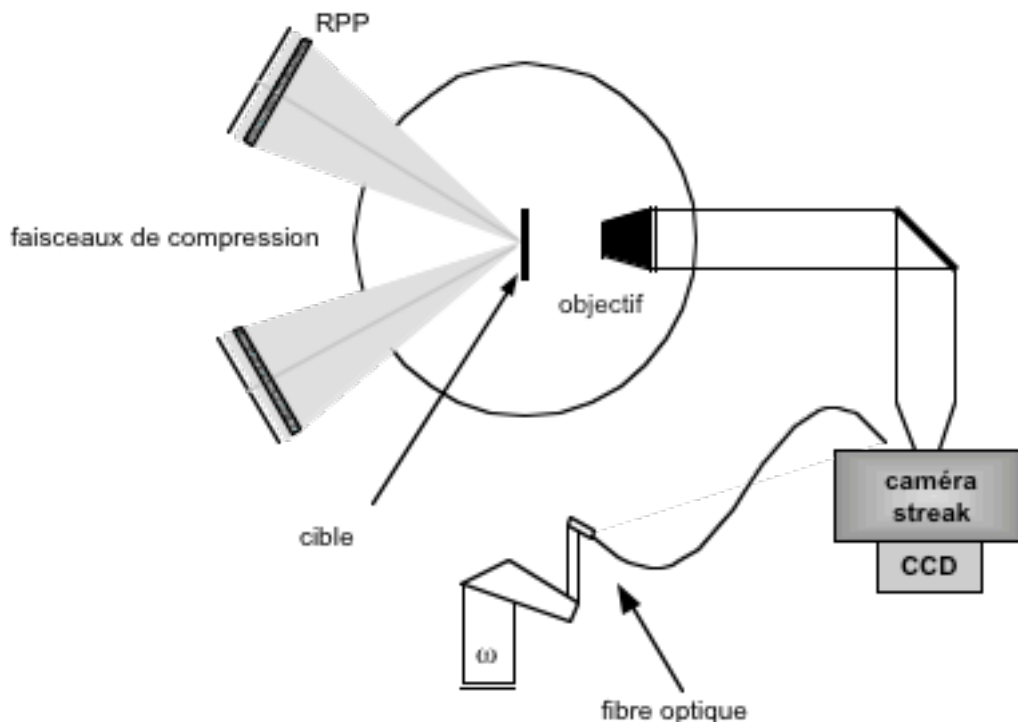


Fig.3.2. Schéma expérimental utilisé pendant la première partie de l'expérience, consacrée à la caractérisation de la matière sous choc laser.

¹ Dans une caméra à balayage de fente, le rayonnement incident sur la fente d'entrée est converti par la photocatode en électrons par effet photoélectrique. Ceux-ci sont ensuite déviés, selon leur temps d'arrivée, par une rampe de potentiel et convertis à nouveau en photons visibles par impact sur un écran phosphorescent.

Les impulsions lasers de durée de l'ordre de la nanoseconde sont produites par un banc d'oscillateur dont le milieu actif est un cristal YLF dopé au néodyme. La longueur d'onde du rayonnement émis est de $\lambda = 1.053 \mu m$. La largeur à mi-hauteur du profil temporel carré de l'impulsion était de $1 ns$ ou $2 ns$. L'énergie disponible par faisceau était d'environ $75 J$, après conversion.

Afin d'optimiser la compression de la cible (*Amiranoff et al., 1982*) et diminuer les effets du préchauffage, nous avons travaillé à 2ω . Le préchauffage, dû essentiellement aux électrons rapides et au rayonnement X générés dans le plasma d'interaction, provoque une altération des conditions du matériau devant le front de l'onde de choc. Dans ce régime laser, la production d'électrons rapides devient négligeable à courte longueur d'onde (*Fabre et al., 1980*). En utilisant des matériaux de numéro atomique faible, en outre, il est possible de réduire considérablement le préchauffage dû aux rayons X.

Ces conditions, minimisant ainsi le préchauffage de la face opposée de la cible, permettent de ne pas altérer l'état de la face arrière. Le processus d'accélération des électrons rapides au niveau de l'interaction avec le faisceau CPA reste identique dans les deux phases de l'expérience (B et C).

La présence de "points chauds" dans le faisceau laser (surintensités provoquées par les interférences constructives des différentes parties du faisceau, conséquence directe de la cohérence du laser) implique une illumination non uniforme de la cible et, par conséquent, la création d'un front de choc irrégulier. Pour pallier à cet inconvénient, il est possible de casser la cohérence du faisceau laser à l'aide des techniques dites de lissage optique.

C'est dans ce but qu'on a utilisé des lames de phases aléatoires (RPP) positionnées sur le chemin de chaque faisceau nanoseconde, juste après la lentille de focalisation, à l'intérieur de l'enceinte d'interaction. La RPP (fig. 3.3) est une lame transparente avec un motif de petits éléments carrés, obtenus par dépôt de résines spéciales, et qui produisent un déphasage aléatoire de 0 ou π dans le faisceau. Le laser est diffracté par tous les petits éléments constituant le motif de la RPP. Environ 82% de l'énergie se retrouve dans l'ordre zéro de diffraction, et donne un profil spatial quasi gaussien. La dimension de la tache focale produite est alors donnée par la largeur à mi-hauteur de l'ordre zéro de diffraction: $\Phi \approx 0.9\lambda f/d$ où λ est la longueur d'onde du laser, f la focale de la lentille et d la dimension des éléments.

Dans nos conditions expérimentales, nous avons $\lambda = 0.53 \mu m$ et $d = 2.5 mm$; la tache focale a donc un diamètre théorique de $\Phi = 190 \mu m$.

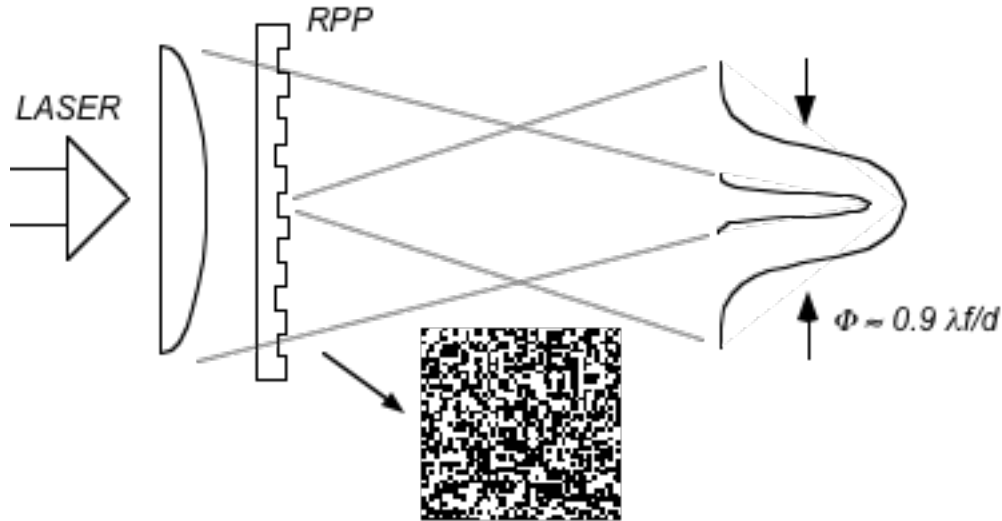


Fig.3.3. Structure et principe de fonctionnement d'une lame RPP.

Afin de contrôler les dimensions et la qualité des taches focales, nous avons mis en place un diagnostic simple, constitué par une caméra à sténopé X placée sur la paroi de l'enceinte. Cette caméra permet d'obtenir, pour chaque tir, l'image du plasma qui se forme lors de l'interaction du laser avec la cible et qui émet du rayonnement dans une vaste gamme de longueur d'onde. A l'aide d'un filtre d'aluminium, permettant de couper le rayonnement visible ainsi que le rayonnement du domaine X-XUV, l'image dans le domaine X est ensuite enregistrée sur une caméra CCD. Les images obtenues ne sont résolues que spatialement et nous fournissent les informations sur les dimensions et le profil de la tache focale. La résolution spatiale est déterminée par les dimensions du trou d'entrée de la caméra. Le diamètre d de ce trou, correspondant à une résolution maximale, est donné par: $d = [2.44 q \lambda (1+G)]^{1/2}$ où q est la distance image-trou, λ est la longueur typique du rayonnement X et G est le grandissement défini comme le rapport des distances image-trou et objet-trou. La configuration adoptée pendant notre expérience était caractérisée par $d = 5 \mu m$ et $G = 6.5$. Nous avons mesuré des taches focales typiquement de $200 \mu m$ correspondant bien aux valeurs escomptées.

Nous pouvons maintenant évaluer l'intensité laser sur cible, à l'aide de la relation suivante:

$$I_l \left(\frac{W}{cm^2} \right) = 0.44 \cdot 10^{17} \frac{E(J)}{[\Phi(\mu m)]^2 \cdot \tau(ns)} \quad [III.2]$$

où E est l'énergie totale fournie par des deux faisceaux de compression, Φ le diamètre de la tache focale et τ la durée de l'impulsion. Le facteur 0.44 est dû au profil spatial gaussien de la tache focale.

Pour la phase A de l'expérience, la durée de l'impulsion utilisée était de 1 ns et les intensités laser de 10^{14} W/cm^2 et $1.5\ 10^{14}\text{ W/cm}^2$, correspondant à des énergies moyennes de 50 J et 80 J par faisceau respectivement.

Anticipons ici que, lors de la dernière phase de l'expérience, nous avons augmenté la durée d'impulsion à 2 ns . En effet, nous voulions minimiser les effets éventuels produits par l'onde de raréfaction qui se forme au niveau du front d'ablation. L'utilisation d'une impulsion plus longue permet, en effet, de retarder la formation de cette onde et d'éviter, ainsi, qu'elle n'atteigne la partie sous choc de la cible en engendrant une dégradation de la compression.

Les intensités laser, correspondant à cette nouvelle configuration, pas disponible lors de la phase A en raison de problèmes techniques, étaient donc de $7.5\ 10^{13}\text{ W/cm}^2$ pour des énergies maximales de 80 J par faisceau.

III.1.3. Mesure de la vitesse du choc laser

La vitesse de l'onde de choc est la donnée fondamentale dans cette première phase de l'expérience:

- ▶ Premièrement, sa mesure nous permet, avec la connaissance de l'équation du matériau utilisé, de déduire les paramètres caractéristiques de la matière sous choc. A partir des grandeurs macroscopiques ainsi déterminées comme la température et la densité, il est possible de calculer le degré d'ionisation. Ce paramètre est nécessaire pour déterminer la conductivité de la matière, donnée essentielle pour une interprétation correcte des résultats.
- ▶ En second lieu, sa connaissance nous a permis de régler la synchronisation entre les faisceaux de compression et le faisceau CPA, lors de la dernière phase de l'expérience. Le but est alors de focaliser le faisceau CPA, qui produit les électrons rapides, lorsque le choc a comprimé la plus grande partie de la cible, sans avoir pourtant atteint la face opposée. En effet, lorsque le choc débouche en face arrière, un plasma est créé qui se détend dans le vide. Cela peut modifier les mécanismes de génération et d'accélération des électrons rapides par rapport au cas sans compression. De cette manière, nous nous sommes assurés d'avoir un faisceau d'électrons rapides de caractéristiques identiques dans les deux cas: matière non comprimée et comprimée.

III.1.3a. principe de la mesure

Afin de mesurer la vitesse du choc, nous avons adopté la méthode la plus simple. Elle consiste à déterminer le temps que l'onde de choc met pour atteindre la face arrière de la cible (*débouché* du choc). Pour cela, nous enregistrons sur une caméra à balayage de fente, l'émission provoquée en face arrière par le débouché du choc (cf. fig. 3.4).

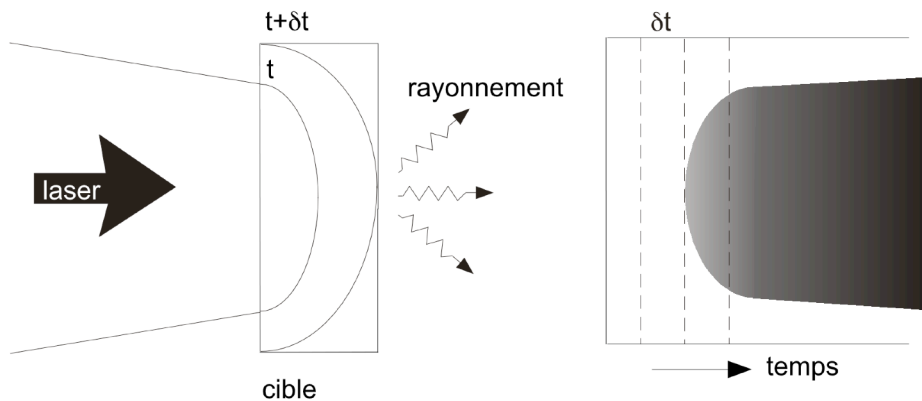


Fig.3.4. *Mesure du temps du débouché du choc en face arrière avec une caméra à balayage de fente.*

Cette méthode nécessite l'existence d'un faisceau de référence temporelle, donnant le temps d'arrivée du laser sur la cible. Cette référence temporelle est constituée par un signal prélevé par une fibre optique sur une partie du faisceau laser principal. La longueur de la fibre est choisie de telle sorte que son chemin optique total donne le temps zéro au centre de la chambre. Le temps d'arrivée du choc sur la face arrière, pour différentes épaisseurs de la cible, permet alors d'obtenir la mesure de la vitesse du choc.

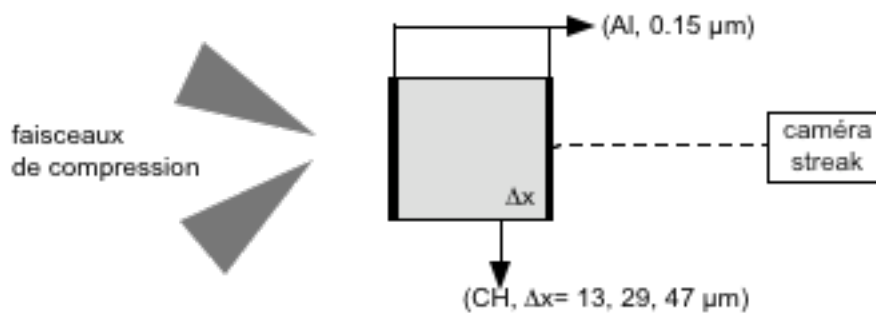


Fig.3.5. *Cibles utilisées pour la caractérisation du choc.*

Les cibles utilisées (fig. 3.5) sont constituées par une épaisseur variable de polyéthylène (de $13 \mu\text{m}$ à $47 \mu\text{m}$), le même matériau qui sera utilisé dans les deux autres phases. Une couche très fine d'aluminium ($0.15 \mu\text{m}$) a été déposée sur la face arrière de la cible. Elle sert à éviter que le rayonnement, produit par l'onde de choc au cours de sa propagation à l'intérieur de la cible, n'atteigne la caméra à balayage de fente avant le débouché. En effet, la cible plastique est transparente au rayonnement visible propre du choc. Une autre couche identique d'aluminium a été déposée côté laser, pour éviter le phénomène de "shinethrough". Ce processus (Delettrez, 1990) est dû à la fraction initiale du laser qui se propage, dans la cible transparente, sans être absorbée (avant la création du plasma et de la couche critique).

III.1.3b. résultats

Les caractéristiques du laser utilisées lors de cette phase de l'expérience sont:

- profil temporel carré de largeur à mi-hauteur 1 ns
- profil spatial gaussien de largeur à mi-hauteur $200 \mu\text{m}$
- longueur d'onde: $0.53 \mu\text{m}$
- énergie: entre 50 et 80 J par faisceau

Sur la figure 3.6 nous montrons une image typique obtenue avec la caméra à balayage de fente, qui montre l'émissivité en face arrière d'une cible de $47 \mu\text{m}$ d'épaisseur de polyéthylène, pour une intensité laser de $1.5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. L'axe vertical représente la coordonnée spatiale, et l'axe horizontal la coordonnée temporelle. Le faisceau de référence temporelle (décalé en temps d'une quantité connue par rapport au laser) est en haut à gauche. Nous en déduisons dans ce cas que le choc débouche 1 ns environ après le maximum de l'impulsion laser (pris à la fin du temps de montée de l'impulsion carrée).

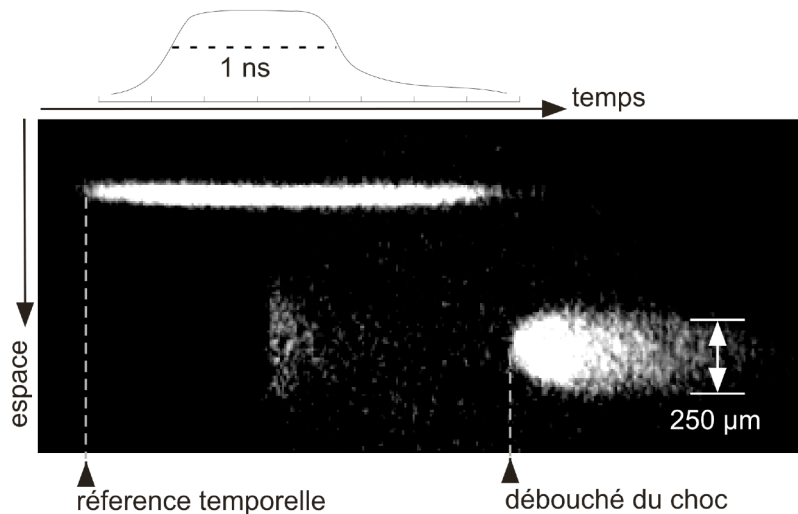


Fig.3.6. Emission en face arrière d'une cible plastique de $47 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le choc débouche 1 ns après le maximum de l'impulsion laser. Le faisceau de référence temporelle est en haut à gauche.

On peut d'abord observer que le profil spatial du choc reflète bien la forme gaussienne attendue d'une tache focale obtenue avec RPP: l'intensité sur les bords est plus faible, l'onde de choc se propage à une vitesse plus petite et débouche plus tard. Ce profil est reproductible sur chaque tir, comme cela est montré dans la figure 3.7, où les trois images correspondent à trois cibles d'épaisseur différentes. Plus l'épaisseur de la cible augmente, plus le temps d'arrivée du choc sur la face arrière est retardé.

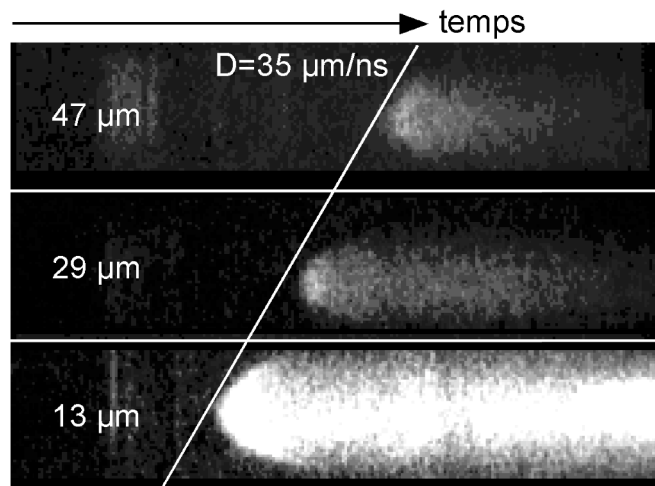


Fig.3.7. Trois images du débouché du choc pour cibles plastiques de 13 μm , 29 μm et 47 μm . Le temps d'arrivée du front de choc sur la face arrière pour différentes épaisseurs donne la vitesse de l'onde de choc dans la matière.

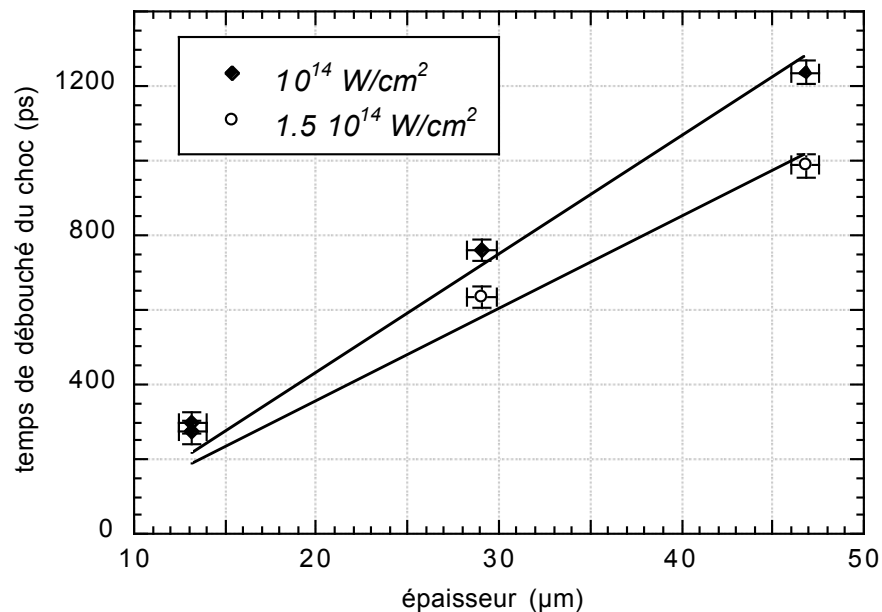


Fig.3.8. Temps de débouché du choc en fonction de l'épaisseur de la cible. Les points représentent les résultats expérimentaux obtenus pour deux intensités laser. Les courbes représentent les simulations hydrodynamiques MULTI.

Nous avons effectué des mesures pour deux intensités laser différentes, 10^{14} W/cm^2 et $1.5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. La totalité des résultats obtenus est reportée sur la figure 3.8 qui montre le temps d'arrivée en fonction de l'épaisseur de la cible. Dans le cas du régime stationnaire (Koenig et al., 1994), nous pouvons interpoler linéairement les points expérimentaux et en déduire la vitesse du choc. Celle-ci est d'autant plus grande que l'intensité laser est élevée. Les vitesses obtenues expérimentalement sont:

$$D_{exp} = 35 \text{ } \mu\text{m} / \text{ns} \quad \text{pour les intensités de } I = 10^{14} \text{ W} / \text{cm}^2$$

$$D_{exp} = 49 \text{ } \mu\text{m} / \text{ns} \quad \text{pour les intensités de } I = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ W} / \text{cm}^2 .$$

Remarquons que, dans le cas des hautes intensités, nous ne disposons de données que pour deux épaisseurs. L'interpolation linéaire des points, à partir de laquelle nous déduisons la vitesse expérimentale, est alors un peu moins significative. La précision des mesures de la vitesse effectuées par la méthode présentée est principalement affectée par:

- ▷ l'erreur sur l'épaisseur de la cible
- ▷ l'erreur sur le temps de débouché du choc.

La fabrication des cibles, effectuée au RAL, comportait une imprécision maximale sur les épaisseurs de $\pm 0.8 \text{ } \mu\text{m}$. La qualité du front de choc, atteinte avec l'utilisation de la technique de lissage des RPP, nous a permis d'avoir une incertitude sur le temps de débouché de choc qui peut être estimé à partir de la résolution temporelle de la caméra à balayage de fente ($\geq 20 \text{ ps}$). L'erreur totale sur le temps de traversée du choc (mesuré comme une différence de temps) est ainsi d'environ $40\text{-}50 \text{ ps}$. Elle reste alors sensiblement inférieur aux valeurs de temps de débouché caractéristiques de l'expérience. Ces deux sources d'erreur, indiquées par les barres d'erreur sur la figure 3.8, impliquent alors une imprécision relativement faible, d'environ $\pm 5\text{-}10 \%$.

Afin de valider les résultats obtenus et caractériser au mieux la vitesse du choc dans nos conditions expérimentales, nous avons effectué in situ des simulations hydrodynamiques. Cela nous a permis de déduire la vitesse du choc lors de la dernière phase de l'expérience, où nous avons travaillé à une intensité plus faible de $7.5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$.

Les simulations ont été effectuées avec MULTI (Ramis et al., 1988), un code hydrodynamique lagrangien monodimensionnel avec transfert radiatif, qui a été développé à l'Institut Max Planck de Garching.

En utilisant l'intensité laser comme paramètre, nous avons essayé de reproduire les temps de débouché du choc pour chaque épaisseur. Le meilleur accord entre les simulations et les résultats expérimentaux (figure 3.8) a été trouvé pour des intensités très proches des intensités expérimentales. L'interpolation des résultats numériques ainsi obtenus, nous donne ensuite les vitesses prévues par le code:

$$D_{sim} = 32 \text{ } \mu\text{m} / \text{ns} \quad \text{pour des intensités de } I = 10^{14} \text{ W} / \text{cm}^2$$

$$D_{sim} = 41 \text{ } \mu\text{m} / \text{ns} \quad \text{pour des intensités de } I = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ W} / \text{cm}^2 .$$

Un bon accord est trouvé pour le cas des basses intensités ce qui confirme également la validité du code dans nos conditions. L'accord est moins satisfaisant, par contre, dans le deuxième cas où la différence entre les valeurs mesurées et celles prévues par le code est supérieure à l'écart moyen typique.

Ceci nous suggère alors que l'erreur effectuée sur la mesure de D_{exp} est probablement sous-estimée. Une erreur supplémentaire provient des fluctuations de l'énergie laser de tir à tir, qui apporte une imprécision sur l'intensité d'environ 10 %. On peut toutefois montrer que celle-ci ne conduit qu'à une erreur assez faible sur la vitesse du choc (qq. %). En raison de l'insuffisance de points expérimentaux dans ce cas, nous avons adopté la vitesse de choc donnée par les simulations MULTI, qui a été largement validé dans des expériences similaires.

III.1.4. Détermination des paramètres du plasma comprimé

Une fois la vitesse de choc mesurée, nous pouvons déduire les paramètres caractéristiques du plasma comprimé à partir de l'équation d'état du polyéthylène, donnée par les tables Sesame (SESAME, 1992).

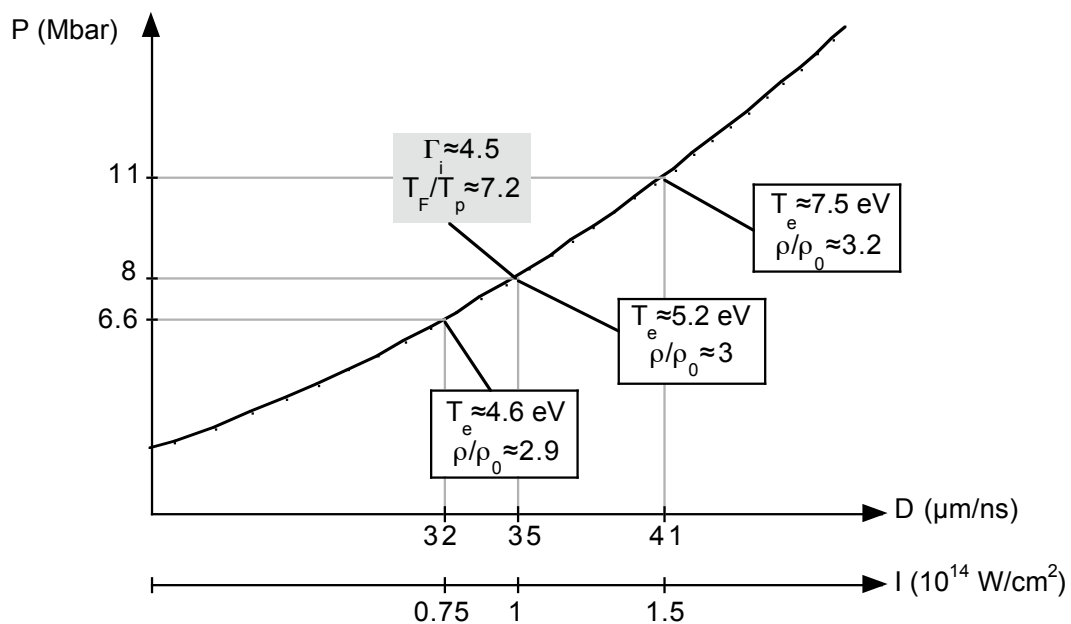


Fig.3.9. Paramètres caractéristiques du plasma comprimé créé dans nos expériences, indiqués sur l'Hugoniot du polyéthylène.

La température électronique, le facteur de compression, et la pression en fonction des vitesses de choc trouvées, et les intensités laser correspondantes, sont indiqués sur la figure 3.9. Les plasmas créés par l'onde de choc sont fortement couplés et dégénérés.

L'importance des **effets de corrélation** est donnée par le facteur de couplage ionique Γ_i défini par:

$$\Gamma_i = \frac{(Z \cdot e)^2}{R_0 \cdot k_B T_p} \quad [\text{III.3}]$$

où $R_0 = (3n_i/4\pi)^{-1/3}$ est le rayon de la sphère ionique (électriquement neutre), n_i la densité ionique et T_p la température du plasma. Γ_i exprime le rapport de l'énergie d'interaction coulombienne entre les ions, sur l'énergie thermique. Lorsque $\Gamma_i \ll 1$ on parle de plasma cinétique ou idéal. Le mouvement des particules n'est pas influencé par leur interaction mutuelle. Lorsque $\Gamma_i \geq 1$ on parle de plasma fortement couplé. La densité est tellement élevée que la longueur de Debye devient plus petite que la distance interionique moyenne $2R_0$ et perd ainsi sa signification. Le plasma est alors caractérisé par la distance R_0 qui prend donc la signification de distance d'écrantage. Lorsque la densité augmente, R_0 diminue, les orbitales atomiques se superposent partiellement et les niveaux sont modifiés. Dans ces conditions, de plus en plus d'électrons passent dans la bande de conduction en baissant ainsi l'énergie du continuum ("continuum lowering"). Pour une intensité de $7.5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (telle que celle utilisée dans la phase C) on déduit le facteur de couplage ionique suivant:

$$\Gamma_i \approx 4.5. \quad [\text{III.4}]$$

Les **effets de dégénérescence** sont donnés par le rapport entre la température du plasma T_p et la température de Fermi $T_F = E_F/k_B$.

L'énergie de Fermi E_F pour un milieu à la température T_p est donnée par:

$$E_F = E_{F,0} \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{k_B T_p}{E_{F,0}} \right)^2 \right] \quad [\text{III.5}]$$

où $E_{F,0}$ est la limite à température nulle:

$$E_{F,0} = \frac{h^2}{8m_e} \left(\frac{3}{\pi} n_e \right)^{2/3} \quad [\text{III.6}]$$

La densité électronique est donnée par $n_e = Z * n_i$.

Lorsque le rapport $T_F/T_p > 1$, on parle de plasma dégénéré, dont les propriétés thermodynamiques doivent être traitées dans le cadre de la statistique de Fermi-Dirac.

Si l'on identifie la température du plasma avec la température électronique, le facteur de dégénérescence, toujours dans le cas d'une intensité laser de $7.5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, est de:

$$T_F/T_p \approx 7.2. \quad [\text{III.7}]$$

Ces deux paramètres indiquent clairement qu'un matériau sous choc, dans nos conditions expérimentales, est dégénéré et couplé. Son comportement se rapproche sensiblement du comportement du plasma de fusion ($100 \text{ eV} < T_p < 1 \text{ keV}$; $200 \text{ g/cm}^3 < \rho < 600 \text{ g/cm}^3$), pour lequel $0.1 < \Gamma_i < 1$ et $0.9 < T_F / T_p < 3.5$ environ.

III.2. PARTIE B: CARACTERISATION DE LA SOURCE D'ELECTRONS RAPIDES

Cette deuxième section traite la phase B de l'expérience. Après un premier paragraphe décrivant le dispositif expérimental utilisé et les diagnostics des électrons suprathermiques, nous allons présenter les résultats d'émission K_α obtenus pour la matière non comprimée. Ceux-ci nous donnent une estimation de la température de la source électronique et la pénétration typique des électrons rapides dans la matière.

III.2.1. Dispositif expérimental

Le schéma expérimental des phases B et C est représenté sur la figure 3.10. Un faisceau laser d'impulsion de l'ordre de la picoseconde, amplifié à l'aide de la technique de dérive de fréquence (en anglais CPA - "Chirped Pulse Amplification"), est focalisé sur un côté de la cible, qui dorénavant sera nommé face avant, à l'aide d'une parabole hors axe ($f/10$). L'angle d'incidence (60°) a été choisi afin d'optimiser le couplage laser-cible, d'après les travaux récents de Schnürer (*Schnürer et al., 1995*).

Le centre de l'enceinte, où a lieu l'interaction laser-cible, est défini par trois télemicroscopes fixés sur l'enceinte, alignés sur une micro-bille de diamètre $150 \mu\text{m}$, avec une précision d'environ $20 \mu\text{m}$. L'alignement de la cible au centre de l'enceinte est effectuée sur un système préalablement monté dans la salle d'expérience. Sur ce porte-cible spécial, nous avons monté la cible et les trois micro-spectromètres de façon qu'ils soient solidaires entre eux. A l'aide de la visualisation du centre de la cible avec trois caméras annexes, on aligne, sur table, la cible ainsi que les trois micro-spectromètres. Le porte-cible, remis à l'intérieur de l'enceinte est ensuite aligné avec les faisceaux laser.

Le diagnostic principal de l'expérience est représenté par trois micro-spectromètres à cristal plan positionnés à l'intérieur de l'enceinte. Deux regardent la face arrière de la cible à deux angles différents, tandis que le troisième regarde la face avant. Ils enregistrent l'émission X de la raie K_{α} de la couche fluorescente de la cible, provoquée par le dépôt d'énergie des électrons rapides.

Fixée sur l'enceinte, une caméra à sténopé X fournit les images de la tache focale du faisceau CPA. Le diamètre du trou de la caméra était de $d = 5 \mu\text{m}$ et le grandissement de $G = 35$. La taille moyenne des taches focales obtenues était autour de $\Phi \approx 50 - 100 \mu\text{m}$. Nous avons travaillé à des intensités comprises entre $5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ et $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$, avec une durée d'impulsion laser de 4 ps environ.

A l'intérieur de l'enceinte d'interaction, nous avons fixé les feuilles de "CR39", un diagnostic qui permet d'obtenir la température moyenne du faisceau d'électrons rapides. Une description plus détaillée de ce diagnostic est effectuée dans le §:III.2.2b.

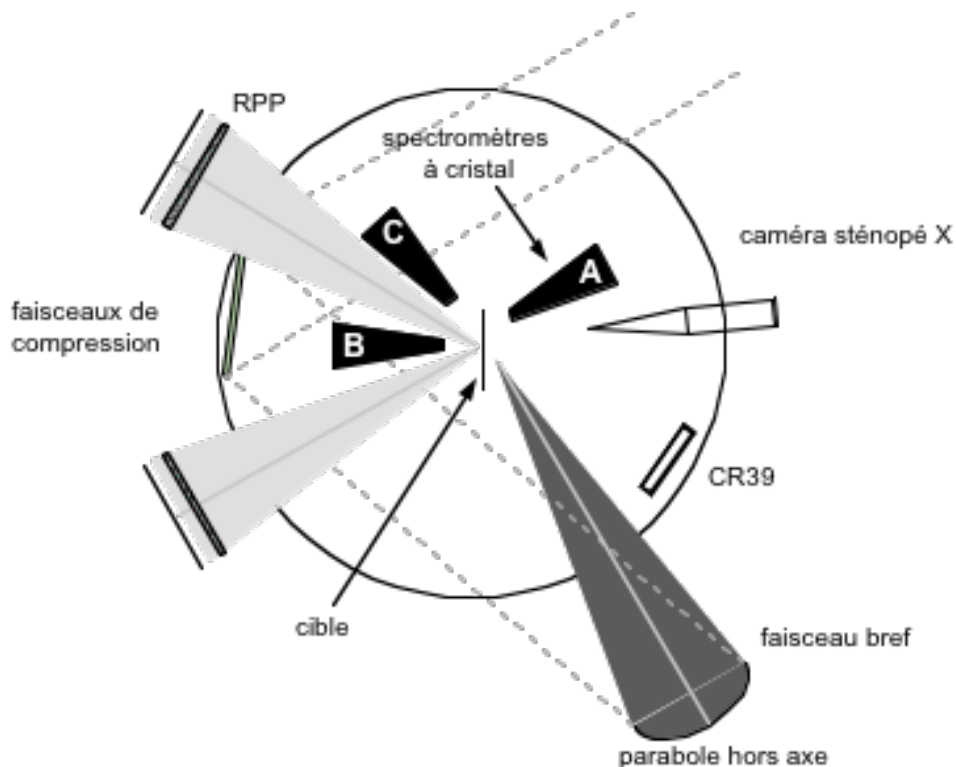


Fig.3.10. Schéma général de l'expérience.

III.2.1a. le laser CPA

L'amplification classique d'une impulsion brève est limitée en intensité en raison des seuils d'endommagement des matériaux amplificateurs. La technique dite CPA (*Strickland and Mourou, 1985*) rend possible l'amplification d'une telle impulsion à hautes énergies. Elle consiste essentiellement à allonger temporellement l'impulsion avant amplification et à la

recomprimer après amplification. La large bande spectrale caractérisant les impulsions brèves² permet l'étirement temporel de l'impulsion avant amplification.

L'impulsion courte est créée par un oscillateur à modes bloqués dont le milieu actif est un cristal LMA dopé au néodyme. La largeur spectrale du néodyme dans un cristal du type LMA est environ de 44 Å, ce qui permet de générer des impulsions courtes jusqu'à 400 fs. L'impulsion ainsi produite est ensuite envoyée sur un système dispersif nommé *étireur*. Celui-ci est constitué typiquement par deux réseaux positionnés antiparallèlement. Chaque composante de l'impulsion est diffractée par les deux réseaux avec un angle différent selon leur longueur d'onde: en particulier, les longueurs d'onde plus grandes avec un angle plus grand, et les plus petites avec un angle plus petit. Entre les deux réseaux, donc, elles parcourent un chemin optique différent.

Cette différence de chemin introduit un retard relatif entre les diverses composantes spectrales et produit un étirement temporel de l'impulsion (impulsion à dérive de fréquence ou *chirpée*). Un deuxième passage du faisceau dans l'étireur permet d'éliminer le décalage spatial introduit par le système dispersif. En sortie, tous les rayons correspondant aux différentes longueurs d'onde sont superposés et l'impulsion est envoyée vers le milieu amplificateur. L'amplification est donc rendue possible grâce à l'étirement temporel initial qui élimine les problèmes d'effets non-linéaires liés aux fortes intensités.

Une fois amplifiée, l'impulsion est recomprimée afin de retrouver la durée temporelle initiale. Le *compresseur*, monté sur la figure 3.11, est un système optique symétrique à l'étireur avec les deux réseaux positionnés parallèlement et qui compense les retards introduits par l'étireur.

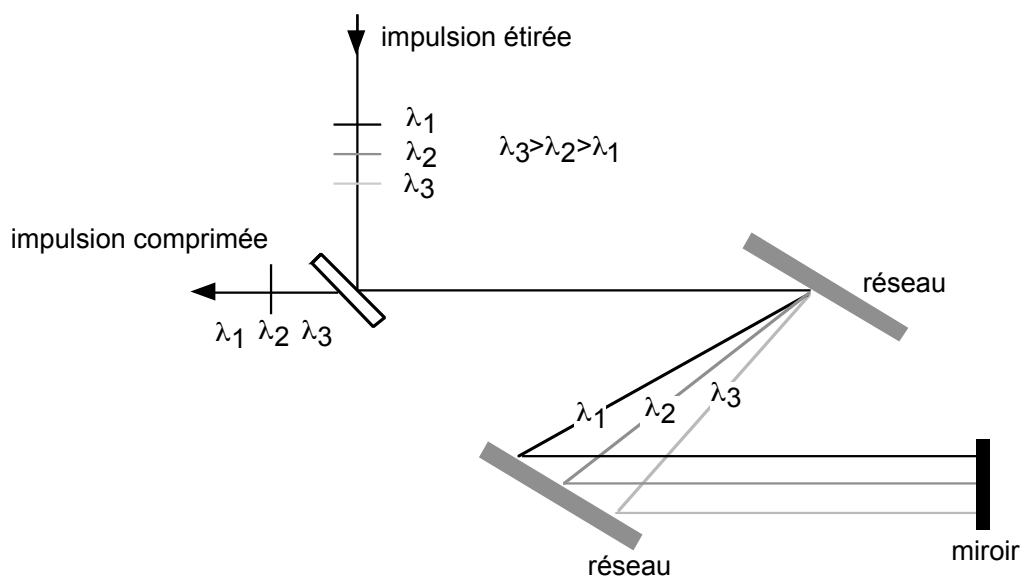


Fig. 3.11. Principe de fonctionnement du compresseur.

² Conséquence directe de la limite de Fourier (expression du principe d'incertitude), la largeur à mi-hauteur de l'impulsion temporelle $\Delta\tau$ et la largeur à mi-hauteur du spectre $\Delta\nu$ satisfont la relation $\Delta\tau\Delta\nu \geq k$, où $k=0.441$ pour un profil temporel gaussien. Plus l'impulsion est courte, plus le paquet d'ondes associé contiendra un nombre supérieur de fréquences.

La technique de dérive de fréquence, adoptée au RAL, permet de délivrer une énergie maximale de l'ordre de 30 J avec une impulsion qui varie entre 0.7 et 4 ps. Il fournit une intensité maximale de $3 - 4 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Nous avons travaillé à des intensités d'environ 10^{16} W/cm^2 , obtenues avec une énergie comprise entre 10 et 30 J. Nous avons délibérément choisi de travailler à des intensités plus basses, afin de pouvoir générer des électrons rapides dont la pénétration typique puisse bien s'adapter à l'épaisseur de la cible sélectionnée et pour les meilleures conditions d'uniformité de compression.

III.2.1b. les cibles

Les cibles utilisées (fig. 3.12) étaient de deux types. Dans les cibles de type A, la couche de propagation est constituée par une épaisseur variable (entre 10 μm et 70 μm) de polyéthylène, un plastique de composition chimique C_2H_4 et de densité $\rho = 0.94 \text{ g/cm}^3$, tandis que la couche fluorescente est constituée par 13.5 μm de chlorure de polyvinylidène (PVDC), plastique chloré de composition chimique $\text{C}_2\text{H}_2\text{Cl}_2$ et de densité $\rho = 1.64 \text{ g/cm}^3$.

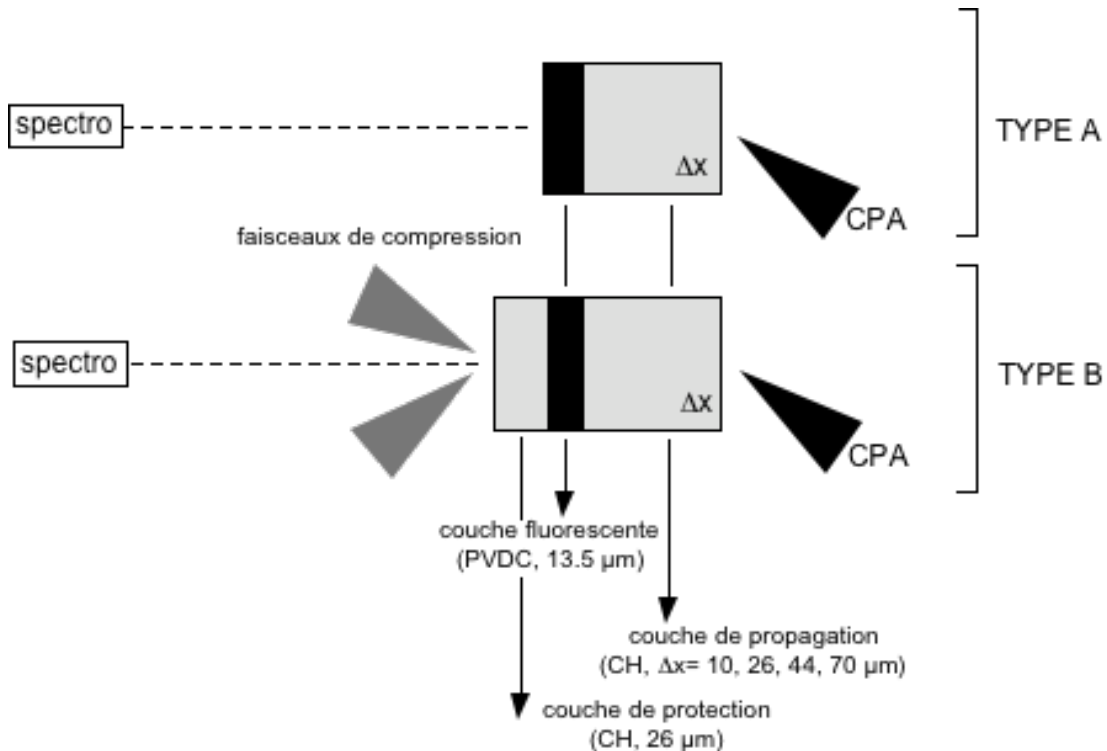


Fig 3.12. Cibles utilisées pendant l'expérience. La couche de propagation est constituée par du polyéthylène, la couche fluorescente par du plastique chloré (PVDC).

Les cibles de type B, utilisées également dans la troisième partie de l'expérience, présentent les mêmes couches de propagation et de fluorescence, plus une troisième de 26 μm de polyéthylène. L'épaisseur additionnelle de polyéthylène, collée du côté des lasers nanoseconde, à, comme l'on verra, une fonction de protection. La fabrication des cibles a été effectuée au laboratoire cibles du RAL. L'erreur sur l'épaisseur varie entre 0.2 μm et 0.8 μm .

III.2.2. Diagnostics des électrons rapides

III.2.2a. les microspectromètres à cristal

Le diagnostic principal de cette expérience reposait sur trois microspectromètres à cristal plan pour l'enregistrement du spectre X émis par la couche de plastique chloré. En particulier, nous nous sommes intéressés à l'émission de la raie K_α du chlore de longueur d'onde $\lambda = 4.7324 \text{ \AA}$ correspondant à une énergie de 2.62 keV.

Le cristal utilisé, a été choisi en fonction de l'intervalle de longueur d'onde à sonder. C'était un PET (pentaerythritol) ayant $2d = 8.742 \text{ \AA}$ où d est la distance de séparation des plans atomiques. Suivant la loi de Bragg donnée par:

$$\lambda = 2d \cdot \sin \vartheta_B \quad \text{[III.8]}$$

on obtient un angle de Bragg ϑ_B , (le complémentaire de l'angle d'incidence, formé par le rayon incident et la normale à la surface d'incidence), de 32.8°.

Les rayons X de la longueur d'onde prise en considération, étaient réfléchis par le cristal sur un film Kodak du type DEF ("Direct Exposure Film" – double émulsion³) qui donne une résolution spatiale de l'ordre du micron. Les conditions particulières de $2d$, λ et ϑ_B choisis nous permettaient d'enregistrer sur le film un intervalle spectral centré sur la longueur d'onde de la raie K_α .

Les spectromètres étaient constitués d'une boîte qui contenait le cristal et les films, développés à fur et à mesure au cours de l'expérience. Deux filtres de béryllium de 25 μm , sur la fente d'entrée, et l'autre parallèle au film, ont été utilisés afin d'assurer l'étanchéité de chaque spectromètre et de protéger le cristal.

Une interprétation correcte des spectres nécessite de déterminer la relation de dispersion du spectromètre, c'est-à-dire la relation qui lie la longueur d'onde à la dimension spatiale longitudinale du film.

³ Ce film est constitué par un support plastique de 20 μm recouvert, sur les deux côtés, par l'émulsion sensible de grains de AgBr de dimension de 1.6 μm . La présence de la double émulsion augmente la sensibilité du film, en augmentant la probabilité d'interaction avec les rayons X les plus pénétrants.

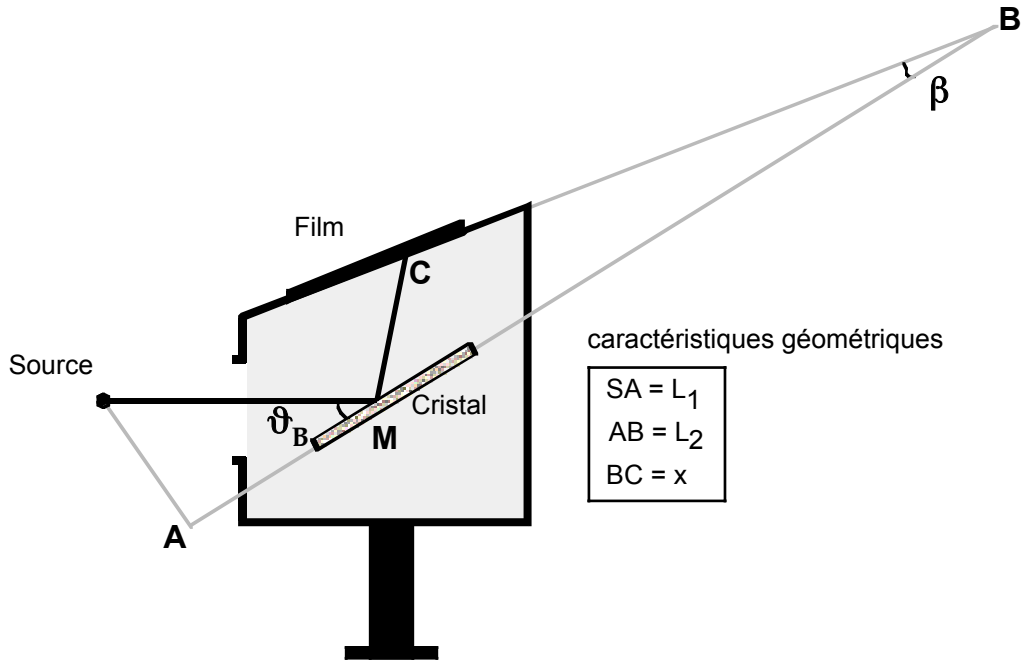


Fig.3.13. Dessin représentant le microspectromètre utilisé pour l'enregistrement de l'émission de la raie $K\alpha$ du chlore.

Dû à la géométrie du spectromètre, décrite dans le schéma de la figure 3.13, on obtient la relation suivante, entre l'angle de Bragg ϑ_B et la coordonnée spatiale x sur le film:

$$\operatorname{tg} \vartheta_B = \frac{L_1 + x \cdot \sin \beta}{L_2 - x \cdot \cos \beta} \quad [\text{III.9}]$$

L_1 et β sont caractéristiques de la construction du spectromètre, et L_2 dépend de la distance source-cristal choisie. Dans notre cas, les trois paramètres valaient: $L_1 = 25 \text{ cm}$, $L_2 = 13.5 \text{ cm}$ et $\beta = 13^\circ$. En appliquant la loi de Bragg, on arrive à la relation de dispersion spectrale donnée par:

$$\lambda(x) = 2d \cdot \sin \left\{ \operatorname{arctg} \left(\frac{L_1 + x \cdot \sin \beta}{L_2 - x \cdot \cos \beta} \right) \right\} \quad [\text{III.10}]$$

Si, pour finir, on tient compte du fait que le film avait une dimension longitudinale comprise entre $x = 6 \text{ cm}$ et $x = 10 \text{ cm}$, on arrive à déterminer la largeur spectrale observable qui est de $\Delta\lambda = 2.62 \text{ \AA}$, comprise entre $\lambda_{\min} = 3.55 \text{ \AA}$ et $\lambda_{\max} = 6.17 \text{ \AA}$. La dispersion du spectromètre est alors $D(\lambda) = 15.26 \text{ mm/\AA}$. La relation de dispersion [III.10] a été vérifiée expérimentalement à l'aide du spectre d'émission du chlore obtenu, dans la gamme spectrale considérée, avec un tir laser effectué en focalisant les deux faisceaux à impulsion longue directement sur une cible de plastique chloré.

La résolution spectrale totale du spectromètre est donnée par les trois contributions suivantes:

- La résolution intrinsèque du cristal utilisé, S_c . Elle est donnée, pour un cristal PET plan, par:

$$S_c = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \approx 7000 \quad \text{[III.11]}$$

- La résolution S_f du film, donnée par les dimensions des grains de son émulsion sensible. La résolution de l'ordre du micron d'un film du type DEF correspond, dans notre spectromètre, à une résolution spectrale de:

$$S_f = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \approx 5000 \quad \text{[III.12]}$$

- La résolution, proprement dite du spectromètre S_s , due à la géométrie choisie et aux dimensions finies de la source. Elle est donnée par:

$$S_s = \lambda \frac{D(\lambda)}{\gamma \cdot \phi_s} \quad \text{[III.13]}$$

où ϕ_s est la dimension et $\gamma = 1 / \sin(\beta + \vartheta_B)$ le facteur de réduction de la source. Les dimensions de la source, correspondant à la zone d'émission du rayonnement K_α à l'intérieur de la couche fluorescente, peuvent être, en première approximation, identifiées avec les dimensions de la source d'électrons rapides, donc de la tache focale CPA ($\leq 100 \mu m$). On obtient ainsi $S_s \geq 450$.

On voit donc que la résolution qui limite le plus notre diagnostic, est celle due aux dimensions finies de la source. Elle induit une incertitude sur la longueur d'onde de $\delta\lambda \approx 10 m\text{\AA}$. Une incertitude supplémentaire peut être introduite lors de la lecture des films avec le densitomètre, qui a une fenêtre de dimensions finies $\delta x = 25 \mu m$. Dans ce cas, l'élargissement de la raie est donné par: $\delta\lambda = \delta x / D(\lambda) \approx 1.6 m\text{\AA}$. Il peut donc être considéré négligeable.

III.2.2b. le "CR39": détecteur plastique de traces ioniques

Lors de cette expérience, nous avons mis en place un autre diagnostic pour la température des électrons rapides. Celui-ci repose sur l'utilisation d'un détecteur en plastique (CR39) largement employé par le passé pour la détection des particules α dans les

expériences d'implosion (*Fews and Henshaw, 1982*). Il s'agit ici de détecter dans le plastique les traces laissées par les ions rapides provenant de la zone d'interaction du faisceau CPA avec la cible. Il est alors possible de déterminer la température des électrons à partir de la mesure de l'émission de ces ions.

Lorsqu'un ion énergétique frappe le CR39, il dépose son énergie par ionisation et endommage le plastique. Ce dernier est ensuite plongé dans un bain de soude de telle sorte que les traces laissées deviennent visibles au microscope. Chaque trace correspond à un ion différent et, à partir des dimensions et de la profondeur de la pénétration, il est possible de déduire l'énergie et le nombre atomique de l'ion.

Le détecteur était couvert par une série de feuilles de Mylar d'épaisseur de $2.5 \mu\text{m}$ chacune positionnées de façon à créer un système de marches d'épaisseurs croissantes comme on le voit sur la figure 3.14. Chaque marche permet d'obtenir une sensibilité différente en énergie et conduit à une résolution de 0.2 MeV environ. Cela se traduit par une imprécision sur la température électronique de 4 keV par marche. Une petite cale d'aluminium était aussi présente pour détecter les ions les plus énergétiques qui peuvent traverser l'épaisseur totale de Mylar. Dans ce cas, la résolution est seulement de 18 keV sur la température électronique.

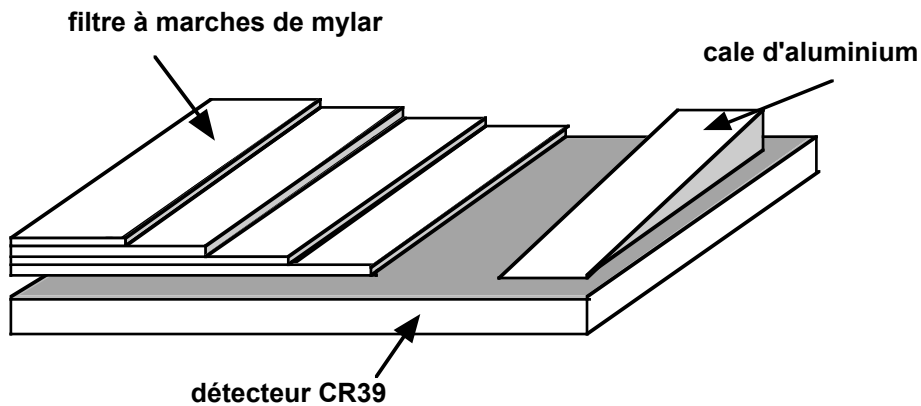


Fig.3.14. Système de filtres à marches pour le diagnostic CR39

La détermination de la température des électrons à partir de la mesure de l'énergie des ions repose sur une modélisation simple. Dans un modèle d'expansion plane et isotherme, la distribution de densité ionique s'écrit:

$$n_i = n_0 e^{-v_i l c_s} \quad \text{[III.14]}$$

où n_0 est la densité ionique initiale qui correspond à la densité de la surface de la cible

éclairée par le laser, v_i est la vitesse de propagation des ions et c_s est la vitesse du son associé au plasma d'ablation.

En raison de la nature collective du plasma, la vitesse de propagation ionique atteint un maximum lorsque la densité et la vitesse d'expansion sont telles que la longueur caractéristique d'expansion est égale à la longueur de Debye:

$$c_s \cdot t = \lambda_D \quad \text{[III.15]}$$

On en déduit donc l'expression suivante pour la vitesse ionique maximale v_i^{max} :

$$v_i = c_s \ln(n_0/n) \Rightarrow v_i^{max} = 2c_s \ln(\omega_{pi} t) \quad \text{[III.16]}$$

où ω_{pi} est la fréquence de plasma ionique et t le temps de l'ordre de la durée de l'impulsion laser. Etant donné que le terme logarithmique de [III.16] est lentement variable, la vitesse des ions énergétiques v_i^{max} et la vitesse du son c_s peuvent être reliées de façon linéaire $v_i^{max} \propto c_s$. La température des électrons rapides sera alors proportionnelle à $(v_i^{max})^2$ et donc à E_{max} . La constante de proportionnalité peut être déterminée de façon expérimentale. On peut montrer (Tan et al., 1984) que la vitesse maximale des ions est également proportionnelle à l'intensité sur cible. La loi obtenue empiriquement est du type $v_i^{max} \propto I_{laser}^{1/6}$.

Des résultats obtenus récemment (Beg et al., 1997), montrent une loi d'échelle avec l'intensité en très bon accord avec la loi de Tan. Des travaux théoriques plus détaillés (Kishimoto et al., 1983), proposent une relation entre T_h et E_{max} analogue.

Nous allons appliquer la même méthode afin d'obtenir une mesure complémentaire de la température des électrons.

Remarquons néanmoins que la température des électrons rapides obtenue avec le CR39 peut être sous-estimé en raison des processus suivants.

▷ La forte charge d'espace (ou le changement de signe du champ laser), implique qu'une partie des électrons rapides peut être accélérée en direction opposée, vers l'extérieur de la cible. Cela produit une diminution du champ de charge d'espace lui-même et donc une diminution de la vitesse maximale des ions.

▷ En présence d'une préimpulsion, notamment lorsque le laser n'est pas doublé en fréquence, le préplasma qui se forme devant la cible, écrante le champ de charge d'espace, ce qui provoque également une diminution de la vitesse ionique.

Dans ces deux cas, alors, la valeur mesurée de la vitesse ionique conduit à une température des électrons rapides inférieure.

Le modèle simple présenté ci-dessus n'est pas, à priori, valable dans le cas du régime femtoseconde, dont le mode d'expansion du plasma d'interaction n'est pas tout à fait connu. Cependant, dans les conditions expérimentales adoptées, nous ne pouvons pas exclure la présence d'un préplasma dû à un faible contraste de l'impulsion à ω , qui rapproche un peu l'hydrodynamique du cas classique.

Malgré les approximations introduites par cette modélisation simple, ce diagnostic donne des informations importantes corroborant notamment le diagnostic par spectroscopie K_α .

III.2.3. Résultats d'émission K_α

III.2.3a. spectres expérimentaux, nombre de photons émis

Dans la figure 3.15, nous montrons une image typique obtenue sur les films des micro-spectromètres qui enregistrent le signal X émis par la cible. La raie K_α du chlore est bien visible. Afin de remonter aux informations nécessaires à une description quantitative de l'émission, nous devons procéder au dépouillement de ces images. Il faut pour cela tenir compte de la réponse du film, c'est à dire du noircissement en fonction de l'éclairement. Nos films ont été numérisés au densitomètre du CDSI à l'institut d'optique d'Orsay. Les dimensions de la fente de balayage du densitomètre ($25 \mu m \times 100 \mu m$) ont été choisies pour une résolution donnée.

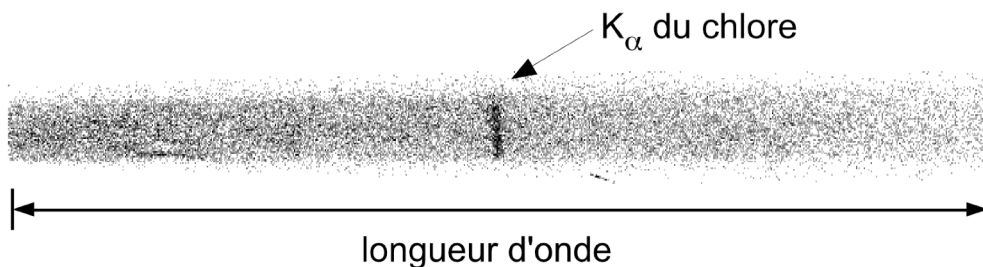


Fig.3.15. Image obtenue sur un des films des spectromètres. La raie K_α du chlore est bien visible.

L'image est alors traitée à l'aide d'un programme d'analyse (ALUMGK, mis au point au LULI), dans lequel nous avons introduit les données d'étalonnage les plus récentes (Henke et al., 1986) du film Kodak DEF utilisé. Nous avons alors obtenu le spectre d'émission montré sur la figure 3.16, qui donne le nombre de photons en fonction de longueur d'onde. Celui-ci correspond à une cible de $10 \mu m$ d'épaisseur pour une énergie laser de $17 J$. La largeur à mi-hauteur de la raie K_α du chlore (4.73 \AA), est de $\delta\lambda = 16.5 \text{ m\AA}$. Elle n'est que légèrement

supérieure, donc, à la largeur correspondant à la résolution totale du spectromètre (S_s). Nous pouvons maintenant, à partir des spectres obtenus, remonter au nombre de photons émis par la cible. Cela nous permettra par la suite d'estimer le nombre d'électrons générés par le faisceau CPA.

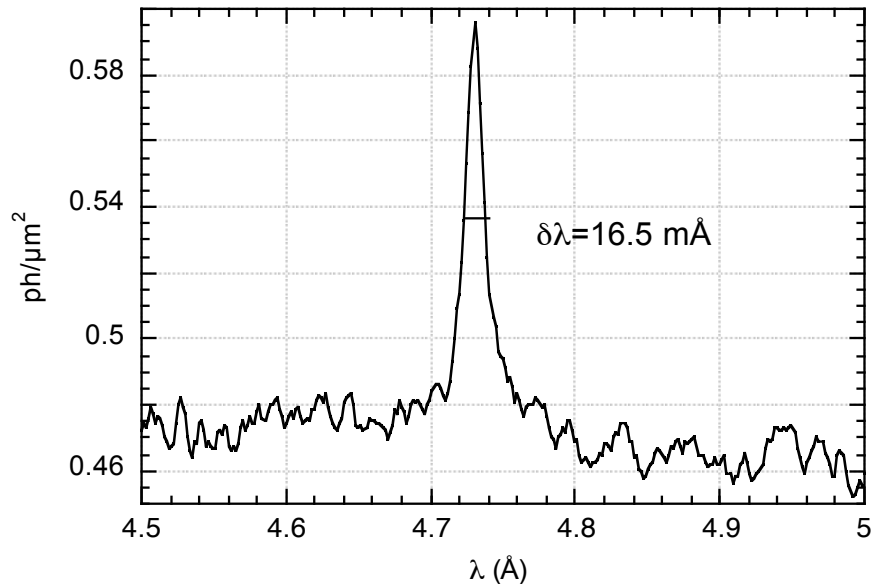


Fig.3.16. Spectre obtenu avec une cible de 10 μm d'épaisseur. En ordonnées, le nombre de photons par unité de surface recueillis par le film.

Le nombre total N_0 de photons émis par la cible dans la raie K_α est donné par:

$$N_0 = \frac{N4\pi d^2}{T_f R_c} \quad [\text{III.17}]$$

où N est le nombre de photons, par unité de surface, recueillis sur le film, d est la distance source-film ($d = 7.7 \text{ cm}$ dans notre cas), R_c la réflectivité du cristal (≈ 0.5 pour un cristal PET) et T_f est la transmission des filtres. Les deux filtres de 25 μm de béryllium utilisés donnent une transmission totale de $T_f = 0.38$ à 4.73 Å. Le nombre N de photons K_α sur le film a été calculé après avoir soustrait le fond du continuum dû à l'émission de bremsstrahlung. Il est, dans nos spectres, en moyenne de $N = 0.15 \text{ ph}/\mu\text{m}^2$. Nous obtenons alors $N_0 \approx 6 \cdot 10^{10}$ photons K_α émis par la cible. Remarquons que cette valeur n'est valable que comme ordre de grandeur en raison notamment du fait que la réflectivité du PET, variant sensiblement de cristal à cristal (Henke and Jaanimagi, 1985), n'est pas connue de façon précise.

III.2.3b. rendement K_α en fonction de l'énergie laser

Sur la figure 3.17, nous montrons le rendement K_α en fonction de l'énergie du laser CPA, obtenu avec les trois spectromètres utilisés. Les points montrés correspondent à une cible de type A (cf. fig. 3.12) de $44 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les barres d'erreurs (montrées, par clarté, pour le spectromètre C exclusivement) correspondent à une erreur de 25 % sur l'énergie laser et à l'erreur donnée par le bruit de fond des films. Celui-ci, d'environ $\pm 0.01 \text{ ph}/\mu\text{m}^2$, a été estimé à partir de l'amplitude des oscillations de l'émission du continuum.

Rappelons (cf. fig. 3.13) que le spectromètre A regardait la face de la cible éclairée par le faisceau CPA, tandis que les spectromètres B et C regardaient la face opposée. On observe une augmentation de l'émission K_α en fonction de l'énergie laser, due à un nombre d'électrons rapides, et donc de photons K_α produits, plus important.

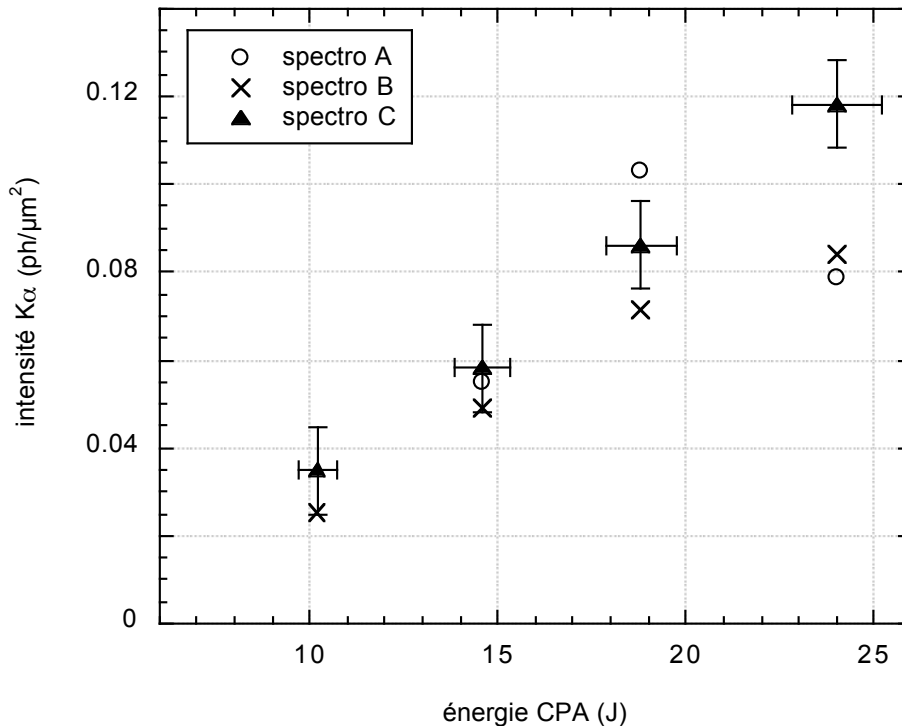


Fig.3.17. Rendement K_α en fonction de l'énergie du laser CPA, pour les trois spectromètres.

Afin de comparer l'émission enregistrée par les trois spectromètres, qui regardaient à des angles différents, nous avons tenu compte (fig. 3.17) de l'absorption, dans le reste de la cible, du rayonnement X généré au sein de la couche fluorescente. Celle-ci dépend en effet de la position des trois détecteurs par rapport à la cible. La transmission de photons K_α correspondant à la position des spectromètres B et C est d'environ 0.75 et 0.6 respectivement. Pour le spectromètre A, elle varie de 0.15 à 0.85 suivant l'épaisseur variable de la couche de propagation. Exception faite pour les points à énergie maximale de 24 J, les

trois spectromètres enregistrent des valeurs d'intensité très proches entre elles, indiquant, comme prévu, une émission de type isotrope.

III.2.3c rendement K_α en fonction de l'épaisseur traversée

Dans la figure 3.18, nous montrons le rendement K_α spécifique (normalisé à l'énergie laser CPA) en fonction de l'épaisseur de matière traversée, dans le cas des cibles de type B. Les barres d'erreurs en abscisse correspondent à l'erreur sur l'épaisseur. Les valeurs d'émission ont été corrigées pour tenir compte des positions des trois spectromètres. Dans les trois cas, on observe la diminution de l'émission lorsque l'épaisseur augmente. La valeur absolue de l'intensité émise, ainsi que la variation en fonction de l'épaisseur, sont comparables pour les trois spectromètres.

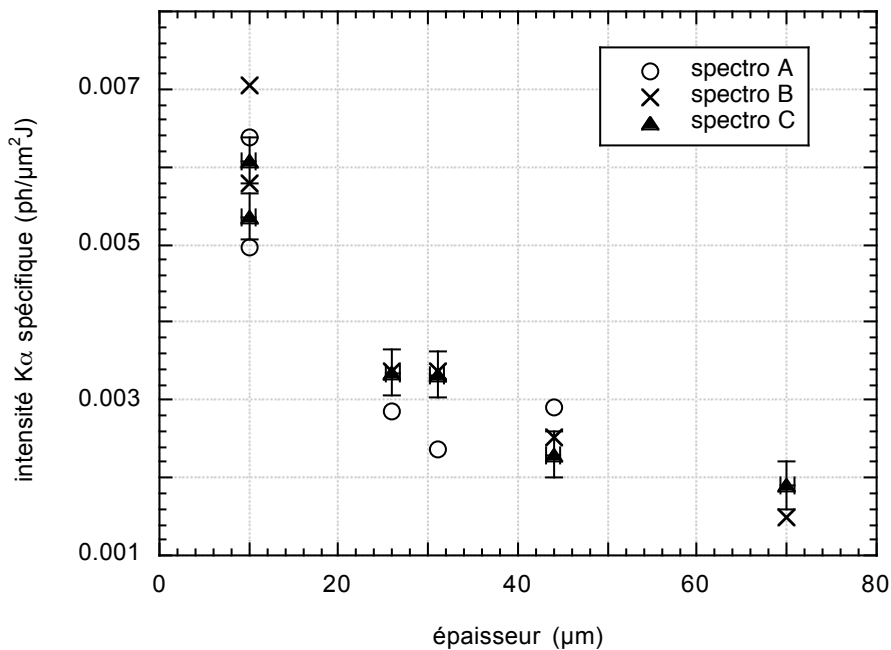


Fig.3.18. Intensité K_α spécifique (normalisée à l'énergie du CPA) en fonction de l'épaisseur de matière traversée, pour les trois spectromètres.

La comparaison entre le rayonnement K_α émis par les cibles de type A et de type B, nous révèle un aspect intéressant du comportement du faisceau d'électrons rapides. On observe, en effet, que l'émission des cibles A, pour lesquelles la couche de 26 μm de polyéthylène sur la face opposée de la cible n'est pas présente, est toujours supérieure par rapport à celle des cibles de type B (voir aussi, par exemple, (Koch, 1997)). Cela est observable pour les trois spectromètres. Le cas du spectromètre C est montré dans la figure

3.19. Par ailleurs, nous observons que la différence entre les deux types de cibles diminue avec l'épaisseur. Pour l'épaisseur de $10 \mu\text{m}$, l'émission des cibles A est presque le double, alors qu'elle semble se rapprocher de l'émission des cibles B pour les épaisseurs supérieures.

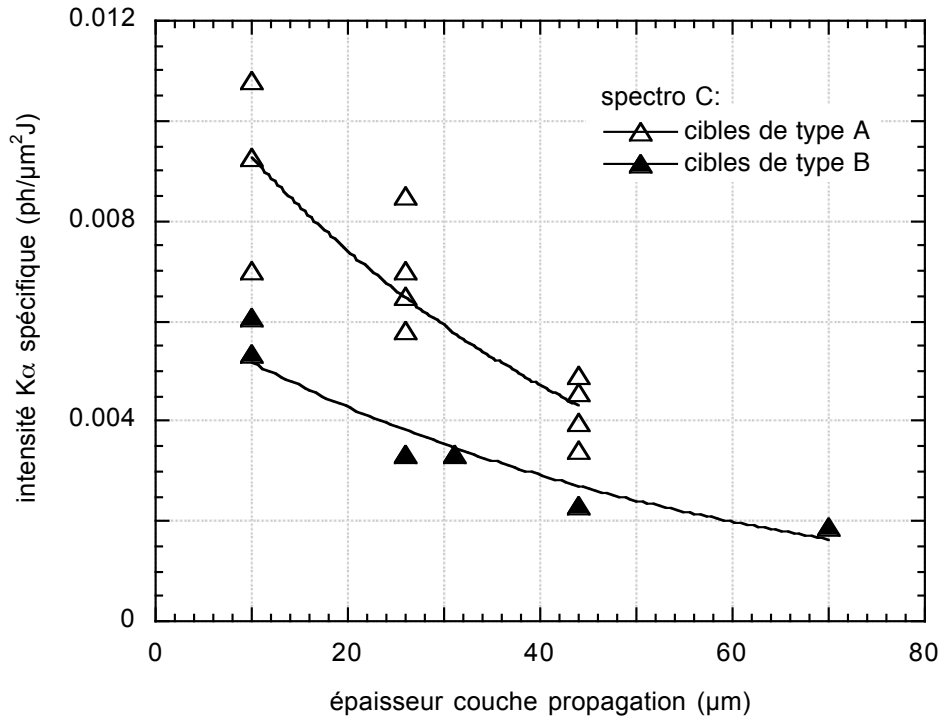


Fig.3.19. Comparaison entre l'émission spécifique K_{α} dans des cibles de type A et de type B pour le spectromètre C.

Cette différence peut être expliquée, à priori, par deux processus liés au champ de charge d'espace créé par le faisceau d'électrons rapides (fig.3.20).

- ▷ Une partie importante du faisceau d'électrons, après avoir traversé la couche de PVDC, émerge de la face opposée. Le champ électrique associé les rappelle en arrière vers la cible. L'augmentation de l'émission K_{α} serait, dans ce cas, expliquée par un double passage de ces électrons dans la couche fluorescente. Cet effet devient négligeable dans le cas des cibles B, où la couche supplémentaire de polyéthylène protège la couche de PVDC.
- ▷ Les électrons rapides, créés au niveau de la zone d'interaction, sont accélérés par le laser dans toutes les directions. Une partie d'entre eux se propageant initialement dans la direction opposée à la cible, peut être capturée par le champ électrique externe et rejoindre la face opposée ("effet fontaine" (Amiranoff et al., 1982; Kieffer et al., 1984)).

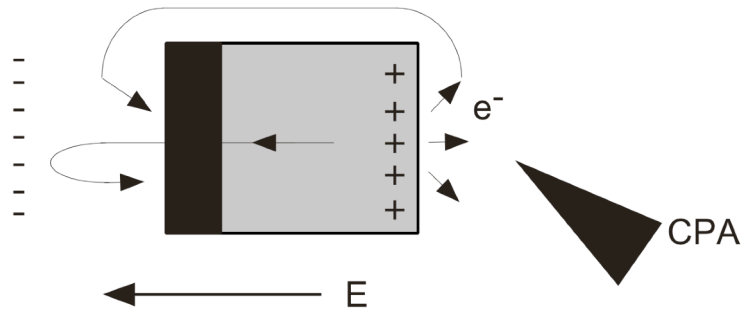


Fig.3.20. Le champ de charge d'espace, généré par le faisceau d'électrons rapides, peut produire deux effets: rappeler les électrons sortant de la face opposée de la cible et/ou générer un champ électrique externe qui les capture lorsqu'ils sortent de la zone d'interaction.

Ces deux effets ne représentent qu'une explication possible à l'augmentation du signal X dans le cas d'utilisation des cibles de type A.

Nous avons pourtant voulu estimer l'importance du premier d'entre eux, à l'aide de simulations numériques effectuées avec le code collisionnel Propel (cf. §: II). Afin de simuler le comportement des électrons rappelés vers la cible par le champ électrique, nous avons arbitrairement imposé, dans le code, une condition de réflexion (spéculaire) totale sur la face arrière de la cible. Tous les électrons atteignant la face arrière, sont donc renvoyés dans la cible avec la même énergie et le même angle de déflexion.

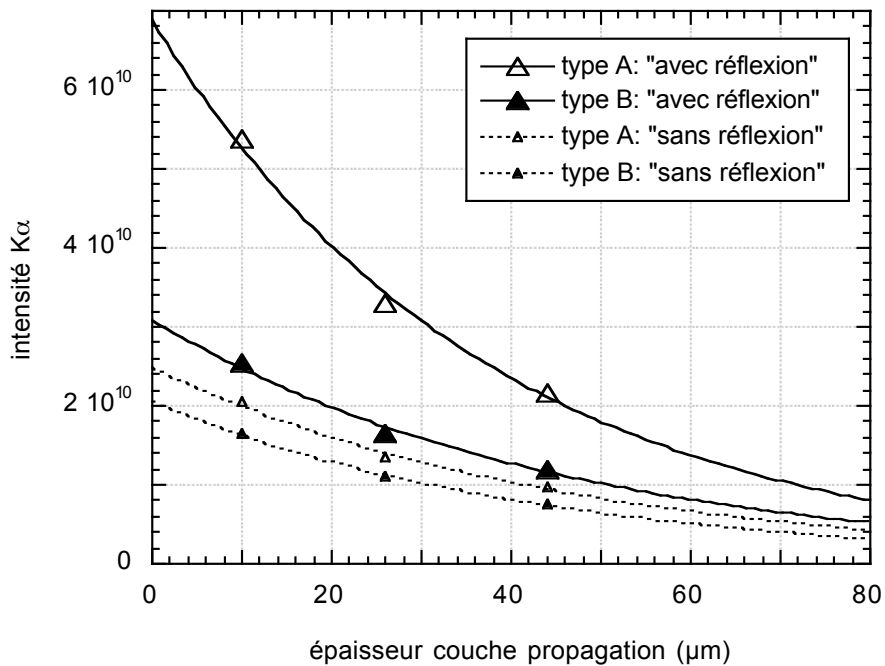


Fig.3.21. Rendement K_{α} en fonction de l'épaisseur, prévu par les simulations MonteCarlo, pour les cibles de type A et de type B, avec la condition de réflexion totale des électrons rapides sur la face arrière de la cible (lignes continues), et sans (lignes pointillées).

Sur la figure 3.21, nous montrons les résultats numériques obtenus. Nous avons effectué ces simulations dans les cibles de type A et de type B. Les lignes pointillées représentent des simulations effectuées sans la condition de réflexion.

Nous remarquons que le cas "avec réflexion" montre une différence appréciable d'émission entre les cibles A et B, tandis que, dans le cas "sans réflexion" pour les cibles de type B, nous n'observons qu'une faible diminution de l'émission qui peut simplement s'expliquer par l'absorption des photons K_{α} dans la couche additionnelle de plastique (prise en compte dans le code). Comme on l'observe expérimentalement, dans le cas "avec réflexion" la différence entre les deux types de cibles diminue avec l'épaisseur. Le cas "avec réflexion" semble donc bien reproduire le comportement des électrons. La différence prévue par le code varie entre un facteur de 2.1 pour les épaisseurs de $10 \mu m$ et un facteur de 1.6 pour $70 \mu m$.

Cette explication ne représente qu'une approche sommaire du processus réel. Nous ne connaissons en effet pas la fraction d'électrons qui pénètre à nouveau dans la cible et atteint la couche fluorescente. Cependant, le fait que le code reproduise bien le comportement en fonction de l'épaisseur rend une explication de ce type assez plausible. Lorsque l'épaisseur augmente, moins d'électrons atteignent la face arrière et le signal K_{α} parasite dans les cibles A diminue. Nous signalons également que, lors de l'expérience, les cibles étaient fixées sur un porte-cible de plusieurs dizaines de millimètres de largeur. La probabilité d'avoir un flux d'électrons, se propageant à l'extérieur de la cible jusqu'à la face arrière, comme l'"effet fontaine" le suggère, est a priori faible. Dans la suite de l'expérience, nous n'avons utilisé que des cibles de type B, pour s'affranchir du signal K_{α} additionnel.

III.2.4. Estimation de la température électronique

III.2.4b. Température électronique déduite des mesures CR39

Présentons tout d'abord les résultats du diagnostic CR39 qui permet, comme l'on a vu, d'obtenir une estimation de l'intensité laser sur cible et donc de la température des électrons rapides. Les énergies maximales des ions, déduite des traces CR39, varient entre $0.5 MeV$ et $1 MeV$ environ. Afin de calculer l'intensité laser à partir des énergies mesurées, nous avons initialement appliqué la loi d'échelle, qui relie ces deux grandeurs, obtenue par Beg et que nous avons considérée comme valable dans notre cas. En effet, l'expérience présentée dans ce papier a eu lieu sur la même installation laser du RAL, et pour des conditions expérimentales très proches des nôtres. Elle s'écrit:

$$E_{max}(MeV) = (1.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-5} \cdot [I(W/cm^2)]^{0.313 \pm 0.03} \quad [III.18]$$

Les intensités ainsi calculées, que nous appellerons I_2 , varient alors entre $7 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ et $4 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Comme nous l'avons exposé au chapitre II, il existe une relation entre l'intensité laser et la température des électrons rapides (cf. [I.10]), obtenue également de façon empirique par les mêmes auteurs. Nous avons alors appliqué cette relation pour l'intervalle d'intensités trouvé. La température des électrons ainsi obtenue varie entre 20 keV et 50 keV.

Nous remarquons que les intensités I_2 sont légèrement inférieures aux valeurs I_1 , calculées à partir des dimensions des taches focales obtenues avec la caméra à sténopé X: $6 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2 < I_1 < 2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Dans ce cas, la température des électrons déduite par la relation [I.10] varie entre 40 keV et 60 keV, et est donc supérieure. Sur la figure 3.22, nous reportons ces valeurs, pour chaque tir en fonction de l'intensité correspondante. A titre de comparaison, nous présentons aussi les valeurs issues des mesures CR39. La différence de température entre les deux cas reflète simplement la différence entre les intensités calculées par les deux méthodes.

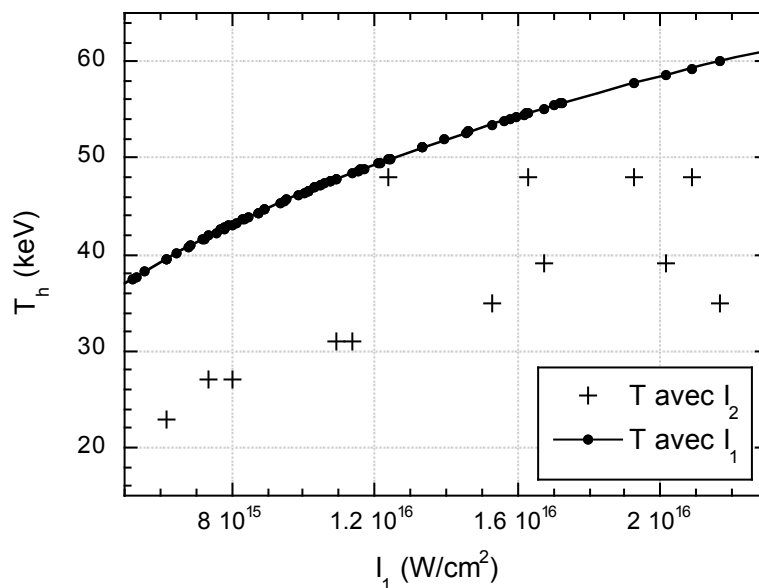


Fig.3.22. Température des électrons rapides en fonction de l'intensité laser, calculée suivant deux méthodes différentes.

Nous remarquons que cette deuxième méthode de mesure de l'intensité laser, et donc de la température des électrons rapides, basée sur l'utilisation du détecteur CR39 n'est valable que lorsque la loi d'échelle en fonction de l'énergie des ions [III.18] est applicable. Si l'on raisonne de façon inverse, en utilisant les valeurs d'intensité I_1 , données par la tache focale, nous obtenons pour l'énergie des ions la loi d'échelle suivante (cf. fig. 3.23):

$$E_{max}(\text{MeV}) = (9.76 \pm 0.16) \cdot 10^{-7} \cdot [I(\text{W} / \text{cm}^2)]^{0.366 \pm 0.43} \quad \text{[III.19]}$$

Nous retrouvons le même type de dépendance avec l'intensité, mais le facteur multiplicatif est différent. Cette nouvelle relation représenterait alors la loi d'étalonnage du diagnostic CR39, conforme à nos conditions expérimentales.

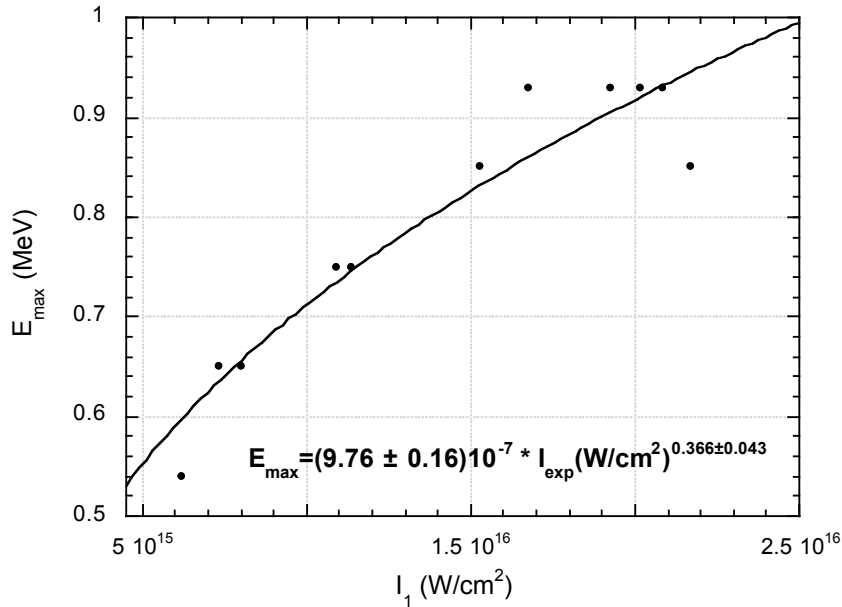


Fig.3.23. Evolution de l'énergie maximale des ions mesurée par le détecteur CR39, et l'intensité laser sur cible.

Nous pouvons toutefois conclure que, dans la limite de validité de la loi d'étalonnage utilisée, les résultats obtenus à l'aide de la technique CR39 nous donne une indication importante de l'intervalle de température des électrons, caractéristique de notre expérience.

III.2.4a. interpolation avec le modèle de Harrach et Kidder

Dans un premier temps, adoptons un modèle simple de dépôt d'énergie des électrons rapides, établi par Harrach et Kidder (*Harrach and Kidder, 1981*), pour l'analyse des résultats. Ce modèle, basé sur les études relatives au transport des électrons développées par Spencer (*Spencer, 1959*), permet une bonne estimation de la température électronique. Nous allons en décrire les hypothèses de base et approfondir les limites d'applicabilité dans le cas spécifique de nos résultats.

Ce modèle permet de calculer l'énergie déposée par les électrons suprathermiques dans la matière en fonction de leur longueur de pénétration $r = \rho \Delta x$ (g/cm^2). La distribution spatiale de la source d'électrons rapides, créés par le laser ultra-intense à la densité critique, est supposée plane et isotrope. Les électrons sont accélérés de la zone critique dans toutes les directions. Une partie d'entre eux part dans le plasma coronal et une autre partie pénètre

dans les régions denses de la cible. La distribution énergétique est supposée Maxwellienne de température caractéristique T_h :

$$f(v) = \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_h} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T_h} \right). \quad [\text{III.20}]$$

Soit x la coordonnée décrivant la direction perpendiculaire au plan source identifié par $x = 0$. L'énergie déposée dans la couche d'épaisseur dx et dans l'intervalle de vitesses d^3v s'écrit:

$$E_{dep}(x, v) dx d^3v = 2N_0 \left(\frac{dE_h}{dx} \right)_v S(z) f(v) dx d^3v \quad [\text{III.21}]$$

Dans l'équation [III.20], N_0 est le nombre d'électrons générés par unité de surface. Il est fonction de la fraction d'énergie laser convertie en électrons rapides $f(E_{laser}) = 3/2(k_B T_h N_0)$.

La quantité $(dE_h/dx)_v$ est le pouvoir d'arrêt pour des électrons d'énergie cinétique initiale E_h , donné par les tables de Spencer. $S(z)$ est une fonction sans dimensions appelée fonction de dissipation. Elle a été introduite par Spencer de telle manière que le produit $(dE_h/dx)S(z)$ exprime l'énergie perdue par unité de surface dans une épaisseur dx . La conservation de l'énergie impose la relation suivante (après intégration sur les vitesses) pour l'énergie totale déposée par les électrons sur un trajet d'épaisseur totale L :

$$f(E_{laser}) = \int_0^L E_{dep}(x) dx. \quad [\text{III.22}]$$

Harrach et Kidder ont approché, par des fonctions analytiques, les données numériques de Spencer, concernant le pouvoir d'arrêt, la distance de pénétration et la fonction de dissipation. En particulier, le pouvoir d'arrêt et la longueur de pénétration peuvent être écrites sous la forme:

$$\frac{dE_h}{dr} = a E_h^{-\mu} \quad [\text{III.23}]$$

$$r_0(E_h) = b E_h^{1+\mu}$$

Les paramètres a , b , et μ sont caractéristiques du matériau considéré.

En utilisant les équations [III.23], on peut effectuer l'intégrale [III.22] et les solutions peuvent être toujours exprimées par une fonction de la forme:

$$\frac{E_{dep}}{E_{abs}} \propto \frac{\beta^2}{2} \exp(-\beta \sqrt{x_0}) \quad [III.24]$$

où $x_0 = r/r_0$ et β dépendent du matériau.

L'avantage de ce modèle simple repose sur la possibilité de déduire la température des électrons à l'aide de l'interpolation directe des données expérimentales avec une loi du type [III.24]. Cela permet d'obtenir la longueur de pénétration caractéristique r_0 , et donc l'énergie moyenne des électrons en appliquant les formules [III.23].

En utilisant les valeurs $b = 4.6 \cdot 10^{-6}$ et $\mu = 0.78$ données pour le carbone, la température s'écrit comme:

$$k_B T_h \text{ (keV)} = 20.6 \cdot [r_0(\text{mg} / \text{cm}^2)]^{0.56} \quad [III.25]$$

Dans la figure 3.24, nous montrons les résultats obtenus dans la matière non comprimée, moyennés pour chaque épaisseur entre les trois spectromètres. Dans la pénétration, exprimée en ρx , nous avons ajouté une quantité équivalente à la demi-épaisseur de la couche fluorescente, en supposant ainsi que l'émission K_α provient du milieu du PVDC. L'interpolation a été effectuée, avec une loi de type [III.24], où nous avons utilisé le paramètre $\beta = 1.85$ donné par Harrach et Kidder dans le cas du carbone.

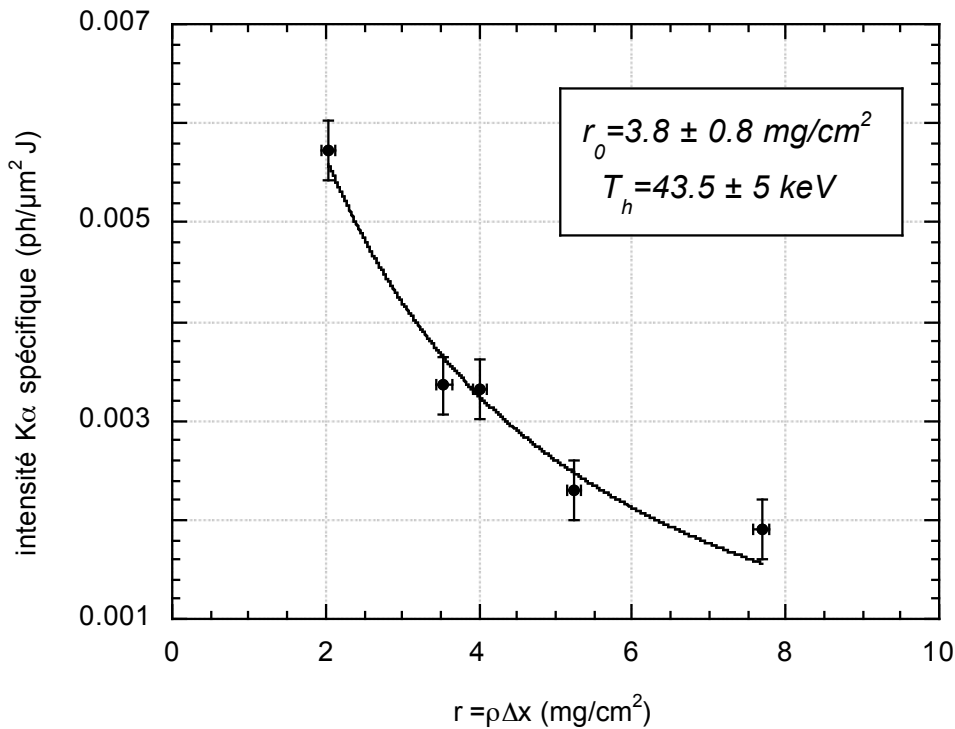


Fig.3.24. Résultats d'émission K_α en fonction de l'épaisseur des cibles, obtenus dans le cas de la matière non comprimée.

La longueur de pénétration trouvée est de $r_0 = 3.8 \pm 0.8 \text{ mg/cm}^2$, ce qui correspond à une température de $T_h \approx 40 \text{ keV}$ environ. Nous pouvons considérer cette température en bon accord avec les prévisions précédentes, effectuées à partir de l'intensité laser sur cible et la loi de Beg [I.10].

Dans le modèle simple que je viens de présenter, l'hypothèse la plus contraignante est celle sur les caractéristiques spatiales de la source d'électrons rapides. En effet, celle-ci est supposée plane et les électrons se propagent dans toutes les directions. Aucune direction privilégiée de propagation n'est prise en compte, alors que les mécanismes d'accélération favorisent la direction du faisceau incident (cf. §: I).

Ces approximations sont pourtant raisonnablement valables dans nos conditions expérimentales, pour les raisons suivantes. Tout d'abord, les dimensions de la source d'électrons, supposées identiques à celles de la tache focale du faisceau CPA (de l'ordre de la centaine de microns), impliquent qu'elle ne peut pas être considérée comme ponctuelle par rapport à la distance de pénétration typique du faisceau d'électrons (de l'ordre de la cinquantaine de microns). De plus, l'énergie moyenne des électrons étant relativement basse, le faisceau présente une dispersion angulaire importante le long de sa propagation. En effet, l'angle de déflexion attendu pour un électron de 40 keV traversant une épaisseur de $50 \text{ }\mu\text{m}$ de polyéthylène est typiquement de $50^\circ\text{-}60^\circ$ (cf. [II.2]). Nous pouvons donc admettre que, bien que les électrons soient initialement accélérés par le laser dans la direction perpendiculaire à la surface de la cible, leur dispersion dans nos conditions expérimentales génère une source "isotrope", à caractère plutôt proche de la modélisation de Harrach et Kidder.

En conclusion, les données pour la matière non comprimée nous permettent d'estimer une température des électrons rapides autour de 40 keV . Cette estimation a été effectuée à l'aide d'un modèle simple, exclusivement collisionnel, qui semble à priori en bon accord avec les prévisions effectuées en fonction du régime d'intensité laser utilisé. Nous allons voir dans la suite, les limites de cette méthode.

III.3. PARTIE C: DEPOT D'ENERGIE DES ELECTRONS RAPIDES DANS LA MATIERE COMPRIMEE

Dans cette dernière section du chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus lors de la partie C de l'expérience, où nous avons mesuré l'émission K_α dans le cas de la cible comprimée par choc laser. Le dispositif expérimental utilisé a été décrit auparavant (cf. fig. 3.10). Nous avons comparé ces résultats avec le cas de la matière froide et nous avons observé une différence plutôt importante de pénétration du faisceau d'électrons rapides. Les prévisions de type collisionnel, effectué à l'aide du code Monte Carlo (cf. §:II.5.1), sous-

estiment cette différence. Seule la prise en compte des effets électriques et collisionnels de façon simultanée, permet de reproduire de façon satisfaisante les données expérimentales.

III.3.1. Résultats K_α dans la cible comprimée

Sur la figure 3.25 nous montrons les résultats K_α obtenu dans le cas des cibles comprimées par choc laser. L'intensité de l'émission est reportée en fonction de la profondeur de pénétration exprimée en mg/cm^2 . Nous avons également montré les résultats obtenus dans la matière non comprimée. Nous observons tout d'abord une différence appréciable de comportement dans les deux cas. Dans la matière comprimée, l'émission K_α est plus importante et la longueur de pénétration des électrons augmente. Nous pouvons estimer cette pénétration typique r_0 à l'aide d'une interpolation du type $\exp\{-\beta(r/r_0)^{1/2}\}$ [III.24]. Celle-ci est de $6.5 \pm 2 mg/cm^2$, qu'il faut comparer à la pénétration typique dans la matière non comprimée, qui est de $3.8 \pm 0.8 mg/cm^2$. La pénétration est donc environ deux fois plus importante dans le cas comprimé, ce qui correspond à une **réduction du pouvoir d'arrêt de presque 50%**. De façon analogue au cas non comprimé, nous remontons à la température des électrons par la relation [III.25]. Nous obtenons dans ce cas une température de de 55-57 keV. Cette valeur est légèrement supérieure au cas non comprimé mais elle se rapproche de celle donnée par la loi de Beg.

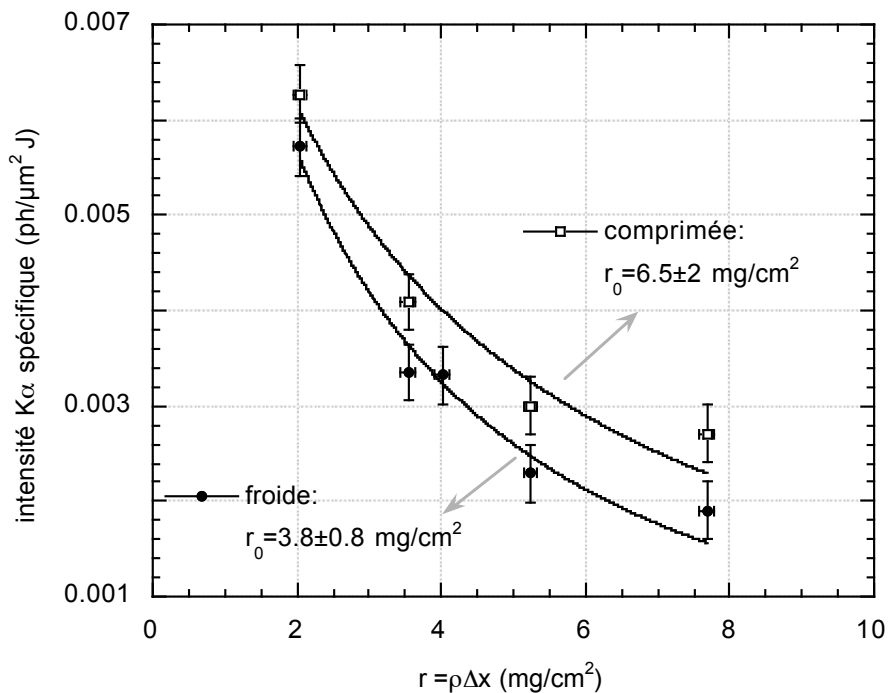


Fig.3.25. Emission K_α en fonction de la longueur de pénétration (en mg/cm^2) dans les cas de la matière comprimée et froide.

Soulignons encore que, lors de l'expérience, nous nous sommes assurés d'avoir les mêmes conditions de création du faisceau d'électrons rapides dans les deux cas. Le faisceau CPA, en effet, était focalisé sur la cible avant le débouché de choc et les causes éventuelles de préchauffage ont été minimisées. Nous sommes donc certains que la différence observée n'est pas due à une différence de source électronique.

En outre, les caractéristiques du matériau sous choc indiquent que le chauffage de la couche fluorescente n'est pas suffisant (quelques eV) pour provoquer de l'émission K_{α} propre. Cela a été également confirmé expérimentalement à l'aide d'un tir laser, effectué avec les faisceaux à impulsion longue sur la cible de plastique chloré: aucun signal K_{α} n'a été enregistré. De plus, la variation de la section efficace d'ionisation K , due au changement des conditions de la couche fluorescente suite au passage de l'onde de choc, peut être considérée comme négligeable. Les couches atomiques internes, en effet, ne sont que faiblement influencées par une compression de 2 ou 3 (Bradley et al., 1987; Hall et al., 1988). Nous pouvons raisonnablement conclure que l'effet de la compression, et donc du chauffage induit, ne modifie pas les processus de génération du rayonnement K_{α} . L'augmentation de la pénétration observée est alors due à un changement effectif dans le transport électronique.

Avant de passer à une analyse plus détaillée de la propagation des électrons, regardons de façon plus précise les caractéristiques de la cible comprimée induites par le passage de l'onde de choc.

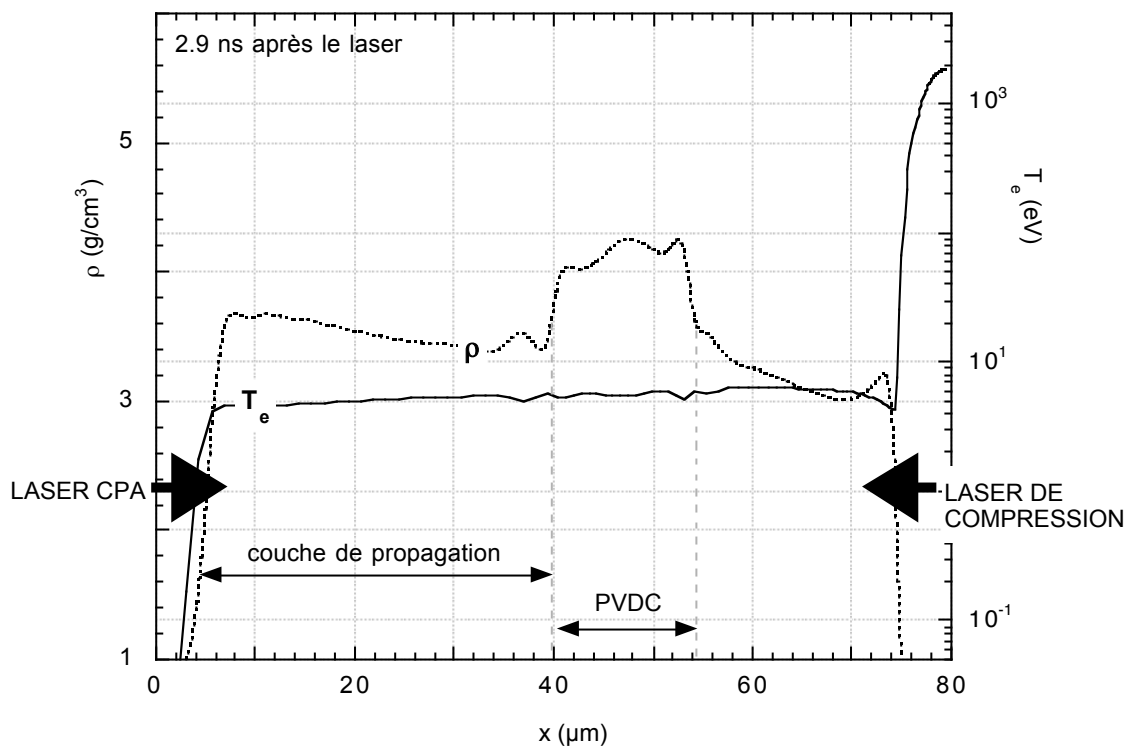


Fig.3.26. Profil de densité et de température de la cible comprimée, prévu par les simulations MULTI, pour une intensité de $7.5 \cdot 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$.

Nous avons déjà mentionné comment nous avons assuré un haut degré d'uniformité pour que le milieu de propagation des électrons soit le plus homogène possible, notamment en densité et température. Ces conditions sont indispensables pour que les résultats obtenus puissent être interprétés correctement. Nous avons donc étudié le comportement de la matière comprimée et, en particulier, le problème de l'uniformité du choc à l'intérieur de la cible, à l'aide de simulations hydrodynamiques.

La fig. 3.26 montre le profil de densité et de température de la cible traversée par le choc, 2.9 ns après l'arrivée du laser, obtenu par une simulation MULTI. Le cas présenté ici correspond à une intensité de $7.5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ et à une cible constituée d'une couche de propagation de 40 μm de polyéthylène. L'uniformité de la compression dans le polyéthylène est d'environ $\pm 7\%$. La partie centrale du profil correspond à la couche de plastique chloré qui a une densité initiale supérieure d'environ 30% à la densité du polyéthylène. Cette différence est maintenue lors de la compression par choc laser.

Comme le profil de la tache focale est gaussien, avec une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 200 μm , nous nous sommes également intéressés aux éventuels effets bidimensionnels susceptibles de modifier la pénétration moyenne des électrons. En effet, le caractère non-uniforme de l'éclairement laser peut être la cause d'une diminution de la vitesse du choc dans les cibles les plus épaisses et, par conséquent, d'une densité et d'une température plus faibles. Les simulations MULTI ne peuvent bien sûr pas rendre compte de tels effets, et la précision de nos mesures n'est pas suffisante pour pouvoir observer une réelle réduction de la vitesse du choc. Pourtant, il est nécessaire de prendre en compte ces effets, dans l'interprétation de l'émission K_α de la cible. Pour cela, nous avons effectué des simulations à l'aide du code hydrodynamique bidimensionnel DUED développé à l'ENEA de Frascati en Italie (Atzeni, 1986).

Dans la figure 3.27, nous montrons les résultats d'une simulation effectuée sur une cible simple de 80 μm polyéthylène et pour des paramètres laser correspondant aux caractéristiques de l'impulsion utilisée expérimentalement. Nous remarquons tout d'abord la forme gaussienne du front de choc, qui reproduit le profil spatial du laser.

Pour que les données expérimentales ne soient pas influencées par les effets 2D, il faut atteindre une uniformité maximale dans la partie de la cible traversée par les électrons. Dans ce but, nous avons examiné la variation de la compression à l'intérieur d'une zone de largeur d'environ 100 μm , correspondant aux dimensions maximales de la tache focale CPA. Sur la figure 3.28, nous avons tracé le profil de densité sur l'axe laser et à 50 μm de l'axe laser. Nous n'observons qu'une différence minimale, dans la limite des fluctuations numériques, au niveau du front de choc. Cette différence est toutefois négligeable et n'affecte pas de façon appréciable les caractéristiques de la cible.

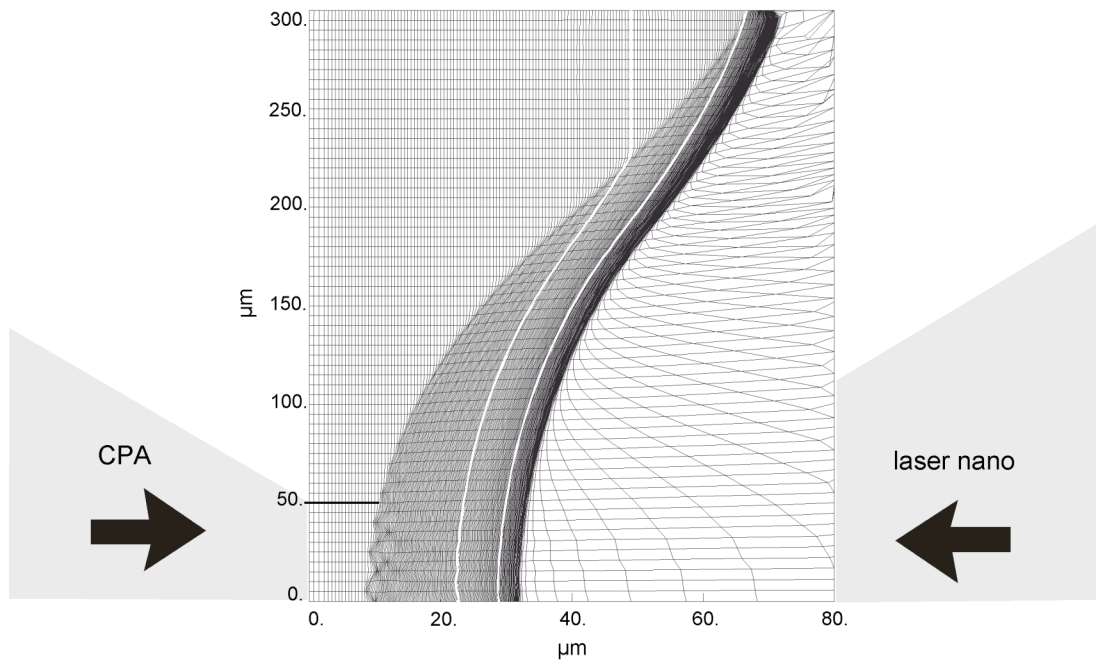


Fig.3.27. Simulation effectuée avec le code hydrodynamique bidimensionnel DUED d'une cible de 40 μm traversée par le choc laser. La ligne blanche désigne la couche fluorescente.

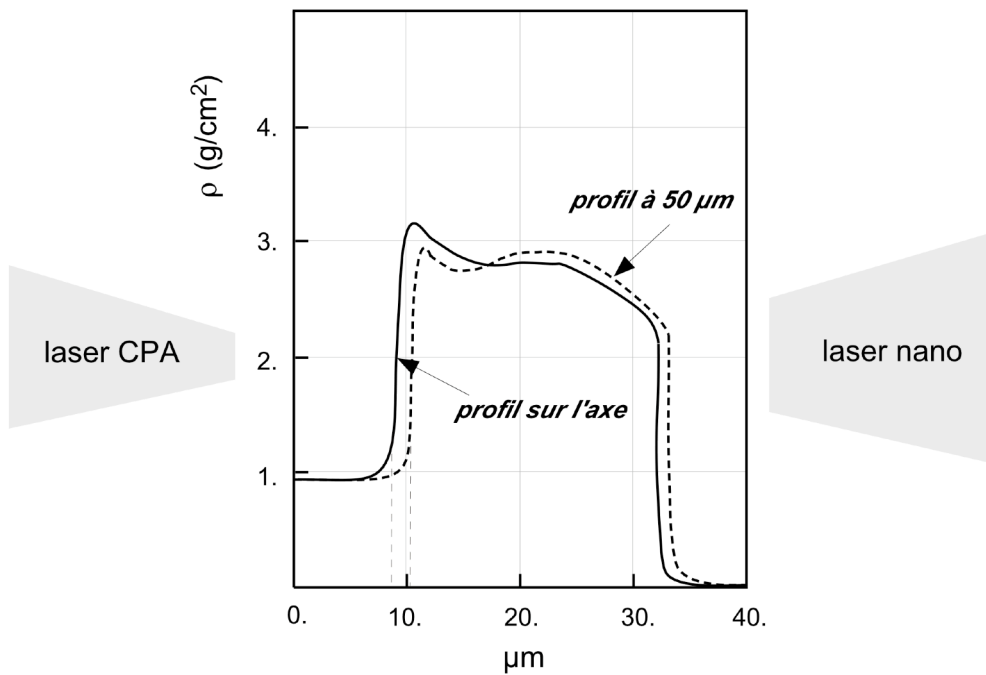


Fig.3.28. Profil de densité, obtenus avec les simulations DUED, sur l'axe du laser (courbe continue) et à 50 μm de l'axe (courbe pointillée).

Les simulations hydrodynamiques montrent donc la bonne qualité de la compression conduisant à une homogénéité spatiale que ce soit dans la direction de propagation du choc ou dans la direction transverse. Cela nous permettra, dans la suite de l'analyse, de considérer les caractéristiques de la cible sous choc comme uniformes, correspondant à une densité de $3\rho_0$ et à une température de 5 eV.

III.3.2. Discussion: effets collisionnels

Une première analyse des résultats a été effectuée en tenant compte exclusivement des effets collisionnels. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre précédent, le pouvoir d'arrêt collisionnel dans le cas d'un plasma chaud et dense s'exprime comme la somme de trois contributions: les collisions avec les électrons liés, les collisions avec les électrons libres et l'interaction avec les oscillations de plasma. Réécrivons-le, par clarté, sous la forme (Z^* est le degré d'ionisation):

$$\frac{dE}{\rho dx} \propto \left[(Z - Z^*) L_b + Z^* L_f + Z^* L_\omega \right] \quad \text{[III.26]}$$

Le pouvoir d'arrêt étant directement proportionnel à la densité du matériau ρ , le changement observé de la profondeur de pénétration (ρx) est donc dû à un changement effectif des "nombres d'arrêt" L_b , L_f et L_ω .

La modification aussi bien de la température que de la densité du milieu joue sur l'évolution des trois contributions au pouvoir d'arrêt. L'augmentation de la température conduit, en particulier, à une augmentation de l'ionisation. Celle-ci, comme on l'a déjà mentionné, n'est pas bien connue dans le cas d'un isolant. Nous avons donc utilisé les valeurs d'ionisation du plastique données par les tables Sesame. Sur la figure 3.29, nous montrons son évolution en fonction de la température du plasma pour la densité du solide et une densité de $3\rho_0$. Remarquons que les valeurs données par Sesame ne présentent pratiquement pas de différence en fonction de la densité du matériau. Lorsque la densité augmente, en effet, on s'attend à une augmentation de l'ionisation due au phénomène d'ionisation par pression (*Stewart and Pyatt, 1966*). Bien que cet effet ne soit pas ici traité de façon satisfaisante, signalons qu'il n'est déterminant qu'aux très faibles températures. Pour une température de 5 eV, cet effet a une influence plutôt marginale sur l'ionisation. Pour cette température, l'ionisation donnée par Sesame est d'environ $Z^* \approx 0.5$, dans les deux cas.

De façon générale, lorsque Z^* augmente, il se produit un échange d'électrons entre la population des liés et des libres. Il en résulte, alors, que le nombre de collisions avec les

liés diminue tandis que les autres deux contributions au pouvoir d'arrêt deviennent plus importantes, en raison d'un nombre plus élevé d'électrons libres.

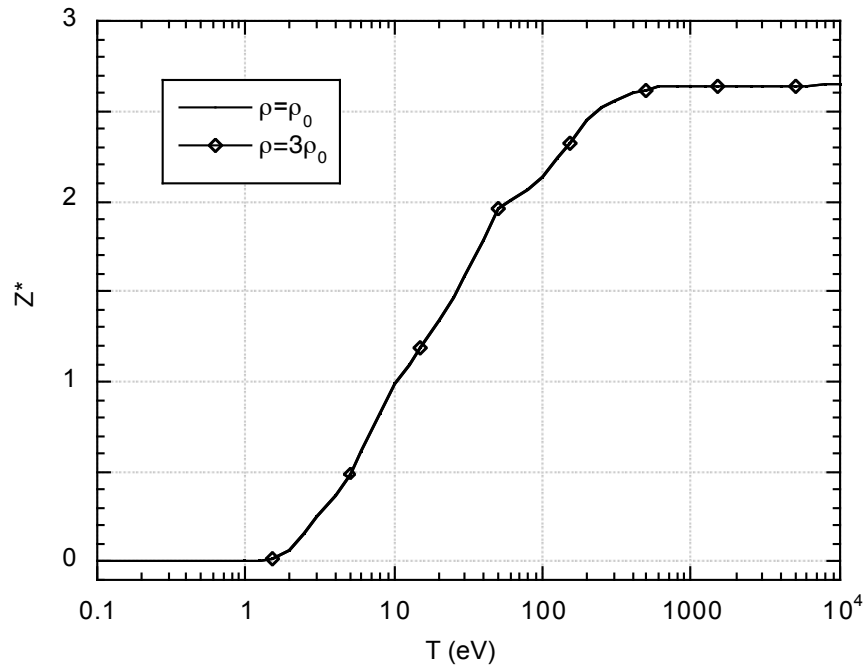


Fig.3.29. Etat d'ionisation du plastique donné par les tables Sesame.

L'augmentation de la température et de la densité a également un effet direct sur les trois "nombres d'arrêt" L_b , L_f et L_w . En particulier, comme nous l'avons vu au chapitre II, l'augmentation de Z^* conduit à une augmentation du potentiel d'ionisation moyen, provoquant ainsi une diminution supplémentaire de la contribution des liés. En revanche, l'effet dû à la compression se manifeste surtout pour les électrons libres car elle conduit à la diminution du rayon de la sphère ionique R_0 . Ce paramètre représente, dans un plasma corrélé, le paramètre d'impact maximum dans une collision avec un électron libre. Dans un plasma comprimé, le nombre d'arrêt des libres est réduit.

Afin de décrire plus clairement l'évolution des trois contributions au pouvoir d'arrêt, nous avons reporté sur la figure 3.30 leurs valeurs, calculées en appliquant les formules présentées au §: II. Nous montrons ici le pouvoir d'arrêt des libres et des liés, en fonction de la température du plasma, dans le cas du plastique non comprimé et pour un taux de compression de 3, et pour une énergie fixe des électrons rapides de 60 keV.

Les collisions avec les électrons liés représentent la contribution la plus importante du pouvoir d'arrêt pour les basses températures, tandis qu'elle tombe rapidement à zéro pour $T_p \geq 100$ eV. Comme nous ne disposons pas d'un modèle approprié pour la description de l'ionisation en fonction de la densité, cette contribution ne présente pas de différence lorsque la densité passe de ρ_0 à $3\rho_0$.

Les pouvoirs d'arrêt dû aux électrons libres et à l'interaction avec les ondes de plasma augmentent initialement avec la température (l'ionisation croit). Lorsque la longueur d'écrantage, limite des interactions collectives du plasma, devient plus importante (à fortes températures) la contribution des libres devient prépondérante.

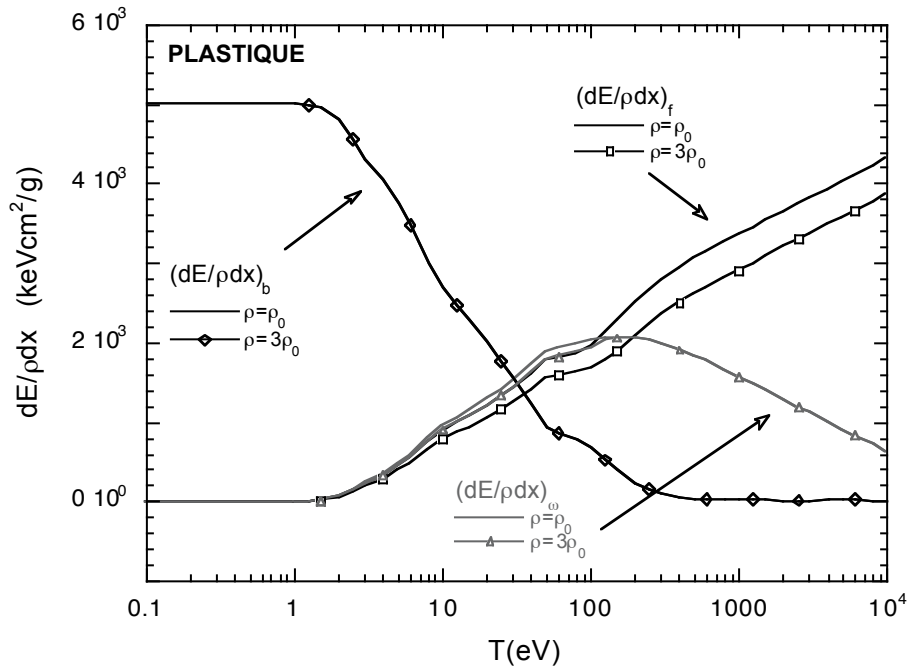


Fig.3.30. Evolution de la contribution des électrons liés et libres au pouvoir d'arrêt, en fonction de la température du matériau, dans le cas du plastique non comprimé et comprimé trois fois.

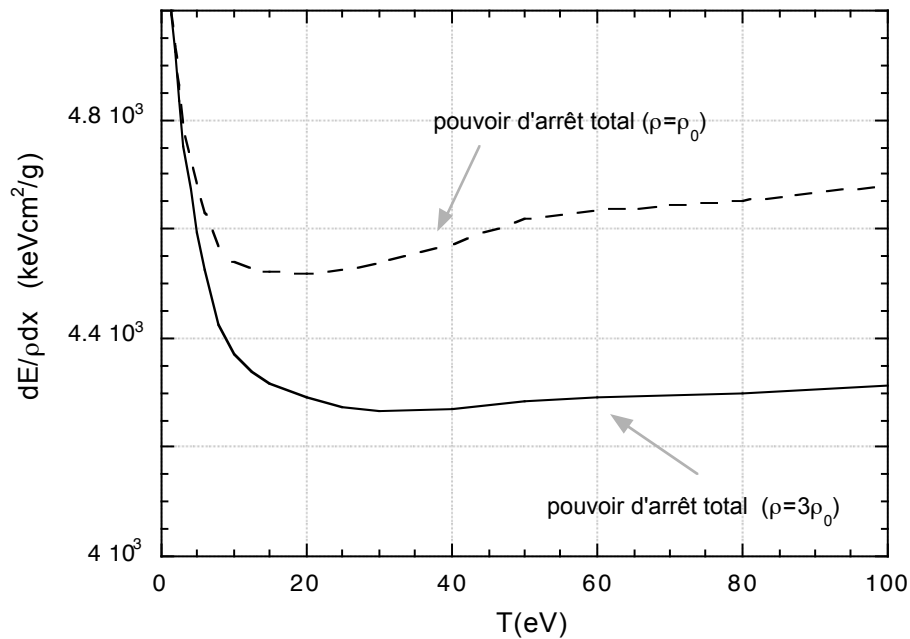


Fig.3.31. Pouvoir d'arrêt collisionnel total en fonction de la température du plasma dans le plastique. Nous montrons le cas de la matière non comprimée, et le cas correspondant à une compression de 3.

L'effet total du comportement des trois contributions est montré sur la figure 3.31, dans le cas des deux densités. A hautes températures, une légère augmentation du pouvoir d'arrêt total est due à la forte prédominance de la contribution des libres. Nous remarquons que en présence de matière comprimée et ionisée, une réduction est prévue par la théorie, qui reste cependant assez faible ($\approx 10\%$).

Pour tenter de reproduire la différence de comportement de la propagation dans la matière non comprimée et comprimée, nous avons effectué des simulations, purement collisionnelles, avec la version "chaude" du code PropEl (cf. §; II.5.1). A titre d'exemple, nous montrons dans la figure 3.32, l'évolution de l'énergie déposée, en fonction de la pénétration ρx . Afin de pouvoir comparer les deux cas, nous avons considéré l'énergie déposée localement (dans chaque maille d'épaisseur dx) par unité de ρx , exprimée donc en $J\cdot cm^2/mg$. Le cas correspond à une température de $60\ keV$ pour une cible ayant une couche de propagation de $44\ \mu m$ de polyéthylène.

Nous observons tout d'abord que, dans les deux cas, la plus grosse partie de l'énergie est déposée dans les premières couches de la cible. Alors que le dépôt d'énergie est comparable dans les premiers microns, il devient de plus en plus important dans le cas comprimé, lorsque le faisceau d'électrons se rapproche de la couche fluorescente. Dans ce cas, en effet, le pouvoir d'arrêt, légèrement inférieur, conduit à un ralentissement des électrons plus petit. Cela se produit jusqu'à ce que, à proximité de la couche fluorescente, l'énergie résiduelle soit plus importante que dans le cas non comprimé conduisant ainsi à un dépôt plus important.

Au niveau de l'interface avec le plastique chloré, une légère augmentation du dépôt d'énergie dans les deux cas est imputable au numéro atomique Z , plus élevé que dans le plastique simple. Dans le cas comprimé, il est plus important, provoquant ainsi une émission K_α supérieure, ce que l'on observe expérimentalement. L'émission K_α correspondant au cas présenté est montrée sur la figure 3.33, en fonction de ρx . Elle est d'autant plus importante que l'énergie résiduelle des électrons après la propagation dans la couche de plastique est importante. Une émission supérieure implique donc un ralentissement préalable plus faible.

Remarquons toutefois que la différence du dépôt d'énergie (donc de l'émission) entre les deux cas non comprimé et comprimé est, comme prévu, très petite.

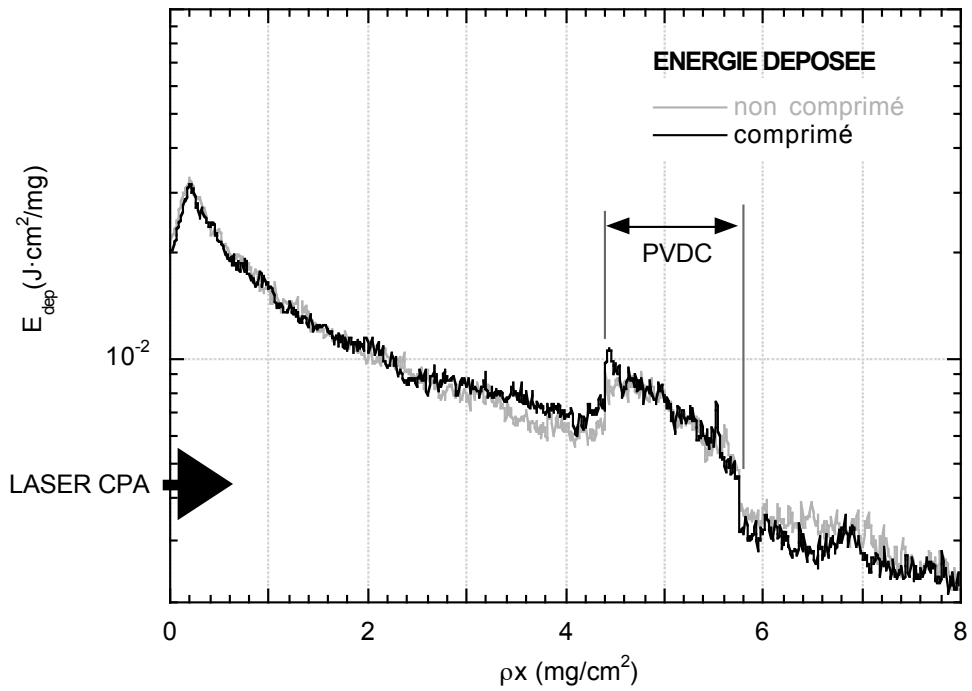


Fig.3.32. Energie déposée localement, calculée par le code Propel, dans le cas de la cible non comprimée et comprimée par le choc.

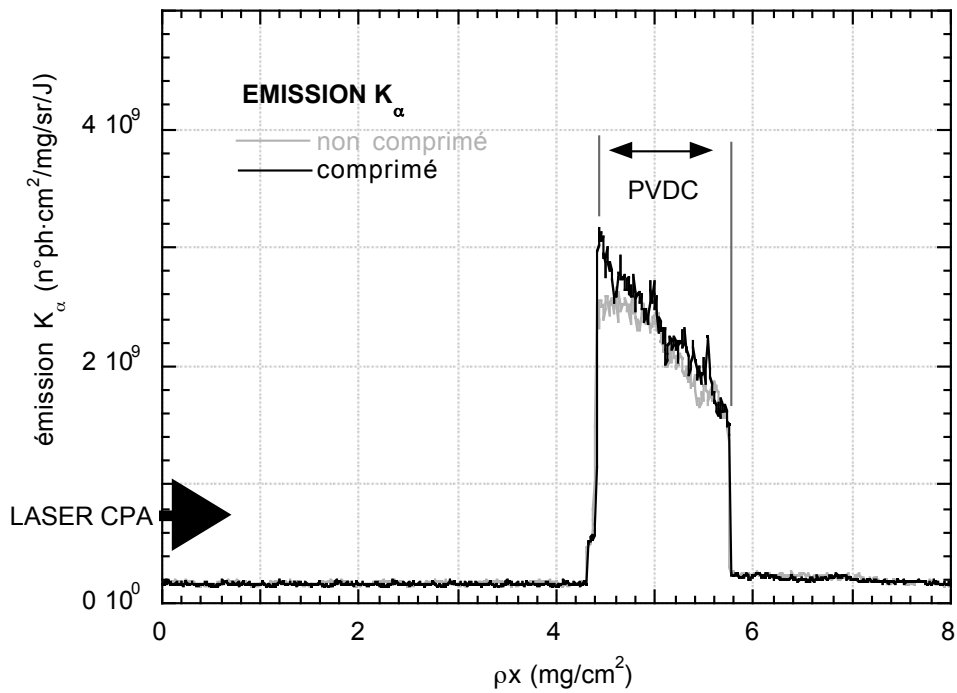


Fig.3.33. Emission K_α des cibles non comprimée et comprimée, prévue par le code, dans la couche fluorescente de PVDC.

Nous avons effectué le même type de simulations pour toutes les épaisseurs utilisées, afin de remonter à la distance de pénétration prévue par le code, puis de la comparer avec celle obtenue expérimentalement. Nous présentons le cas pour les températures de 40 keV (figure 3.34) et de 58 keV (figure 3.35). Ces deux valeurs correspondent aux valeurs estimées précédemment dans le cas comprimé et non comprimé, et délimitent, en même temps, l'intervalle de température caractéristique de notre expérience. Afin de comparer de façon qualitative l'expérience et les simulations, nous avons utilisé pour ces dernières aussi une interpolation du type [III.24]. Le calcul numérique donne alors les distances de pénétration suivantes:

	40 keV	58 keV	exp
non comprimé:	3.4 mg/cm ²	5.5 mg/cm ²	3.8 mg/cm ²
comprimé:	3.6 mg/cm ²	6.2 mg/cm ²	6.5 mg/cm ²

Nous remarquons que:

- ▶ aucune des deux températures ne permet de reproduire de façon satisfaisante le cas non comprimé et le cas comprimé à la fois
- ▶ pour les deux températures, la différence de pénétration entre le cas comprimé et non comprimé est d'environ 10 - 15 %, plus petite que celle qui a été observée expérimentalement.

Comme l'analyse préliminaire, effectuée avec le modèle simple de Harrach et Kidder, le suggère aussi, une température de 40 keV semble être plus compatible avec les données en matière non comprimée, alors que les données en matière comprimée montrent une température supérieure. Cette différence de comportement a deux explications possibles: soit nous avons une différence de température de la source d'électrons entre les deux cas, soit le modèle purement collisionnel n'est pas adapté à notre problème. Comme nous l'avons déjà mentionné, la première hypothèse doit être exclue en raison des précautions adoptées lors de l'expérience pour garder les mêmes conditions d'éclairement que ce soit pour la matière froide ou la matière comprimée.

Afin de comprendre cette incompatibilité avec le calcul collisionnel, regardons d'abord se les approximations adoptées, sont bien adaptées à nos conditions expérimentales. Tout d'abord, les formules de pouvoir d'arrêt, utilisées dans le code, ne tiennent pas compte, par exemple, d'éventuels effets de dégénérescence et de corrélation du plasma comprimé par le choc. La dégénérescence électronique peut, en particulier, agir sur le pouvoir d'arrêt dû aux électrons libres. Son effet se manifeste dans une réduction de la population d'électrons libres qui contribue au pouvoir d'arrêt. On s'attend, notamment, à ce que les électrons ayant une énergie inférieure à l'énergie de Fermi, ne participent pas aux processus de collisions. Cependant, comme la température de Fermi dans le plastique sous choc est de 35 eV environ, seulement une fraction négligeable d'électrons sont concernés.

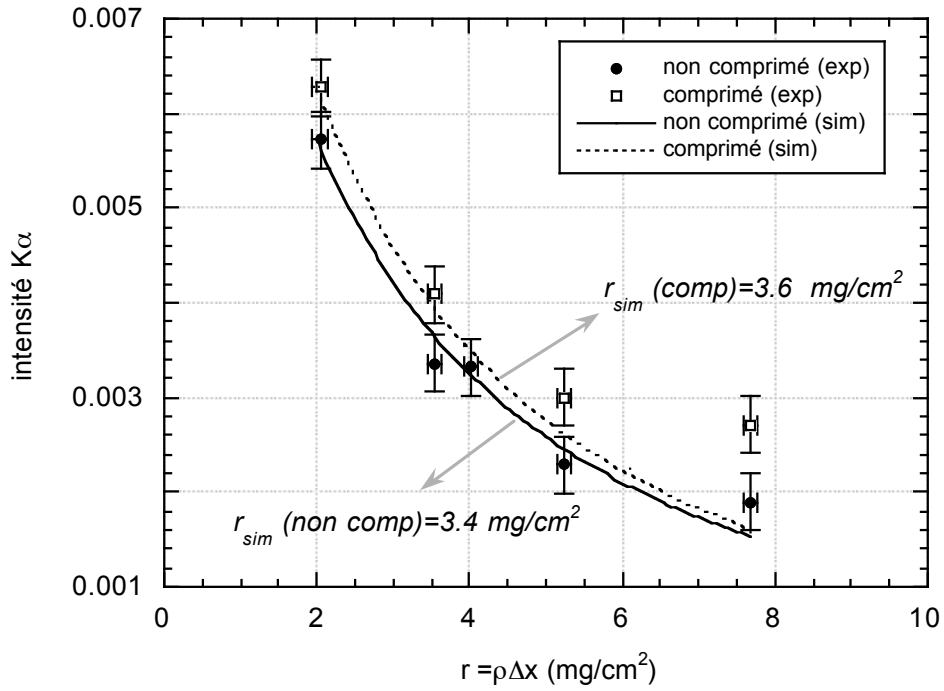


Fig.3.34. Comparaison du rendement K_α expérimental (dans le cas de matière non comprimée et comprimée) avec les simulations collisionnelles pour une température de 40 keV (lignes pointillées).

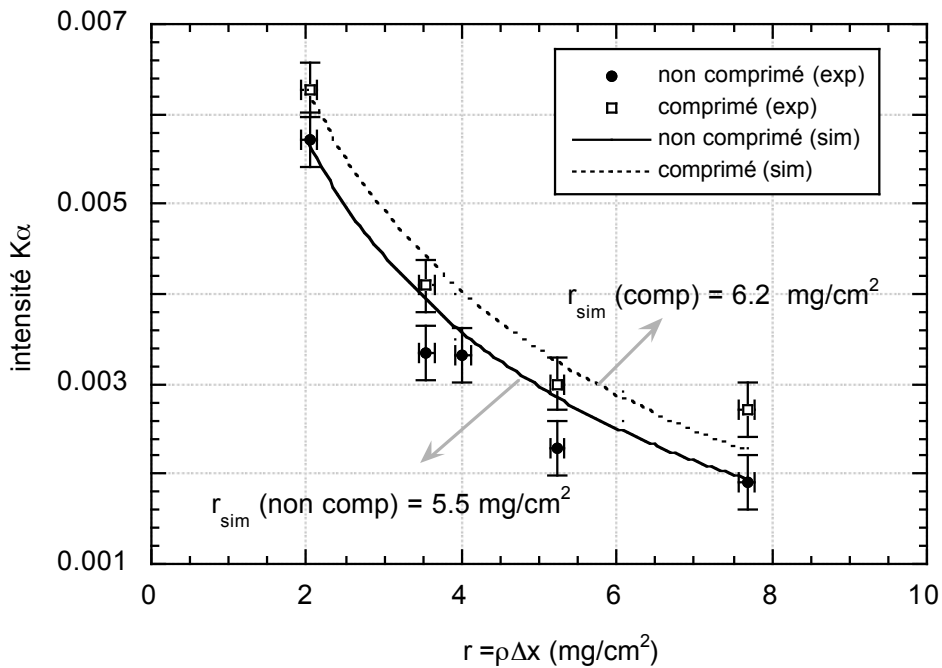


Fig.3.35. Comparaison du rendement K_α expérimental (dans le cas de matière non comprimée et comprimée) avec les simulations collisionnelles pour une température de 58 keV (lignes pointillées).

Les effets de corrélation ionique apparaissent lorsque la densité du milieu devient très élevée. Dans ces conditions, comme l'on a vu au chapitre II, le paramètre d'impact maximum, caractéristique des collisions avec les électrons libres, est donné par le rayon de la sphère ionique R_0 qui remplace la longueur de Debye. Dans un plasma corrélé, donc, ce paramètre décroît plus lentement avec la densité. Cet effet est cependant négligeable car la variation de la contribution des électrons libres au dépôt d'énergie total est relativement faible. En conclusions, les effets purement collisionnels ne donnent qu'une variation assez petite du pouvoir d'arrêt dans les deux cas.

Ajoutons que la comparaison des résultats expérimentaux avec les simulations collisionnelles, permet néanmoins d'estimer la conversion de l'énergie laser en électrons rapides. Les calculs donnent en moyenne un nombre de photons K_α d'environ $2 \cdot 10^{10}$ pour $1 J$ d'électrons. Si on le compare avec le nombre de photons mesuré, de $6 \cdot 10^{10}$, nous obtenons une conversion d'environ 20%, correspondant à environ $3 J$ dans le faisceau d'électrons.

III.3.3. Le chauffage induit par les électrons rapides

Un effet très important dont il faut tenir compte dans l'interprétation des résultats est le chauffage de la cible induit par le faisceau d'électrons. L'énergie déposée par les électrons au cours de leur propagation chauffe la matière et l'ionise. Le chauffage induit est évidemment non uniforme et dépend du temps. Une estimation grossière peut être effectuée en supposant que l'énergie totale du faisceau d'électrons se répartit uniformément à toutes les particules contenues dans le volume de la cible concerné par la propagation du faisceau. Si on admet initialement l'approximation du gaz parfait, la température T_p de la cible est alors donnée par la relation suivante:

$$E_{tot} \cong \frac{3}{2} (Z + 1) \cdot n_a \cdot V \cdot T_p \quad \text{[III.27]}$$

où V est le volume, n_a le nombre d'atomes par volume est Z le numéro atomique. Comme le pouvoir d'arrêt des électrons rapides est dû, en principe, à l'interaction avec les électrons et les atomes de la matière traversée (cf. §: II), nous supposons ici que l'énergie se répartit sur un nombre $(Z+1)n_a$ de particules. Sur la figure 3.36, nous présentons les trajectoires électroniques calculées par le code collisionnel PropEI. Cela représente un résultat typique qui indique clairement la géométrie de la propagation dans la cible. Le volume qui enveloppe les trajectoires peut être, en première approximation, donné par un cône tronqué, délimité par la tache focale du laser CPA et par la distance de pénétration, avec une ouverture donnée par l'angle moyen de déflexion, dû aux collisions.

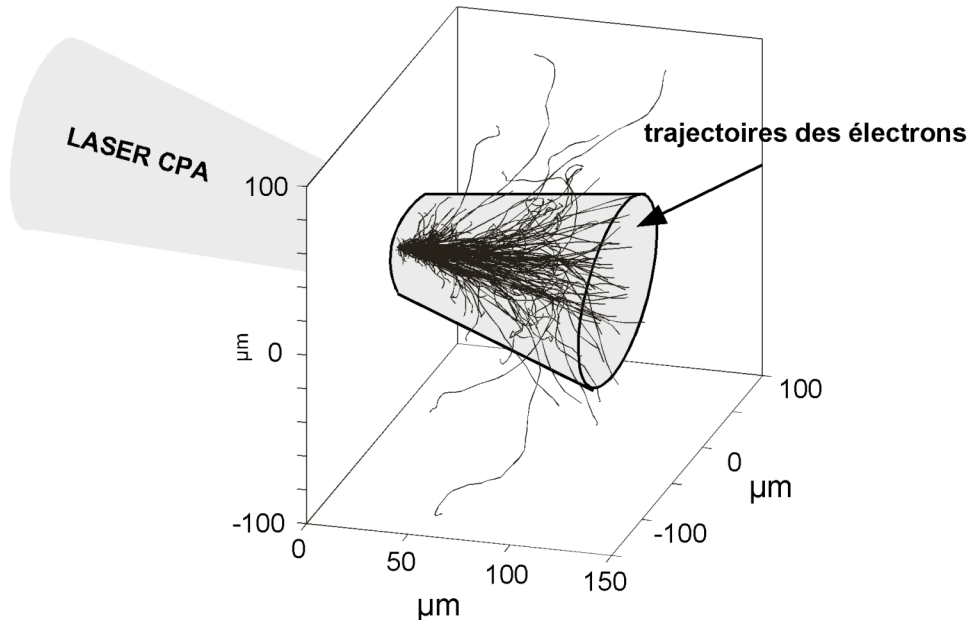


Fig.3.36. Géométrie de la propagation, visualisée à l'aide des trajectoires électroniques calculées par le code collisionnel. Le chauffage induit par les électrons correspond à l'énergie déposée dans le volume indiqué.

Nous pouvons initialement calculer le volume de ce cône en utilisant la distance de pénétration mesurée expérimentalement. Dans le cas de la matière froide, elle est de $36 \mu\text{m}$. L'angle d'ouverture typique, estimé par la relation [II.2] (confirmé d'ailleurs par le code MonteCarlo) est d'environ 60° . La tache focale est de $100 \mu\text{m}$ et, en supposant une énergie totale dans le faisceau d'électrons d'environ 3 J , nous obtenons une température de l'ordre de 30 eV . Dans le cas de la matière comprimée, à parité d'énergie déposée, le chauffage est du même ordre de grandeur car le nombre de particules par volume est conservé. Soulignons que ce calcul n'est valable qu'à titre indicatif. Il ne représente qu'une évaluation "moyenne" de la température dans la cible et il utilise l'approximation du gaz parfait, qui n'est pas toujours valable, notamment lorsqu'on est en présence d'un plasma dense et relativement froid.

Toutefois, cette première estimation nous indique clairement l'importance du chauffage induit. Son effet n'est pas du tout négligeable car la température qui en résulte est comparable à celle induite par l'onde de choc.

Afin d'évaluer plus en détail ce chauffage, nous nous sommes servis du code de propagation. A partir de l'énergie déposée par unité de masse, donnée par le code, nous sommes remontés à la température du milieu, dans chaque maille, en utilisant directement les tables d'équation d'état Sesame du plastique. Les résultats obtenus sont montrés sur la

figure 3.37, dans le cas de la matière non comprimée et comprimée, pour 2 J d'électrons. Afin de comparer les deux cas, nous avons reporté la température en fonction de la pénétration ρx .

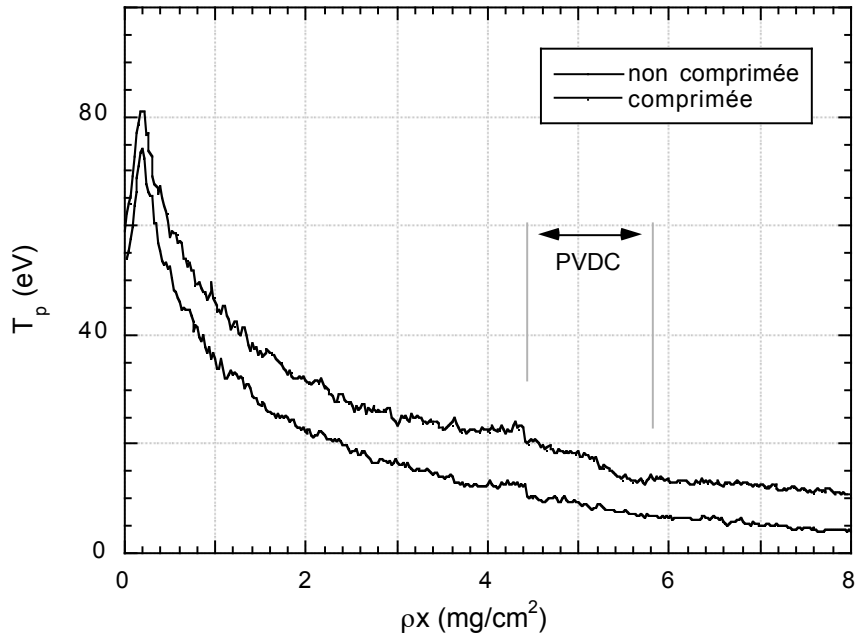


Fig.3.37. Evolution du chauffage induit par les électrons rapides au cours de leur propagation dans une cible non comprimée et comprimée, obtenu à partir des tables Sesame du plastique.

Malgré le caractère approché de ce calcul, effectué avec le modèle purement collisionnel, les résultats obtenus donnent des indications intéressantes sur les caractéristiques du chauffage. Nous remarquons tout d'abord que la température prévue dans les premières mailles est très élevée, indiquant un important dépôt d'énergie. Elle devient de l'ordre de 30 eV, dans la partie de la cible qui précède la couche fluorescente. Nous constatons que le chauffage de la matière comprimée est plus important que celui obtenu dans la matière non comprimée. Tout d'abord, il faut tenir compte que dans le cas comprimé, la cible est préalablement chauffée à 5 eV par l'onde de choc. Nous observons également que le chauffage est supérieur au cas non comprimé, au fur et à mesure que les électrons se propagent dans la cible. Comme le dépôt d'énergie est plus grand à proximité de la couche fluorescente (cf. fig. 3.32), le chauffage augmente. En moyenne, la température, dans les cibles comprimées, est supérieure à la celle dans les cibles non comprimées, d'un facteur qui varie entre 1.5 et 2.5 environ.

L'effet global du chauffage, induit par les électrons, conduit à un rapprochement des conditions de la matière non comprimée vers le cas comprimé. Du point de vue des

processus collisionnels cela impliquerait à priori une différence effective du pouvoir d'arrêt inférieure aux valeurs estimées sans chauffage.

En conclusion, les effets collisionnels ne peuvent pas donc expliquer l'augmentation de la pénétration dans la matière comprimée, si l'on suppose la même température pour la source électronique. Nous allons voir plus en détail, dans le prochain paragraphe, les implications sur la propagation des électrons d'une analyse tenant compte des effets du champ électrique induit.

III.3.4. Discussion: effets électriques

Comme nous avons déjà vu, la réponse électrique du milieu au passage des électrons rapides se traduit dans l'établissement du courant de retour qui tend à neutraliser le courant électrique associé au faisceau d'électrons. Le courant de retour est essentiel à la propagation des électrons, qui autrement seraient totalement freinés par le champ électrique auto-généré. Suivant le modèle de Bell, décrit au §: II, la distance de pénétration électrique est proportionnelle à la conductivité et elle est donnée par la formule [II.24]. Nous nous attendons donc que les effets d'inhibition électrique soient sensiblement plus importants dans le cas de la matière non comprimée puisque la conductivité est plus faible.

Considérons d'abord ce cas. En utilisant la valeur typique de la conductivité du plastique froid, $\sigma = 10^{-11} (\Omega m)^{-1}$, on obtient une distance de pénétration électrique z_0 presque nulle (inférieur au micron), ce qui est en pleine contradiction avec les résultats obtenus. Remarquons également que la valeur du champ électrique associée au faisceau d'électrons (cf. formule [II.39]) est très intense, d'environ $E \approx 10^7 MV/m$, c'est-à-dire plusieurs ordres de grandeurs supérieure au champ de claquage du plastique ($\approx 20 MV/m$). Cet écartement évident au comportement du type isolant, est, selon toute logique, dû au chauffage induit par les électrons rapides. Même dans le cas non comprimé le plastique n'est plus vraiment un isolant après le passage des premières électrons.

Afin de pouvoir comparer l'influence des effets électriques dans les deux cas, nous devons connaître la température du milieu, pour pouvoir en déduire la conductivité. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, la température maximale est de l'ordre de la trentaine d'eV. Nous remarquons tout d'abord que, selon le modèle présenté au paragraphe §: II.2.2, la conductivité du plastique pour cette température se rapproche sensiblement de celle de l'aluminium (cf. fig. 2.7). Elle est comprise entre $10^5-10^6 (\Omega m)^{-1}$ environ. Signalons néanmoins que cette estimation a été effectuée en ne tenant compte que des effets collisionnels. Nous avons en effet négligé le chauffage "ohmique", dû à l'établissement du courant de retour, et la perte d'énergie due au claquage électrique. Dans un isolant, en effet, les électrons ne peuvent pas se propager avant que le claquage électrique ait eu lieu.

Alors que dans le cas comprimé, la matière est préalablement ionisée par l'onde de choc, dans le cas non comprimé les électrons se propagent dans un milieu qu'ils vont chauffer au fur et à mesure. On peut alors raisonnablement admettre qu'une partie de l'énergie initiale des électrons est perdue pour initier l'ionisation de la cible. Dans le cas non comprimé, cette énergie sera sensiblement plus importante. Dans la vision simple du gaz parfait, nous pouvons estimer l'importance de l'ionisation à partir d'un calcul analogue au calcul effectué pour l'estimation du chauffage induit (cf. formule [III.27]). Nous pouvons, en effet, calculer l'énergie nécessaire à ioniser un nombre d'atomes contenu dans le volume V traversé par le faisceau d'électrons. Nous considérons ici un matériaux aux caractéristiques moyennes, de densité $\rho = 0.94 \text{ g/cm}^3$ et numéro atomique $A = 4.67$. Cette énergie est alors donnée approximativement par:

$$E_{ion} \approx \frac{N_A \cdot \rho}{A} \cdot V \cdot I_{ion}(CH) \quad [III.28]$$

où N_A est le numéro d'Avogadro et I_{ion} est le potentiel d'ionisation moyen du polyéthylène, tiré du rapport ICRU (ICRU, 1994). Nous obtenons une énergie de $E_{ion} \approx 0.45 \text{ J}$, soit environ 20 % de l'énergie totale des électrons. La perte d'énergie par ionisation conduit à une réduction de l'énergie déposée et donc du chauffage et de la pénétration. Bien que cette fraction soit relativement importante, surtout dans les tirs laser à plus basse énergie, elle n'est pas suffisante pour expliquer l'augmentation de la pénétration observée expérimentalement. Remarquons néanmoins que ce calcul n'est pas exactement représentatif de la réalité car, en effet, l'ionisation initiale de la cible ne représente pas la seule source de perte d'énergie. La chaleur latente correspondant au changement de phase du plastique, lors des premiers stades de la propagation, par exemple, ou l'énergie perdue par dissociation moléculaire, contribuent également à une énergie non disponible pour le chauffage. De plus, la distribution énergétique et temporelle du faisceau d'électrons rapides joue aussi un rôle important dans le processus de chauffage. Nous ne pouvons effectivement pas estimer combien d'électrons rencontrent un milieu "non perturbé" et combien se propagent dans une matière déjà ionisée. Dans ce cas, l'énergie des premières sera dépensée principalement pour l'ionisation, tandis que les seconds pourront se propager plus facilement vers la profondeur de la cible.

Il reste en tout cas probable que la température du milieu sera, en raison de ces considérations, plus élevée dans le cas des cibles comprimées. Malgré le caractère plutôt qualitatif des arguments présentés, les effets électriques sont raisonnablement plus importants dans le cas de la matière non comprimée.

En utilisant le modèle simple de conductivité décrit au §:II.2.2. et à la lumière des considérations précédentes sur la température du milieu, nous allons attribuer à la matière comprimée une conductivité de l'ordre de $\sigma_{comp} \approx 10^6 \text{ } (\Omega m)^{-1}$, et, dans le cas de la matière non comprimée, une valeur légèrement inférieure, d'environ $\sigma_{non-comp} \approx 5.4 \cdot 10^5 \text{ } (\Omega m)^{-1}$.

Remarquons néanmoins que la différence entre ces deux valeurs est due à un effet combiné de densité ($\sigma \sim n_e^{2/3}$) et de température. Nous nous attendons, en définitive, à un effet d'inhibition électrique d'environ deux fois plus important dans la matière non comprimée. Comme le pouvoir d'arrêt est, en première approximation, proportionnel à ρx , les effets collisionnels dépendent presque exclusivement de cette quantité. En revanche, les effets électriques sont directement influencés par l'épaisseur de la cible, que nous comparons avec la distance de pénétration électrique z_0 . A parité d'éclairement laser et de température des électrons rapides, la distance z_0 sera environ deux fois supérieure dans le cas comprimé. En même temps, la distance de pénétration expérimentale, de $26 \mu m$, est inférieure à celle du cas non comprimé, de $36 \mu m$.

Dans le cas non comprimé, alors, ces deux distances se rapprochent considérablement, confirmant ainsi l'importance des effets électriques. Nous attendons, en revanche, une influence réduite des effets électriques dans le cas comprimé en raison de l'épaisseur plus faible et de la conductivité supérieure.

Afin d'étudier plus en détail tous ces aspects, nous avons effectué des simulations à l'aide du code hybride de Davis, décrit au §:II.5.2 où l'on tient compte des effets collisionnels et électriques simultanément. Dans le cas non comprimé, la perte initiale d'énergie pour le claquage n'a pas été considérée, et nous avons mis l'hypothèse d'une cible déjà ionisée, avec une conductivité initiale de $\sigma_{non-comp} \approx 5.4 \cdot 10^5 (\Omega m)^{-1}$. Les résultats qui reproduisent au mieux les données expérimentales ont été obtenus pour une température de $60 keV$, proche de l'estimation effectué précédemment dans le cas de la matière comprimée. Nous montrons ces résultats sur la figure 3.38, comparés avec les données expérimentales.

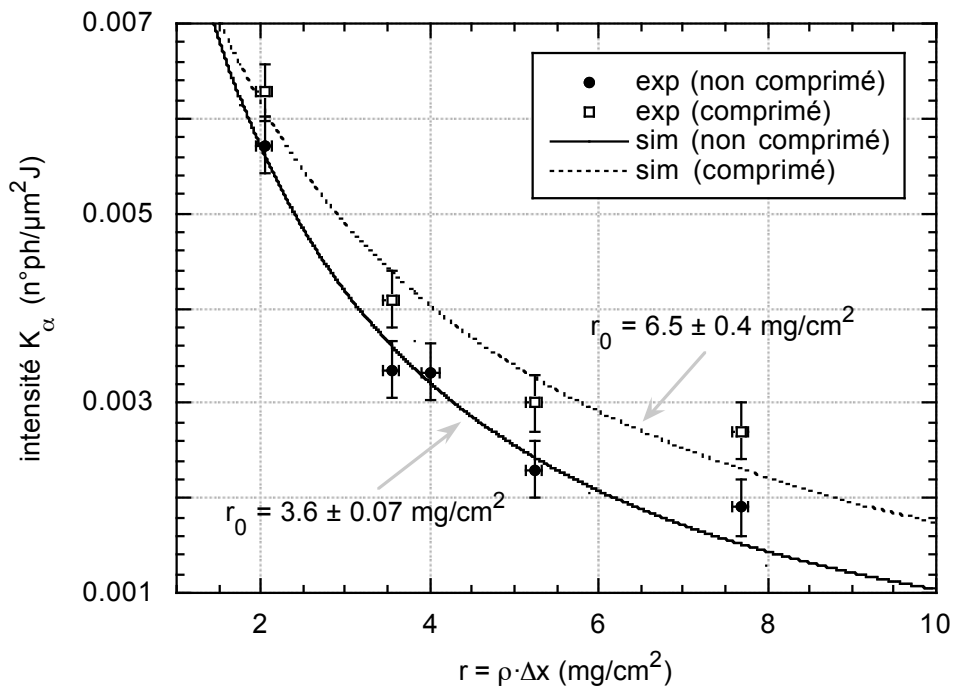


Fig. 3.38. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les prévisions du code de propagation "hybride", dans le cas des cibles non comprimées et comprimées.

Les pénétrations ainsi trouvées sont en bon accord avec les valeurs obtenues expérimentalement::

	<i>simulations</i>	<i>exp</i>
<i>non comprimé:</i>	$3.6 \pm 0.4 \text{ mg/cm}^2$	3.8 mg/cm^2
<i>comprimé:</i>	$6.5 \pm 0.07 \text{ mg/cm}^2$	6.5 mg/cm^2

Nous signalons, néanmoins, que le choix de la conductivité initiale dans le cas de la matière non comprimée, représente un paramètre important, qui peut modifier de façon non négligeable la pénétration obtenue. Des valeurs de la conductivité initiale qui varient d'un facteur 3, par exemple, conduisent à une pénétration dans la matière non comprimée, qui peuvent varier d'un facteur 1.2-1.4. La connaissance précise des phénomènes de claquage électrique, de chauffage et de transformation de phase de la cible traversée par le faisceau d'électrons rapides revêt une importance fondamentale dans la compréhension des processus électriques intervenant dans la propagation.

Nous constatons à posteriori qu'un modèle de type collisionnel est mieux adapté au cas de la matière comprimée, où ces effets jouent un rôle moins important. L'estimation de la température obtenue dans ce cas est alors d'environ 60 keV , en bon accord avec la loi de Beg, et encore comparable avec les résultats du CR39.

III.3.5. Conclusions

Le résultat principal de l'expérience effectuée au RAL a été l'observation d'une réduction d'environ 50% du pouvoir d'arrêt dans le cas de la matière comprimée par choc laser. Afin de comprendre les mécanismes conduisant à cette importante réduction, nous avons analysé séparément l'action des collisions et du champ électrique induit, dans les cas non comprimé et comprimé. Plusieurs conclusions émergent de ce travail.

Tout d'abord, des calculs purement collisionnels ne sont pas suffisants à expliquer l'augmentation de la pénétration des électrons dans la matière comprimée. Le pouvoir d'arrêt étant proportionnel à ρx , la différence observée ne peut être due qu'à un changement effectif dans le phénomène de transport. Cependant, les différents nombres d'arrêt ont une dépendance logarithmique des conditions du milieu et très faible avec l'énergie des électrons. Une analyse purement collisionnelle conduit alors à une réduction maximale du pouvoir d'arrêt de 15% .

Un deuxième point très important à signaler, et fondamental pour la compréhension du comportement de la matière, est le chauffage induit par les électrons rapides. Nous avons estimé que le dépôt d'énergie du faisceau d'électrons conduit à une température du milieu qui est comparable à celle induite par l'onde de choc. L'effet du chauffage est donc de toute première importance dans l'analyse des résultats. Il est évident, en effet, qu'une modélisation ne tenant pas compte des effets induits par la propagation même des électrons serait trop approximative. **Le cas "idéal" d'une matière froide non-perturbée n'existe pas.**

D'un point de vue collisionnel, cela se traduit dans un rapprochement du comportement des électrons dans les deux cas, conduisant donc à une différence de pouvoir d'arrêt encore inférieure. Cela confirme davantage l'incompatibilité avec une analyse purement collisionnelle.

Le chauffage induit à des conséquences drastiques également du point de vue des effets électriques. Le comportement du plastique s'écarte sensiblement, dans le cas froid, du comportement d'un isolant, à cause du claquage électrique provoqué par les électrons rapides. Malgré l'importance du chauffage induit par les électrons dans les deux cas, nous pouvons toutefois raisonnablement affirmer que les propriétés électriques de la matière comprimée se rapprochent davantage de celles d'un conducteur, en raison de son chauffage initial.

Une différence déterminante entre les deux cas est due à l'épaisseur effective des cibles qui influence directement l'action des effets électriques. Dans les cibles non comprimées, à parité de source électronique, la distance de pénétration électrique est sensiblement inférieure et devient comparable à la valeur expérimentale. Dans ces conditions l'inhibition électrique doit être prise en considération. Une interprétation purement collisionnelle est par contre plus légitime dans le cas de la matière comprimée. Nous constatons alors que des expériences en matière comprimée peuvent s'avérer très utiles pour l'étude des effets électriques. Seule la prise en compte simultanée des deux aspects de la propagation, en revanche, donne une explication à nos résultats.

Nous voulons encore une fois souligner que cette interprétation reste toutefois subordonnée à la connaissance précise des propriétés électriques du plastique et en particulier à sa conductivité, qui est étroitement liée au chauffage induit par le dépôt d'énergie des électrons.

Références

- "SESAME: the LANL Equation of State database". Report No. LA-UR-92-3407 (1992)
- ICRU. "International Committee on radiation Units". n° 37 (1994)
- Amiranoff F. et al. *J. Phys. D* **15**, 2463 (1982)
- Amiranoff F. et al. *J. of Phys.* **43**, 1037 (1982)
- Atzeni S. *Comput. Phys. Comm.* **43**, 107 (1986)
- Beg F.N. et al. *Phys. Plasmas* **4**, 447 (1997)
- Bradley D.K. et al. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2995 (1987)
- Delettrez J. *Phys. Rev. A* **41**, 5583 (1990)
- Fabbro R. et al. *Las. Part. Beams* **4**, 413 (1986)
- Fabre E. et al. "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research" (IAEA, Vienne, 1980)
- Fews P. and Henshaw D.L. *Nucl. Instr. and Meth.* **197**, 517 (1982)
- Hall T.A. et al. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2034 (1988)
- Harrach R.J. and Kidder R.E. *Phys. Rev. A* **23**, 887 (1981)
- Henke B.L. and Jaanimagi P.A. *Rev. Sci. Instrum.* **56**, 1537 (1985)
- Henke B.L. et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 154à (1986)
- Kato Y. et al. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1057 (1984)
- Kieffer J.C. et al. *Appl. Phys. Lett.* **44**, 494 (1984)
- Kishimoto Y. et al. *Phys. Fluids* **26**, 2308 (1983)
- Koch J. "Measurements of the hot electron spectrum". Fast Ignitor Physics Workshop. The University of California at Berkeley (1997)
- Koenig M. et al. *Phys. Rev. E* **50**, R3314 (1994)
- Ramis R. et al. *Comp. Phys. Comm.* **49**, 475 (1988)
- Schnürer M. et al. *Phys. Plasmas* **2**, 3106 (1995)
- Spencer L.V. "Energy dissipation by fast electrons". National Bureau of Standards Monograph 1 (1959)
- Stewart J. and Pyatt K. *Astrophys. J.* **144**, 1203 (1966)
- Strickland D. and Mourou G. *Opt. Comm.* **56**, 219 (1985)
- Tan T.H. et al. *Phys. Fluids* **27**, 296 (1984)
- Zel'dovich Y.B. and Raizer Y.P. "Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena" (Academic Press, New York, 1967)

CHAPITRE IV

Plan du chapitre IV:
PROPAGATION DES ELECTRONS RAPIDES DANS UN
MATERIAU ISOLANT OU CONDUCTEUR

IV.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

IV.1.1. Enceinte d'interaction et laser

IV.1.2. Les cibles

IV.1.3. Diagnostic des électrons rapides: la caméra CCD

IV.1.3a. principe de fonctionnement en mode "spectroscopie"

IV.1.3b. étalonnage de la caméra

IV.2. RESULTATS D'EMISSION K_{α}

IV.2.1. Caractéristiques de l'émission

IV.2.1a. les spectres expérimentaux

IV.2.1b. comportement du rendement K_{α}

IV.2.2. Comparaison avec les prévisions théoriques du type collisionnel

IV.2.2a. caractérisation de la température électronique

IV.2.2b. pénétrations expérimentales et théoriques

IV.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT ISOLANT/CONDUCTEUR

IV.3.1. Propagation dans les deux matériaux: inhibition dans le plastique

IV.3.2. Champ de rappel électrique

IV.3.3. Images d'ombroscopie: évidence de deux populations électroniques

IV

Propagation des électrons rapides dans un matériau isolant ou conducteur

Au cours du chapitre précédent, nous avons vu que l'influence du champ électrique associé au courant d'électrons rapides, s'est avéré fondamental pour l'interprétation des résultats concernant la pénétration et le dépôt d'énergie. Nous avons voulu approfondir cet aspect lors des expériences réalisées sur la nouvelle chaîne laser *100 TW* du laboratoire LULI. Pour cela, nous avons étudié le comportement du faisceau d'électrons suprathermiques et la réponse du milieu de propagation dans des matériaux ayant des caractéristiques électriques différentes: un isolant ou un conducteur. Un seul faisceau laser de haute intensité et de courte durée d'impulsion a été employé pour la génération de la source d'électrons dans la cible solide. De même que pour les expériences du RAL, nous avons utilisé la spectroscopie d'émission K_α comme diagnostic des électrons.

Les conditions expérimentales adoptées ici se différencient nettement de la campagne du RAL en ce qui concerne notamment la fréquence de l'impulsion laser et les intensités atteintes. En effet, afin de minimiser les effets liés au gradient de densité, généré par le piédestal de l'impulsion laser, nous avons choisi de travailler à 2ω . Le contraste élevé, obtenu dans ce cas, permet de produire des conditions proches du cas idéal de l'interaction laser-solide. Nous avons ainsi pu mesurer, dans ces conditions plus favorables, la température électronique et l'efficacité de la conversion de l'énergie laser en électrons rapides. De plus, des intensités laser sensiblement plus élevées ($I \leq 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$) ont permis de générer des électrons plus énergétiques. Nous nous sommes donc rapprochés des caractéristiques du faisceau d'électrons envisagées dans le schéma de l'allumeur rapide (Tabak et al., 1994). Grâce à l'utilisation de deux types de matériaux, l'aluminium (conducteur) et le plastique (isolant), nous avons pu étudier l'influence des effets électriques sur la

propagation dans le cas d'électrons ayant une énergie moyenne pouvant être proche du MeV.

Signalons que le rapport de densité entre l'aluminium et le plastique est de 3, ce qui nous place dans des conditions proches du RAL.

IV.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

IV.1.1 Enceinte d'interaction et laser

L'expérience a été réalisée sur la nouvelle chaîne 100 TW du LULI. Ce laser, développé par les équipes du laboratoire dans les années 93/96 (Descamps, 1997), fournit une puissance maximale de 160 TW à la fréquence fondamentale ($\lambda = 1.057 \mu m$), avec une durée d'impulsion de 350 fs, grâce à l'utilisation de la technique d'amplification par dérive de fréquence (CPA), décrite auparavant dans le §: III.2.1a. L'oscillateur est un cristal de saphir dopé au Titane.

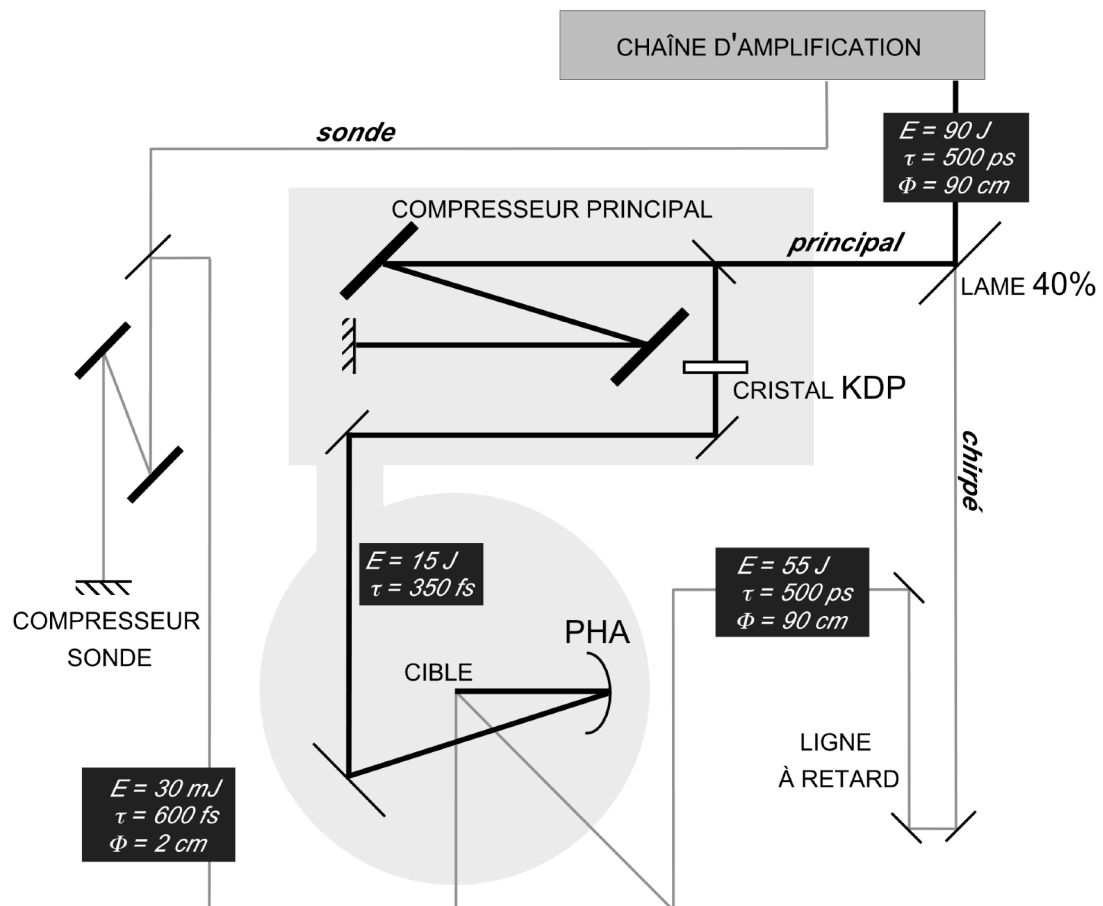


Fig.4.1. Schéma du système laser utilisé pendant l'expérience.

En sortie de la chaîne d'amplification, à verres alternés (phosphate et silicate) dopés au néodyme (Rouyer *et al.*, 1993), l'impulsion a une énergie de 90 J en 500 ps, un diamètre de 90 cm et une largeur spectrale de 6 nm. A l'entrée de la salle expérimentale, une partie du faisceau est envoyée dans le compresseur, après avoir été réfléchi sur une lame séparatrice de taux de réflexion $R \approx 40\%$. A l'entrée du compresseur, constitué par un système de deux réseaux comme décrit au §:III.11, un cristal KDP (type I), optimisé pour le cas d'un faisceau "chirpé" (étiré en fréquence) (Boscheron, 1996) et de rendement 50 % environ, est utilisé pour le doublage en fréquence

La partie du faisceau, transmise par la lame séparatrice, donne un deuxième faisceau laser, le faisceau "chirpé", de durée 500 ps et d'énergie 55 J environ. Ce faisceau peut être focalisé sur cible avec une intensité de $10^{13}-10^{14} \text{ W/cm}^2$, suivant la lame de phase utilisée, en avance ou en retard par rapport au laser principal. En choisissant le délai entre l'arrivée des deux impulsions, nous pouvons utiliser le faisceau chirpé pour créer un préplasma aux caractéristiques connues, dans lequel le faisceau principal va interagir. Un troisième faisceau (le faisceau "sonde"), d'énergie 30 mJ environ, est prélevé après la première étape d'amplification, puis comprimé séparément (jusqu'à 600 fs environ). Ce faisceau laser est utilisé pour les diagnostics optiques.

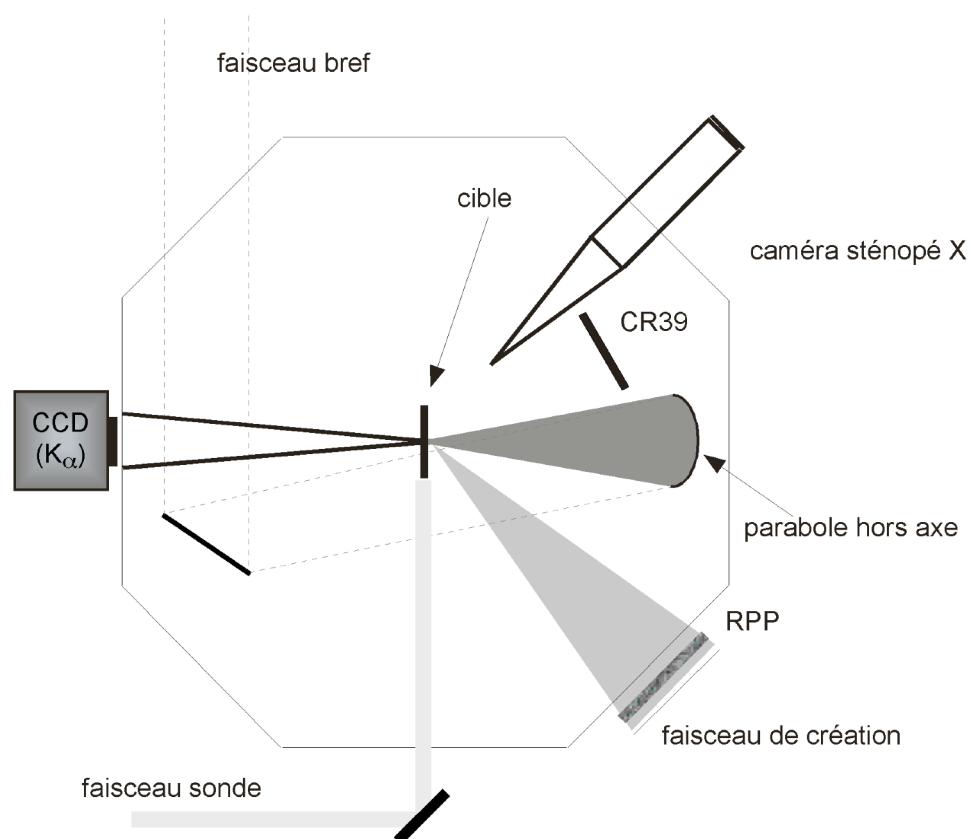


Fig.4.2. Schéma expérimental utilisé pour l'expérience du LULI.

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé dans nos expériences est montré sur la figure 4.2. L'impulsion laser fournit une énergie maximum sur cible, après doublage,

d'environ 15 J (le rendement total du compresseur est d'environ 65%). Le contraste obtenu à 2ω est de l'ordre de $10^8 : 1$. Le faisceau principal est focalisé en incidence normale sur la cible, située au centre de l'enceinte d'interaction, par une parabole hors axe de 300 mm de focale (f/3).

Une caméra à sténopé X a été utilisée pour le contrôle de la tache focale du faisceau principal. Elle fournit (§: III.2.1) une image, dans le domaine X, de la face éclairée par le laser. Les caractéristiques adoptées de ce diagnostic lors de nos expériences sont: diamètre du trou d'entrée $d = 5 \mu\text{m}$, distance image-trou $q = 20 \text{ cm}$ et grandissement $G = 10$. La résolution spatiale est alors de l'ordre de 5-7 μm . A l'extérieur de l'enceinte d'interaction, nous avons placé une caméra CCD (décrite en détail par la suite), regardant la face arrière de la cible, pour enregistrer l'émission des photons K_α . De même que lors de la campagne expérimentale du RAL, un détecteur plastique CR39 a été utilisé sur chaque tir, comme diagnostic complémentaire de la température de la source d'électrons rapides.

Au LULI, nous avons effectué deux séries d'expériences, avec des intensités laser différentes. Nous les appellerons dorénavant basses et hautes intensités. Les conditions laser typiques, obtenues avec une focalisation différente, étaient:

1°

énergie sur cible: 5-7 J

durée: 350 fs

tache focale: $\sim 30 \mu\text{m}$

Intensité: $1-2 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$

2°

énergie sur cible: 8-15 J

durée: 350 fs

tache focale: $\leq 10 \mu\text{m}$

Intensité: $1-2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$

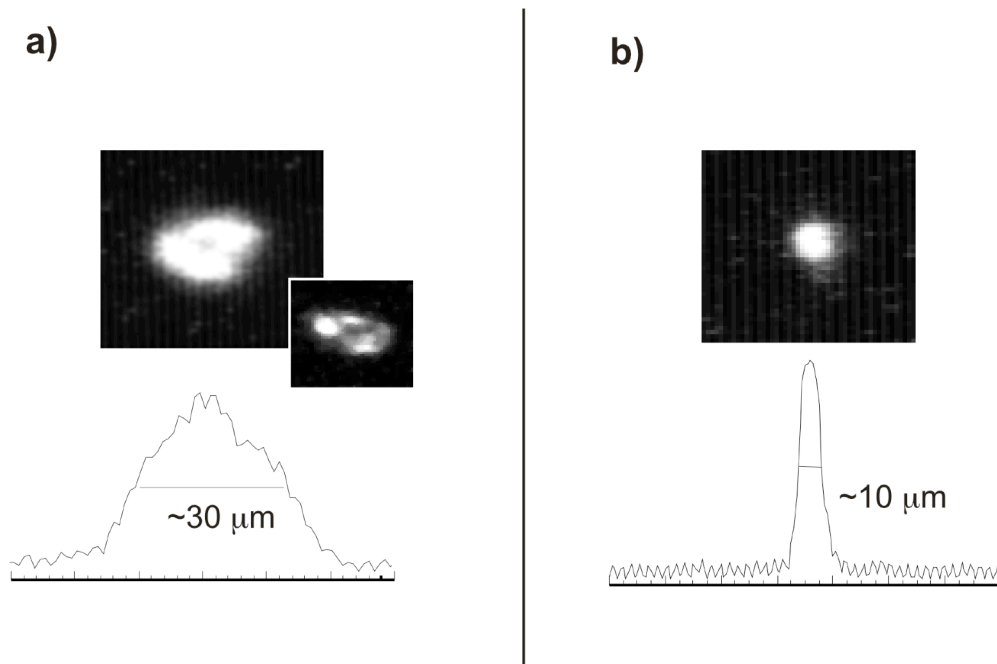


Fig.4.3. Images des taches focales obtenues avec la caméra à sténopé X. a) cas de basse intensité: des "points chauds" sont parfois observables. b) cas de hautes intensités.

Nous montrons dans les figures 4.3a et 4.3b les taches focales typiques obtenues lors des deux séries de tirs. Dans le premier cas, nous avons parfois enregistré la présence de points chauds à des intensités supérieures. Ceux-ci peuvent être la conséquence d'un léger désalignement de la parabole, d'une mauvaise qualité de surface des cibles, d'un front de phase perturbé. Pour le calcul de l'intensité laser dans ce cas, nous avons initialement attribué à chacun des N points chauds, une fraction $1/(1+N)$ de l'énergie totale déposée sur cible. Les intensités ainsi obtenues sont légèrement supérieures ($I \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$) à celles qui sont calculées en supposant une répartition homogène de l'énergie sur toute la tache focale ($I \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$). Nous verrons dans la suite comment cette focalisation, parfois non uniforme, peut influencer sur l'interprétation finale des données.

Dans le deuxième cas, la tache focale était plus petite et uniforme. En raison de la résolution limitée de la caméra à sténopé ($\geq 5 \mu\text{m}$), nous n'avons pas pu distinguer d'éventuelles non-homogénéités.

IV.1.2 Les cibles

Les cibles multicouches que nous avons utilisées sont décrites schématiquement sur la figure 4.4. La couche de propagation d'épaisseur variable est constituée soit d'un matériau isolant soit d'un matériau conducteur. Dans le premier cas, il s'agit de polyéthylène (densité $\rho = 0.94 \text{ g/cm}^3$) d'épaisseur comprise entre $50 \mu\text{m}$ et $300 \mu\text{m}$. Dans le second, le matériau conducteur est de l'aluminium d'épaisseur comprise entre $6 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$. Les différentes épaisseurs ont été choisies selon l'intensité laser et le type de matériau utilisé. De façon générale, en supposant a priori la pénétration électronique plus importante dans le plastique, nous avons choisi une épaisseur d'environ trois fois supérieure à celle de l'aluminium, afin d'obtenir un produit ρr équivalent.

La partie fluorescente est constituée par une double couche: $20 \mu\text{m}$ de molybdène (densité $\rho = 10.2 \text{ g/cm}^3$) collés à $20 \mu\text{m}$ de palladium (densité $\rho = 12 \text{ g/cm}^3$).

L'utilisation d'une double couche fluorescente permet d'une part d'obtenir, pour le même nombre de tirs laser, deux séries de données K_α . D'autre part, le rapport de l'émission des deux matériaux, conduit à une mesure de la température électronique indépendante des erreurs dues aux fluctuations du laser de tir à tir.

Une couche de protection de $50 \mu\text{m}$ de polyéthylène était toujours présente sur la face arrière de la cible afin d'éviter la production de rayonnement K_α parasite due à un effet possible de rappel dû au champ de séparation de charge. Ceci, comme on a vu dans le paragraphe §: III.2.3c, peut provoquer la déviation des trajectoires des électrons qui sortent de la face arrière de la cible. Une partie d'entre eux peut alors se diriger à nouveau vers la cible pour frapper une deuxième fois la couche fluorescente.

Afin d'assurer le même mécanisme de génération des électrons rapides dans le cas de l'aluminium et du plastique, ce qui nécessite des conditions identiques d'interaction laser-

cible, une fine couche d'aluminium (de $0.1 \mu\text{m}$ d'abord et $2 \mu\text{m}$ ensuite) a été déposée du côté laser sur les cibles en plastique. Dans les deux cas, donc, la source d'électrons présente à priori les mêmes caractéristiques.

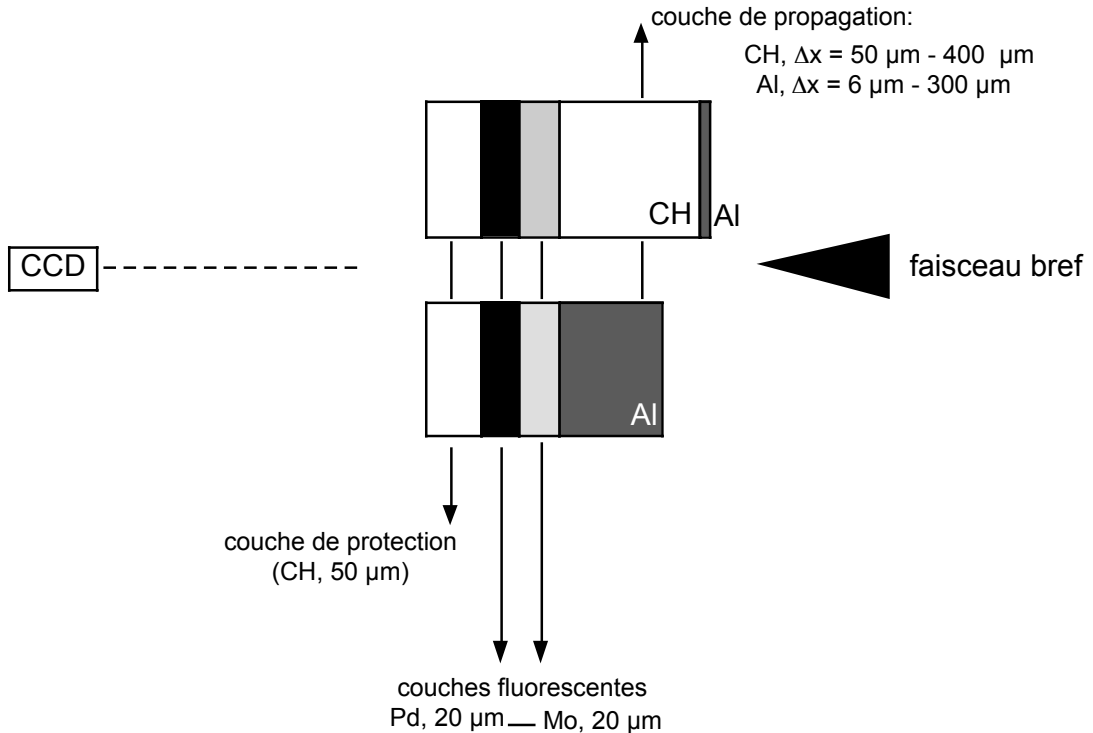


Fig.4.4. Cibles multicouches. La couche de propagation est constituée d'un isolant (CH) ou d'un conducteur (Al). Une double épaisseur ($20 \mu\text{m}$ Mo plus $20 \mu\text{m}$ de Pd) a été utilisée comme couches fluorescentes.

IV.1.3. Diagnostic des électrons rapides: la caméra CCD

En dehors du détecteur plastique CR39, utilisé pour une estimation complémentaire de l'intensité laser sur cible et de la température des électrons, le diagnostic principal des électrons est constitué par une caméra CCD travaillant en mode "comptage de photons" (ou mode "spectroscopie") (Rousse, 1994; Beg et al., 1997).

IV.1.3a principe de fonctionnement en mode "spectroscopie"

Le fonctionnement d'une caméra CCD en mode "spectroscopie" permet d'obtenir la résolution en énergie du flux de photons émis par la cible, et donc d'enregistrer le spectre émis. Les avantages fournis par une caméra CCD utilisée comme spectromètre, sont multiples. Tout d'abord, le rendement quantique η d'une CCD, défini comme le rapport entre le nombre de photons incidents et le nombre de photons recueillis, peut être plusieurs ordres

de grandeur supérieur, par exemple, au rendement d'un cristal utilisé dans un spectromètre classique. De façon générale, l'utilisation d'une caméra CCD est préférable lorsqu'on est en présence d'une radiation X dure et permet la détection de signaux de faible amplitude. De plus, les images acquises sur CCD sont directement numérisées sur l'ordinateur ce qui permet une analyse quantitative directe pendant les expériences. L'utilité pratique d'un tel diagnostic est qu'il ne nécessite pas une grosse précision d'alignement, sa mise en place s'avère donc bien plus facile. Il présente, en revanche, l'inconvénient d'une basse résolution spectrale.

Le principe de fonctionnement du diagnostic est le suivant: chaque photon incident sur le "chip" de la caméra, pénètre dans la zone active (le substrat de silicium) et crée un certain nombre de paires électrons-trous en fonction de son énergie. Les photoélectrons ainsi créés sont ensuite collectés par une différence de potentiel à l'intérieur de la caméra, pour donner lieu à un signal électrique en sortie. Le signal Q enregistré par chaque pixel est alors proportionnel à l'énergie totale des N photons incidents:

$$Q = \frac{\eta \cdot N \cdot E_{h\nu} (\text{eV})}{3.67} \quad [\text{IV.1}]$$

où 3.67 eV est l'énergie nécessaire à créer une paire électron-trou, et $E_{h\nu}$ est l'énergie du photon. La connaissance du nombre de photons incidents N permet alors d'obtenir une mesure de leur énergie. Celui-ci est donné par le nombre de photons émis par la source (N_0) dans la fraction d'angle solide sous-tendue par la surface A_p du pixel: $N = N_0 A_p / 4\pi L^2$ où L est la distance source-CCD.

Si l'on estime préalablement N_0 , on peut alors choisir une distance L adéquate pour que chaque pixel soit frappé, en moyenne, par un seul photon. L'intensité mesurée par chaque pixel sera, dans ce cas, directement proportionnelle à l'énergie du photon incident. Dans notre cas, nous avons placé la caméra à une distance d'environ 2 m de la cible (la surface d'un pixel est typiquement de l'ordre de $400 \mu\text{m}^2$), correspondant à un nombre de photons d'environ $N_0 \approx 10^9$, estimé à l'aide du code de propagation (cf. §:II.5.1). Il s'agit alors de compter les pixels ayant la même intensité pour avoir le spectre final, ce qui correspond à faire l'histogramme de l'image.

Une certaine probabilité d'avoir des événements¹ non entiers (l'événement est entier quand un seul photon par pixel est recueilli) est pourtant toujours présente. Ces autres événements peuvent être:

- ▷ des événements partagés: plusieurs pixels se partagent l'énergie d'un seul photon
- ▷ des événements superposés: plusieurs photons sont absorbés par un seul pixel.

¹ On appelle "événement" le processus de génération et de collection des photo-électrons issu de l'absorption d'un photon

Les premiers donnent lieu à des signaux très bas et correspondent au bruit, à basse énergie, des histogrammes, tandis que les seconds peuvent donner lieu à des pics d'énergie double, triple, etc. de l'énergie du photon incident. L'analyse de l'histogramme est alors d'autant plus immédiate que la source X est monochromatique.

Les deux sources de bruit instrumental les plus importantes, susceptibles d'affecter la précision des spectres, sont les suivantes.

- ▶ *Le bruit de Fano (Leo, 1994).* Il traduit la possibilité pour le photon de transférer une partie de son énergie à la matière par un autre processus que la création d'une paire électron-trou; ceci induit une fluctuation statistique du nombre de photo-électrons créés pour une même énergie incidente. Cette fluctuation dépend de l'énergie du photon et du matériau actif de la caméra et il est exprimé en nombre d'électrons parasites par $n_F = \sqrt{f \cdot E_{h\nu}(\text{eV}) / 3.67}$, où $f \approx 0.12$ dans le cas d'un substrat de silicium. Pour la raie K_α du molybdène le bruit de Fano est de $n_F \approx 30$ sur ≈ 5500 paires électron-trou créées dont on verra par la suite l'incidence sur les spectres réels.
- ▶ *Le bruit thermique.* A cause de l'agitation thermique, un certain nombre de paires électron-trou est généré par collisions. Celles-ci ne peuvent pas être distinguées du vrai signal. Le refroidissement de la CCD permet de réduire ce bruit de 50% par dizaine de degrés, jusqu'à un bruit minimal de $\approx 2 \text{ e}^-/\text{px/s}$. Dans nos expériences, nous avons refroidi le CCD à -20° , mesuré et puis soustrait le bruit thermique des images obtenues.

IV.1.3b étalonnage de la caméra

Pour une analyse quantitative des histogrammes obtenus, nous avons procédé à l'étalonnage de la caméra CCD, ce qui nous fournit:

- ▶ la conversion de l'intensité en sortie de chaque pixel en énergie de photon (exprimé en signal digital ADU²)
- ▶ le rendement quantique η , qui relie le nombre de photons incidents à partir du nombre de photons recueillis

Nous avons utilisé pour cela une source radioactive d'activité connue. Il s'agit d'une source de cadmium-109 qui se désintègre comme $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$ par capture électronique. L'argent se désexcite ensuite radiativement et émet les deux raies, une K_α à 22 keV et une K_β à 25 keV avec une intensité relative de 83.4% et 16.4% respectivement. Son spectre,

² ADU, acronyme pour Analog to Digital Units. Il donne l'échelle d'intensité (la dynamique) du signal de sortie de la caméra. Pour une caméra 16 bits (utilisée dans nos expériences), ce signal couvre des valeurs allant de 0 à 65535.

obtenu avec une des deux caméra utilisées, est montré sur la figure 4.5. La source a été choisie avec une activité suffisamment basse pour pouvoir travailler en mode "spectroscopie" pendant l'étalonnage. Son flux, à la date de fabrication était de $I_s = 1.723 \cdot 10^3 \text{ n}^\circ\text{ph/s/sr}$ et sa période radioactive est de $T_{1/2} = 466.6 \pm 0.4$ jours.

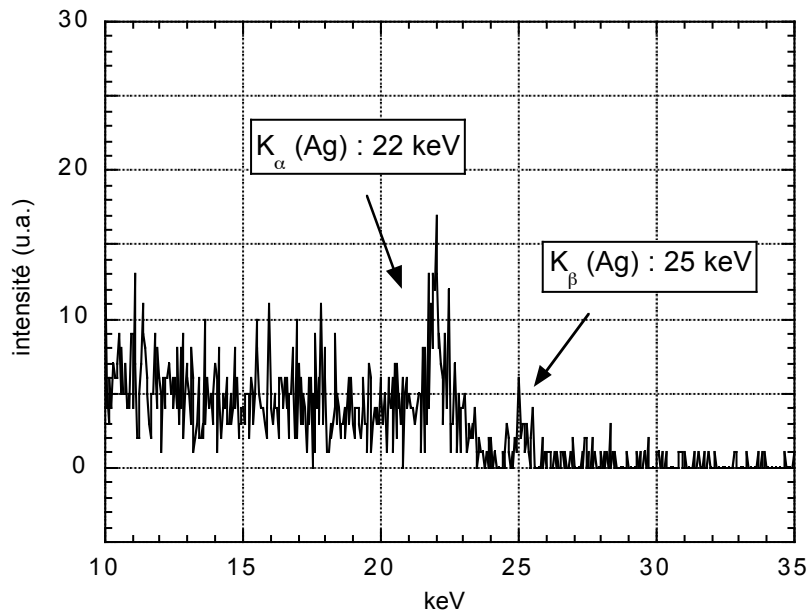


Fig.4.5. Spectre d'émission de la source radioactive de cadmium utilisée pour l'étalonnage des caméras CCD. Les raies K_α et K_β de l'argent sont bien visibles.

Nous avons placé la caméra à une distance connue et nous avons ainsi enregistré, pendant un intervalle de temps fixé (de 200 à 500 secondes), le spectre d'émission de l'argent. A partir de celui-ci, nous avons initialement déterminé la conversion du signal ADU en énergie du photon. Sur la figure 4.5 nous montrons, à titre d'exemple, le cas de la caméra CCD utilisée pendant la première série de tirs. Sur le graphique, nous avons reporté l'énergie connue des raies d'émission du spectre de la source radioactive en fonction de l'intensité correspondante enregistrée par la caméra. Lors de la première expérience, afin de mettre au point tout le diagnostic, nous avons effectué des tirs de test sur des cibles constitués simplement par les deux couches de molybdène et de palladium collées l'une sur l'autre. A partir des spectres obtenus, nous avons déterminé la loi de conversion de la caméra. En effet, nous avons pu enregistrer les raies K_α et K_β du molybdène (17.47 keV et 19.6 keV) et du palladium (21.17 keV et 23.81 keV) respectivement, correspondant aux croix reportées sur la figure 4.6. On observe, que, comme prévu, la loi de conversion ainsi obtenue est linéaire.

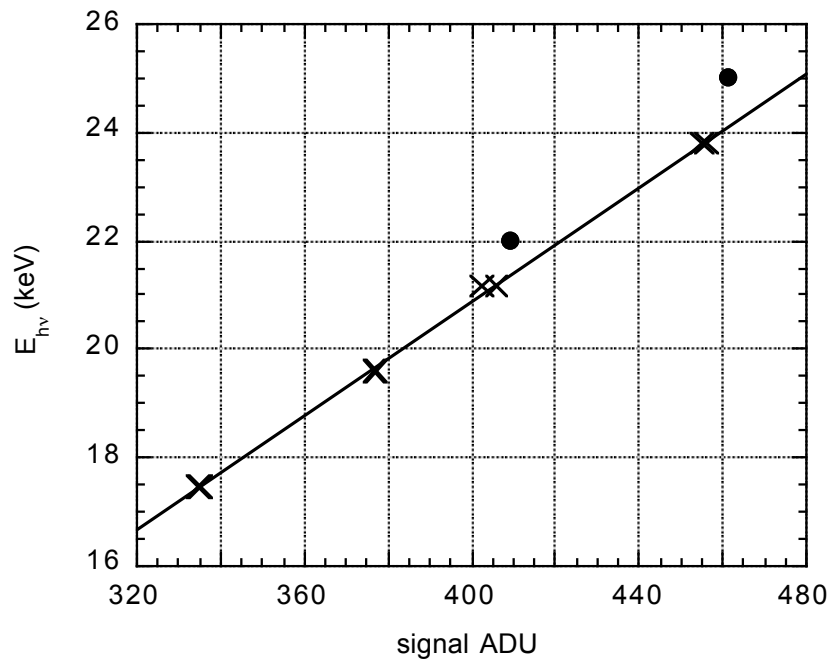


Fig.4.6. Energie des photons émis en fonction du signal de sortie de la caméra. Les points représentent les valeurs obtenues avec la source radioactive. Les croix, les valeurs obtenues lors des tirs de test sur des cibles de molybdène et palladium.

Une légère déviation est observable entre la linéarité trouvée dans le cas de la source et dans le cas des tirs de test. Le temps d'exposition supérieure utilisée dans le cas de la source radioactive peut conduire à un bruit supérieur dans les spectres et donc à une détermination un peu moins précise de la conversion. Nous avons alors préféré adopter la conversion obtenue le cas des tirs de test, en raison également du nombre plus élevé de points expérimentaux disponibles.

Au cours des deux séries de tirs, nous avons utilisé deux caméras CCD différentes. Les lois de conversion déduites pour ces deux détecteurs sont:

1°

$$E_{hv} \text{ (keV)} = -0.199 + 0.053 \text{ adu}$$

2°

$$E_{hv} \text{ (keV)} = -6.588 + 0.044 \text{ adu}$$

L'enregistrement du spectre d'intensité connue de la source nous a également permis de déterminer le rendement quantique de la caméra, ce qui nous permettra, par la suite, d'obtenir le nombre de photons émis par la cible. Si N_{Ag} est le nombre de photons enregistrés relatifs à la raie à 22 keV de l'argent (la raie à 25 keV est beaucoup trop faible), le rendement quantique de la caméra est donné par la relation suivante:

$$I_0 \cdot \Delta t \cdot \Delta \Omega_c \cdot 0.834 = \eta \cdot N_{Ag} \tag{IV.2}$$

où Δt est le temps d'exposition, $\Delta \Omega_c$ est l'angle solide et I_0 est le flux de photon émis par la source à la date de l'étalonnage.

Pour les deux caméras utilisées, le rendement quantique mesuré est:

$$1^{\circ} \quad \eta = \frac{N_o}{N} \approx 100$$

$$2^{\circ} \quad \eta = \frac{N_o}{N} \approx 80$$

Par ailleurs, les intensités relatives des deux raies émises par la source radioactive que nous avons mesurées sont de 88.9 % et 11.02 %, proches des valeurs théoriques. Nous pouvons donc considérer, en première approximation, un rendement quantique constant dans l'intervalle spectral qui nous intéresse.

IV.2 RESULTATS D'EMISSION K_{α}

IV.2.1. Caractéristiques de l'émission

IV.2.1a spectres expérimentaux

Dans les figures 4.7a et 4.7b nous montrons deux images enregistrées avec les caméras CCD.

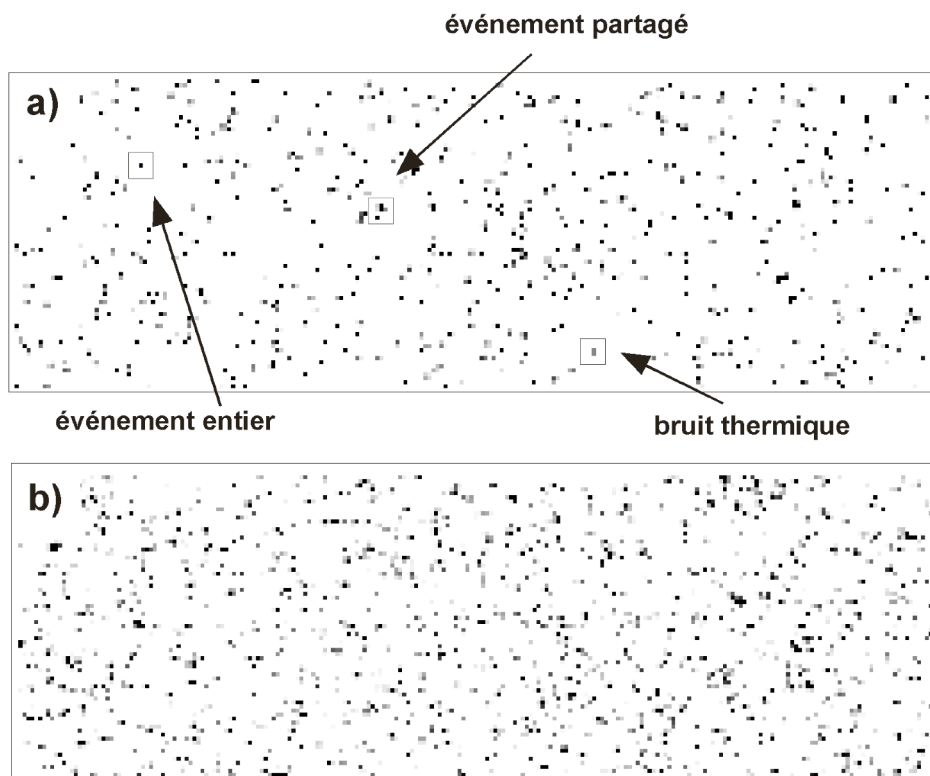


Fig.4.7. Deux images obtenues avec les deux caméras CCD utilisées. Dans la deuxième série de tirs (b) un bruit de fond plus important est observable.

Les événements entiers sont bien visibles et sensiblement plus nombreux que les événements partagés dans le premier cas. Dans le deuxième cas, on observe un signal lié au bruit de fond plus intense. Ces conditions sont probablement imputables à des raisons instrumentales, notamment dues à un bruit thermique non négligeable provenant d'un fonctionnement non optimal du système de refroidissement de la caméra.

Sur la figure 4.8 nous montrons un spectre enregistré lors de la première série de tirs obtenu avec une cible de $26 \mu\text{m}$ d'aluminium et pour une énergie de 5 J sur cible. Nous avons écarté la partie du spectre à basse énergie, correspondant au bruit de fond de la caméra qui est essentiellement donné par les événements partagés. Quatre raies sont bien visibles: les raies K_α et K_β du molybdène et du palladium respectivement, qui se superposent à l'émission du continuum. Les raies K_β ne peuvent être identifiées, par rapport au bruit de fond, que pour les cibles d'épaisseur faible.

La figure 4.9 montre un spectre obtenu lors de la deuxième série de tirs sur une cible de plastique de $50 \mu\text{m}$ et avec une énergie laser d'environ 15 J . Nous constatons que, malgré le bruit de fond plus important par rapport au cas précédent, les raies K_α des deux matériaux sont bien visibles, tandis les deux raies K_β sont vaguement perceptibles.

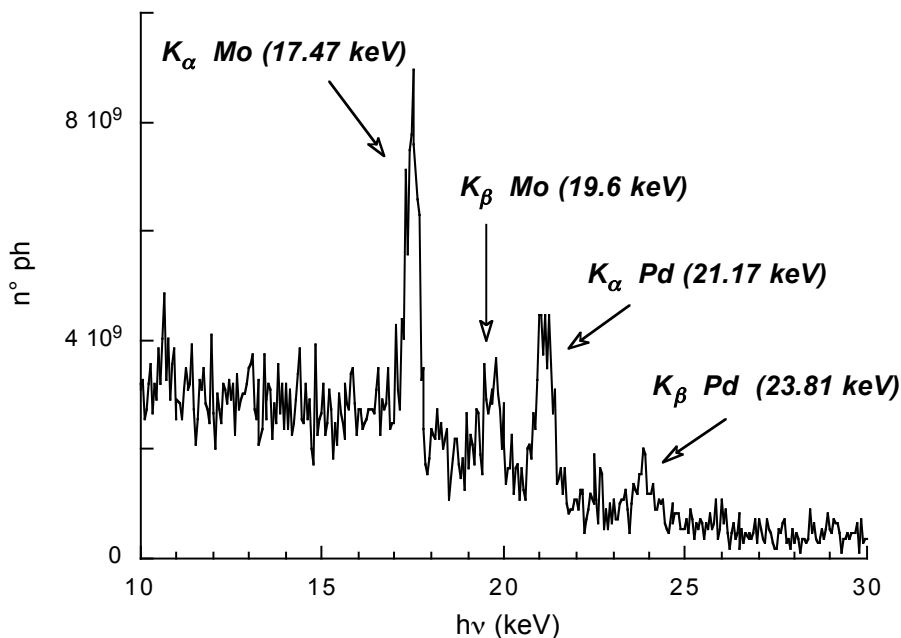


Fig.4.8. Spectre d'émission obtenu avec une cible de $26 \mu\text{m}$ d'aluminium et une énergie laser de 5 J (1^o série). Les raies K_α et K_β du molybdène et du palladium respectivement, sont visibles.

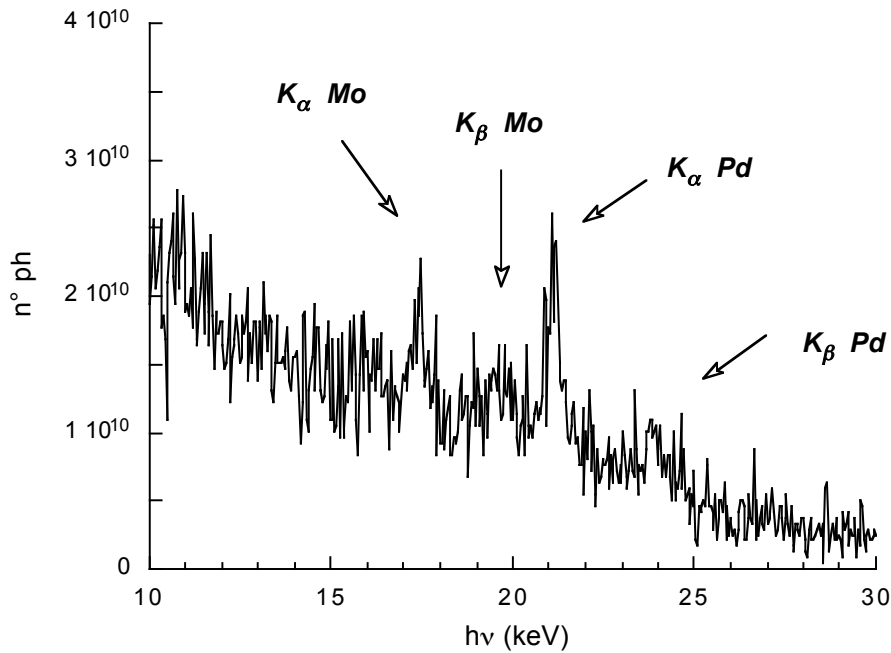


Fig.4.9. Spectre d'émission obtenu avec une cible de 50 μm de plastique et une énergie laser d'environ 15 J (2^o série). Les raies K_α du molybdène et du palladium respectivement, sont bien visibles. Les raies K_β des deux matériaux sont à peine perceptibles.

La largeur expérimentale de la raie K_α du molybdène est d'environ 500 eV, ($\approx 10 \text{ m}\text{\AA}$) dans la première série et d'environ 650 eV pour la deuxième. Cette largeur est la conséquence de la résolution spectrale limitée de la caméra CCD. Elle est théoriquement donnée par:

$$\Delta E(\text{eV}) = 2.355 \cdot W(\text{eV}) \cdot \sqrt{n^2 + n_F^2} \quad [\text{IV.3}]$$

où $W = 3.67 \text{ eV}$ est l'énergie nécessaire à créer une paire électron-trou, n_F est le bruit de Fano (correspondant à la raie prise en considération) et n est le nombre de photo-électrons parasites dû aux autres sources d'erreur (erreur de lecture principalement, caractéristique de la caméra utilisée). Nous pouvons estimer le nombre n à partir des images "de noir" enregistrées suivant la même procédure que celle adoptée pendant l'enregistrement des spectres expérimentaux, mais sans source de rayonnement. Dans le premier cas, par exemple, nous avons mesuré $n \approx 50$, ce qui correspond à une largeur de raie de $\sim 500 \text{ eV}$, en bon accord avec la largeur mesurée.

Le nombre de photons mesurés pour chaque raie (N_{mes}) a été calculé après avoir soustrait le bruit de fond dû au continuum. L'intensité d'émission K_α ($N_{émis}$) de la cible est alors donnée par:

$$N_{emis} = N_{mes} \cdot \eta \cdot 4\pi / (\Delta\Omega \cdot T) \quad [IV.4]$$

où $\Delta\Omega$ est l'angle solide, vu de la caméra (dans nos expériences on avait $\Delta\Omega_{1^\circ} = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ sr}$, $\Delta\Omega_{2^\circ} = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ sr}$), η le rendement et T la transmission des filtres. La transmission totale des filtres, dans les deux expériences, est montrée sur la figure 4.10. Nous avons utilisé un filtre de béryllium de 10 mm d'épaisseur qui servait pour l'étanchéité au vide, et un filtre d'indium de 25 μm dans la première série, de 125 μm dans la seconde pour arrêter les X durs dans l'intervalle considéré (l'indium présente un flanc K autour de 28 keV). Dans le deuxième cas, où l'on avait une intensité laser d'environ un ordre de grandeur supérieur au premier cas, nous avons été amenés à ajouter 100 μm d'épaisseur supplémentaire d'indium pour limiter le nombre de photons qui arrivent sur la caméra. La transmission de la raie K_α du molybdène est alors réduite d'un facteur 7 et celle du palladium d'un facteur 3.

L'émission K_α typique dans nos expériences a été de l'ordre de $N_{emis} \approx 8 \cdot 10^9$ pour des intensités de $1-2 \cdot 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$ et $N_{emis} \approx 3 \cdot 10^{10}$ pour des intensités de $1-2 \cdot 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$.

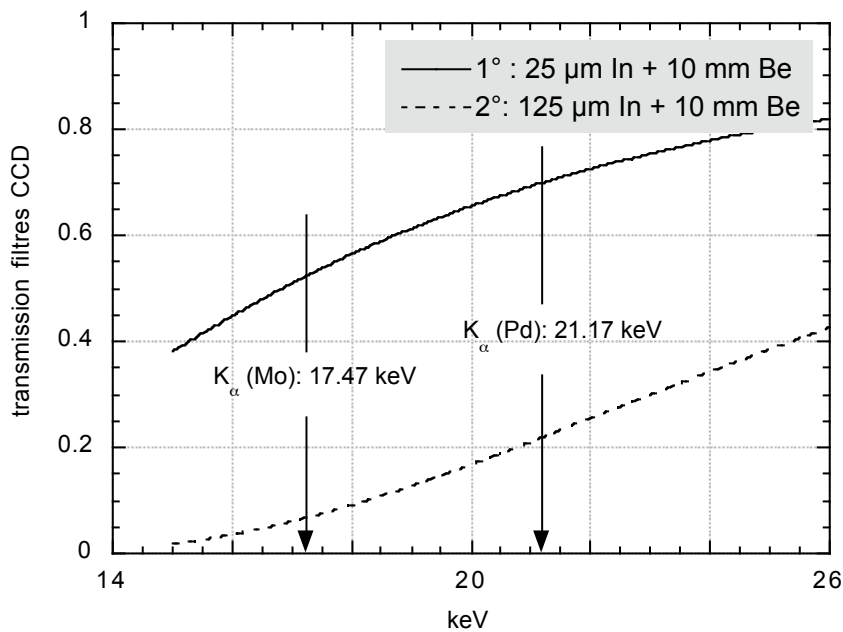


Fig.4.10. Transmission des systèmes de filtres utilisés devant la caméra CCD, dans les deux expériences.

IV.2.1b comportement du rendement K_α

Différentes variables expérimentales influencent fortement le comportement de l'émission K_α . Dans notre cas, nous avons voulu maintenir les mêmes conditions d'éclairage laser, afin d'avoir une source d'électrons aux caractéristiques fixées, et ne faire varier que l'épaisseur et le type de matériau traversé. Cette démarche a été suivie car nous

étions intéressés aux phénomènes de propagation dans la matière, plutôt qu'aux processus de génération d'électrons rapides. Lors des expériences, pourtant, une certaine variation de tir à tir était présente, notamment pour ce qui concerne les paramètres laser. Nous avons observé une variation de l'énergie sur cible d'environ 20 % et une variation des dimensions de la tache focale d'environ 30 %. Cela conduit à une variation de l'intensité laser qui, pour les cas limites, peut varier d'un ordre de grandeur environ. De façon générale, plus l'énergie sur cible est grande, plus le nombre d'électrons accélérés est important. Dans ce cas, on doit s'attendre à une augmentation d'émission K_α . En même temps, une intensité laser supérieure implique, à parité d'énergie, une température plus élevée et donc des électrons plus rapides. Dans ce cas, alors, le faisceau pénètre plus en profondeur et la production locale de K_α (notamment pour les épaisseur plus faibles) diminue. En supposant une conversion de l'énergie laser en électrons rapides constante, nous pouvons considérer le nombre d'électrons proportionnel à l'énergie (cf. formule [II.33]). Une variation de 20 % ne conduit alors qu'à une variation du même ordre sur le nombre d'électrons. En revanche, les fluctuations de l'intensité laser provoquent une erreur assez importante sur la température des électrons. En supposant, par exemple, une loi d'échelle pour la température du type $T_h \propto (I_{laser})^{1/3}$ (cf. §:I.3) nous obtenons un facteur de variation maximum sur la température de 2.5.

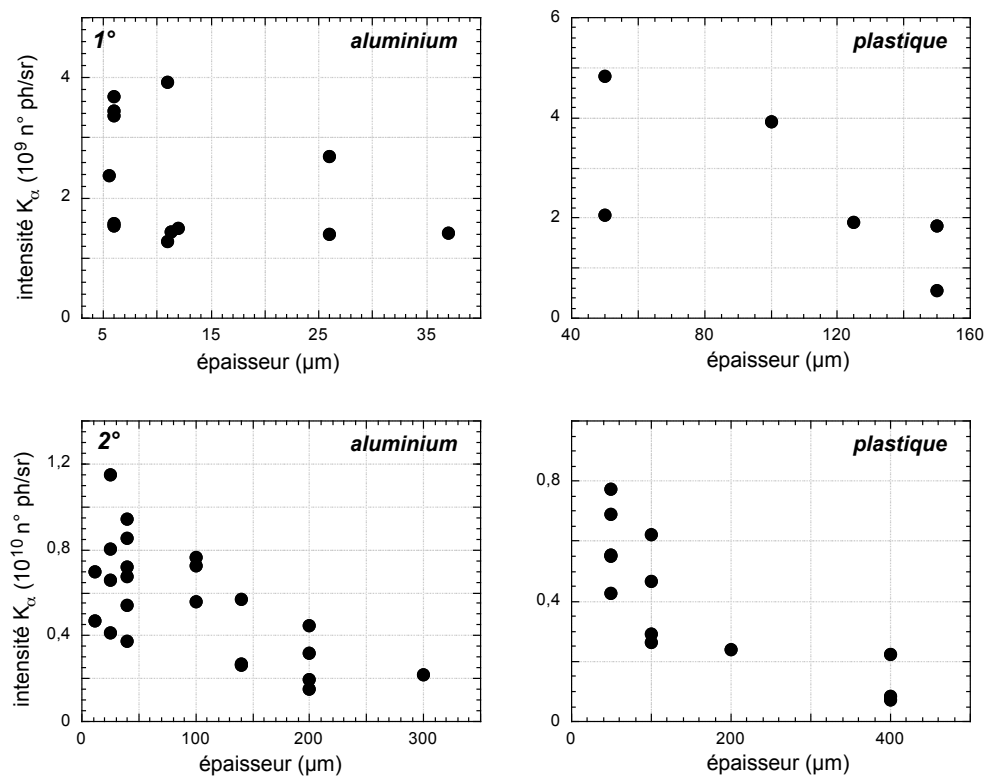


Fig.4.11. Rendement K_α du Mo en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium et de plastique. 1° cas des basses intensités, 2° cas des hautes intensités.

Ces deux sources d'erreur contribuent fortement à la dispersion que nous avons observée dans les résultats expérimentaux. Une étude systématique en fonction de ces paramètres (énergie, intensité) nécessiterait d'ailleurs l'utilisation de chaînes laser ayant un haut taux de répétition de tirs. Nous présentons sur la figure 4.11 la totalité des résultats concernant l'émission de la couche du molybdène: pour la série à basse intensité (1°), et pour la série à haute intensité (2°).

Lors de la deuxième série, nous avons effectué beaucoup plus de tirs, ce qui rend le résultat final plus significatif. L'écart type reste pourtant du même ordre. Il est, en effet, de:

<p>1°</p> $\left(\frac{\Delta I_{K\alpha}}{I_{K\alpha}} \right)_{Al} = 15 - 22 \%$ $\left(\frac{\Delta I_{K\alpha}}{I_{K\alpha}} \right)_{CH} = 40 - 50 \%$	<p>2°</p> $\left(\frac{\Delta I_{K\alpha}}{I_{K\alpha}} \right)_{Al} = 20 - 24 \%$ $\left(\frac{\Delta I_{K\alpha}}{I_{K\alpha}} \right)_{CH} = 10 - 38 \%$
--	--

Soulignons aussi que, en plus des imprécisions sur les paramètres laser et les conditions de focalisation, une erreur difficilement quantifiable provient de l'épaisseur des cibles. En effet, celles-ci sont constituées d'une succession de couches que nous avons collées entre elles. Nous n'avons donc pas pu déterminer l'épaisseur de colle avec suffisamment de précision. Enfin, une erreur de lecture des histogrammes, due essentiellement à la soustraction du fond, peut également intervenir.

Malgré cette dispersion, la décroissance de l'émission K_α avec l'épaisseur est bien évidente dans les deux cas et dans les deux matériaux. Nous considérerons, par la suite, la valeur moyenne de l'émission pour chaque épaisseur et, afin de définir la distance de pénétration x_{exp} pour chaque matériau, nous adoptons une loi simple de décroissance exponentielle du type $\propto e^{-x/x_{exp}}$. En effet, dans les cas des expériences effectuées au LULI, où le flux laser est relativement haut, le modèle de Harrach et Kidder (*Harrach and Kidder, 1981*), n'est pas tout à fait utilisable en raison des approximations assez restrictives qu'il admet sur les caractéristiques de la source d'électrons (cf. §:III.2.4b). Les interpolations obtenues sont présentées sur la figure 4.12. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart moyen.

Les distances de pénétration ainsi déduites sont:

<p>1°</p> <p>Al: $x_{exp} = 60 \pm 20 \mu m$</p> <p>CH: $x_{exp} = 100 \pm 50 \mu m$</p>	<p>2°</p> <p>Al: $x_{exp} = 250 \pm 40 \mu m$</p> <p>CH: $x_{exp} = 230 \pm 15 \mu m$</p>
---	--

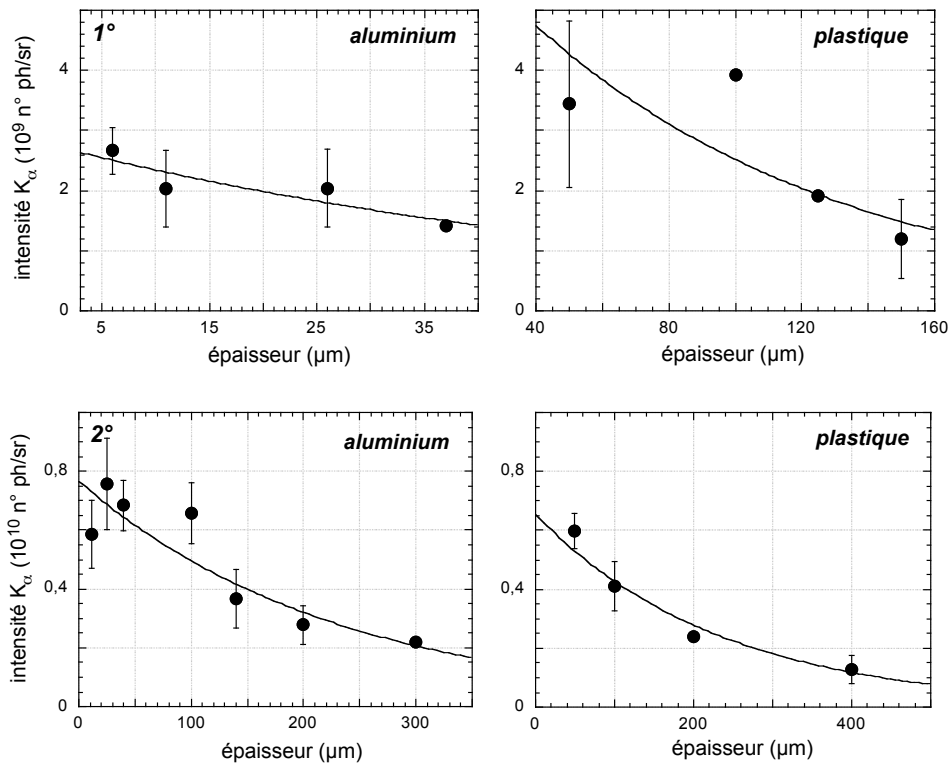


Fig.4.12. Interpolations effectuées sur les valeurs moyennes du rendement K_α , obtenu dans les deux matériaux et pour les deux séries de tirs (a et b)

Nous remarquons que:

- ▶ la distance de pénétration dans le plastique est supérieure à celle dans l'aluminium dans le premier cas mais pas dans le second,
- ▶ dans l'aluminium, cette distance augmente plus fortement avec l'intensité laser que dans le plastique,
- ▶ la différence entre les deux distances est réduite dans le deuxième cas.

Les données expérimentales nous indiquent clairement une différence appréciable de comportement entre l'aluminium et le plastique, différence qui varie avec l'intensité. Les mécanismes qui régissent à la propagation dans les deux matériaux dépendent donc de l'intensité.

IV.2.2. Comparaison avec les prévisions théoriques de type collisionnel

Nous allons maintenant comparer les résultats obtenus avec les prévisions du code collisionnel, afin d'analyser les processus physiques intervenant lors de la propagation des électrons dans les deux matériaux. La comparaison avec ce code nous permet, en particulier, d'obtenir des informations concernant la température électronique, la distance typique de pénétration et de remonter au nombre d'électrons générés lors de l'interaction.

La grandeur qui permet de déterminer le comportement "moyen" du faisceau d'électrons dans le matériau est la distance de pénétration, que nous déduisons directement des données expérimentales. Cette distance dépend étroitement, non seulement des processus de propagation, mais également de la température de la source. Afin d'étudier les caractéristiques de la propagation dans chaque matériau, il est alors essentiel de déterminer, tout d'abord, cette température.

IV.2.2a caractérisation de la température électronique

La comparaison entre les simulations (qui fournissent le rendement K_α par unité d'angle solide pour 1 J d'électrons) et les données expérimentales s'effectue, en particulier, avec deux paramètres libres qui caractérisent la distribution énergétique initiale des électrons: leur température et leur nombre (l'énergie totale). A priori, il serait possible de trouver plus d'une combinaison de ces deux paramètres de façon à obtenir une distribution reproduisant les données expérimentales.

Deux distributions énergétiques, ayant des températures très différentes, donnent évidemment une distance de pénétration différente. Toutefois, en raison de l'imprécision des données, due aux barres d'erreur, le choix de la simulation reproduisant au mieux la pénétration expérimentale reste assez approximatif.

Il s'avère alors nécessaire d'éliminer la dépendance d'un des deux paramètres. Pour cela, nous avons utilisé le rapport d'émission des deux matériaux fluorescents dans chaque cible, qui est lui indépendant du nombre d'électrons créés. Ainsi, nous pouvons déterminer de façon presque univoque, la température des électrons, dans la limite de validité d'une modélisation de type collisionnel.

Nous allons tout d'abord limiter l'intervalle d'investigation de nos calculs aux valeurs de températures estimées à l'aide des lois d'échelle, présentées au chapitre I. En particulier, la loi proposée par Wilks (*Wilks et al., 1992*) doit bien s'adapter au régime laser utilisé au LULI. Avec les intensités moyennes déduites expérimentalement, en tenant compte de l'énergie déposée, de la durée de l'impulsion et de la dimension de la tache focale, nous obtenons les intervalles de température suivants:

1°

$$I = 1-2 \cdot 10^{18} \text{ Wcm}^{-2} :$$

$$T_{Wilks} = 50-95 \text{ keV}$$

$$T_{Beg} = 190-245 \text{ keV}$$

2°

$$I = 1-2 \cdot 10^{19} \text{ Wcm}^{-2} :$$

$$T_{Wilks} = 380-620 \text{ keV}$$

$$T_{Beg} = 420-530 \text{ keV}$$

Nous avons également reporté les valeurs de température obtenues avec la loi d'échelle de Beg (*Beg et al., 1997*), tout en sachant qu'elle a été obtenue pour des éclaircements laser sensiblement plus faibles et pour des conditions expérimentales différentes.

Dans la figure 4.13. nous montrons le rapport d'émission du palladium sur le molybdène en fonction de l'épaisseur, dans le cas de l'aluminium (1° série). Les points représentent le rapport moyen d'intensité K_α et les barres d'erreur l'écart moyen des mesures. Remarquons que les simulations montrent une augmentation du rapport d'émission avec la température. Plus la température est élevée, en effet, plus le faisceau pénètre en profondeur conduisant ainsi à une augmentation de l'émission du palladium par rapport à celle du molybdène. La dépendance avec l'épaisseur est par contre relativement faible et aucune tendance explicite ne peut être déduite.

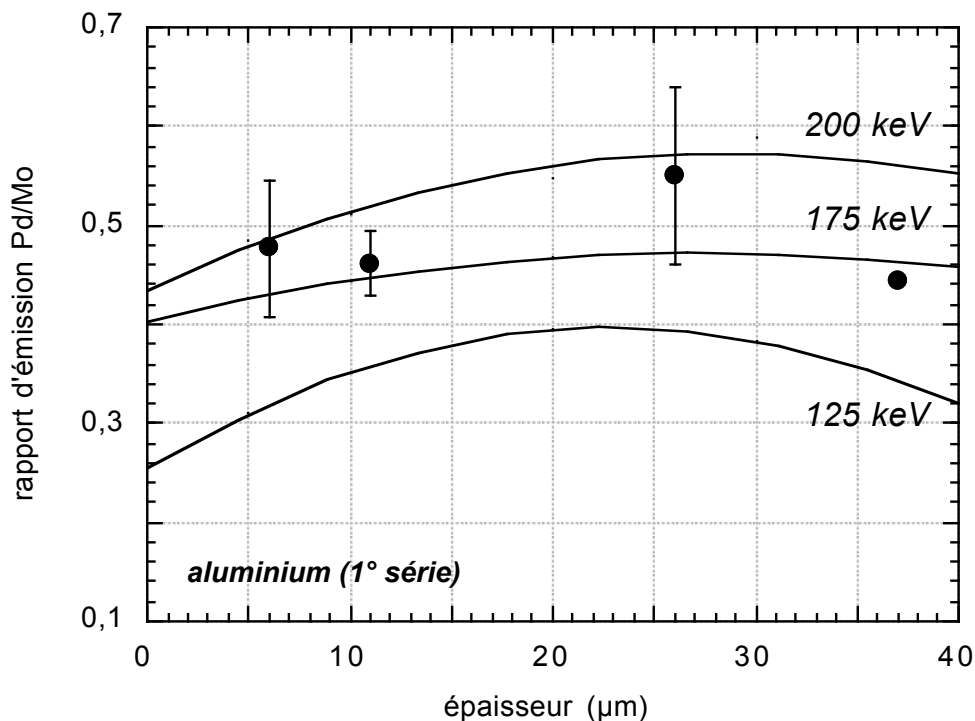


Fig.4.13. Rapport d'émission Pd/Mo en fonction de l'épaisseur de la cible dans le cas de l'aluminium à basse intensité. Les points expérimentaux sont comparés avec les simulations numériques effectuées pour plusieurs températures électroniques.

Le code collisionnel reproduit bien, dans ce cas, les résultats expérimentaux pour une température comprise entre 175 keV et 200 keV. Cette estimation est apparemment plus proche des prévisions données par la formule de Beg. Le diagnostic de CR39 pour cette première série des tirs n'a pas donné de résultats significatifs, en raison d'un système de filtres pas très bien adapté.

Dans le cas du plastique, cet accord est sensiblement moins satisfaisant (cf. fig. 4.14). La comparaison montre une température beaucoup plus importante, d'environ 300 keV. Soulignons aussi que, dans ce cas, le nombre de points expérimentaux est assez faible, et l'estimation de la température devient moins fiable.

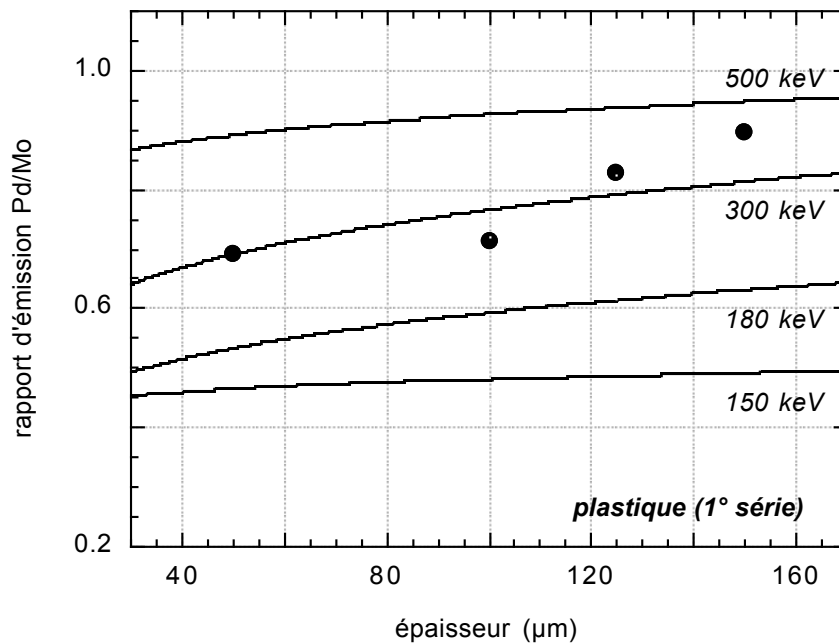


Fig.4.14. Rapport d'émission Pd/Mo en fonction de l'épaisseur, dans le cas du plastique, pour les tirs de la 1^o série. Les courbes représentent les simulations numériques effectuées pour plusieurs températures.

Dans le cas de la série à haute intensité, les points expérimentaux obtenus dans le cas de l'aluminium (figure 4.15) se trouvent entre les courbes théoriques à 500 keV et à 700 keV. Cet intervalle de températures est plus proche des prévisions obtenues par la loi de Wilks. Néanmoins, remarquons que, contrairement au cas précédent, les barres d'erreurs sont plus importantes que la différence moyenne entre les courbes théoriques. Ceci nous suggère qu'aux très hautes intensités laser, la précision du diagnostic, fondé sur le rapport des raies K_{α} n'est pas tout à fait suffisante pour pouvoir distinguer des populations électroniques d'énergie moyenne différente. Dans le cas du plastique (figure 4.16), la comparaison avec les simulations numériques donne une température électronique beaucoup plus importante, supérieure à 1 MeV, certainement surestimée.

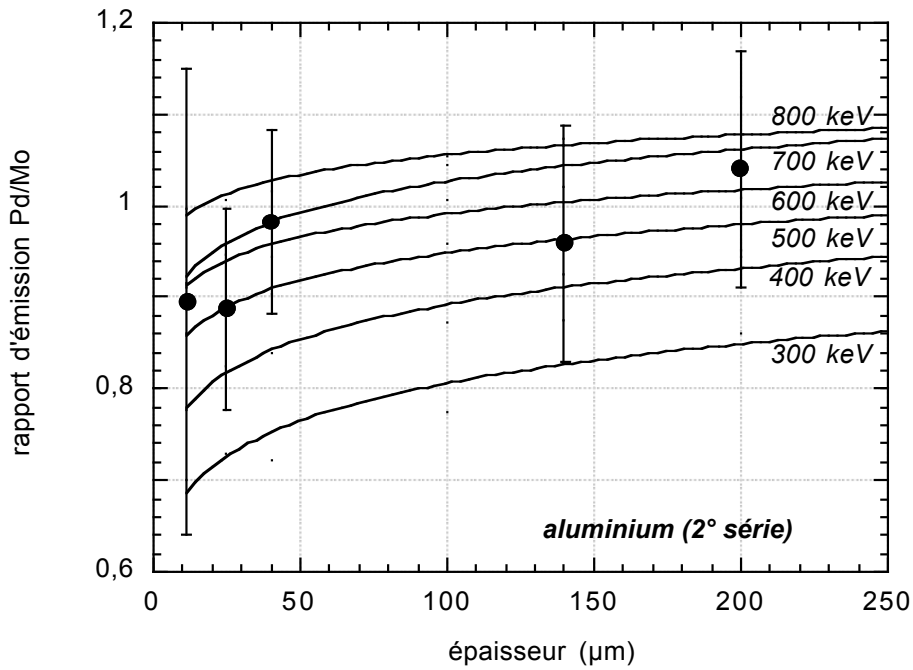


Fig.4.15. Rapport d'intensité K_{α} (Pd/Mo) en fonction de l'épaisseur de la cible d'aluminium, dans la cas de la série à haute intensité. Les points expérimentaux moyennés sont comparés avec les simulations effectuées pour plusieurs valeurs de la température.

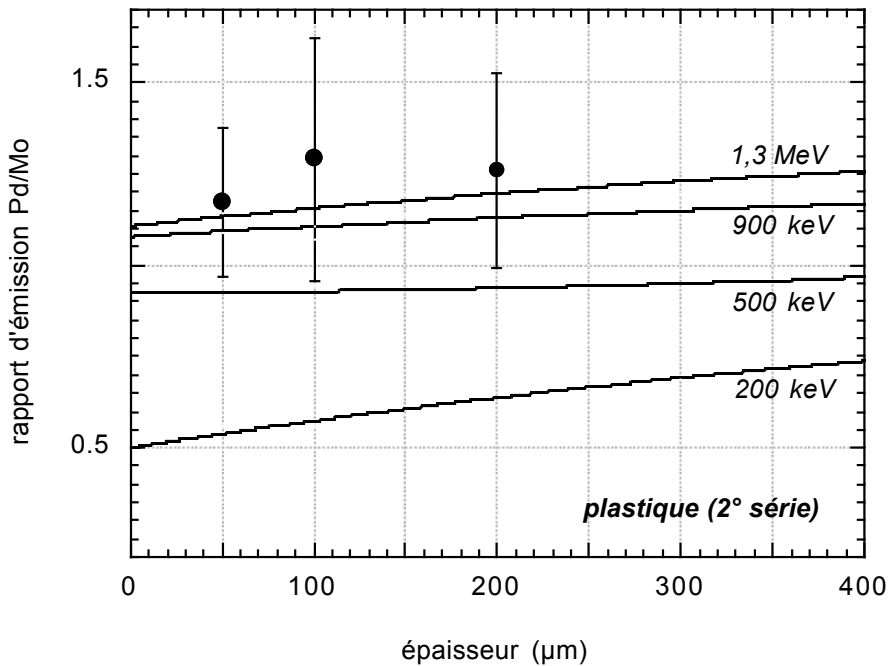


Fig.4.16. Rapport d'intensité K_{α} (Pd/Mo) en fonction de l'épaisseur de la cible de plastique, dans la cas de la série à haute intensité. Les points expérimentaux moyennés sont comparés avec les simulations effectuées pour plusieurs températures.

En conclusion, dans le cas de l'aluminium, nous observons une certaine cohérence entre les simulations collisionnelles et les données expérimentales. La comparaison entre les deux permet d'obtenir une température des électrons rapides qui est raisonnablement en accord avec les lois d'échelle. En particulier, pour les intensités de 10^{19} Wcm^{-2} , la loi de Wilks prédit de façon satisfaisante la température déduite des calculs. Ceci confirme qu'à très hautes intensités laser, à gradient raide, le mécanisme de génération des électrons qui prédomine est la force pondéromotrice. En revanche, dans le cas des intensités de 10^{18} Wcm^{-2} , la loi de Beg semble encore la mieux adaptée. Remarquons néanmoins que l'écart entre ces deux lois est compris dans l'erreur induite par les fluctuations de l'intensité laser sur cible, qui implique une imprécision de 50 % environ sur la température.

Dans le cas du plastique, par contre, la comparaison avec les simulations collisionnelles donne, pour les basses et pour les hautes intensités, des températures très élevées, à priori non représentatives. En effet, les températures ainsi obtenues diffèrent de façon significative des intervalles donnés par les lois d'échelle. Or, en raison des précautions adoptées concernant les conditions d'éclairement laser, nous nous attendons à obtenir une température des électrons rapides équivalente dans les deux cas. Cela est confirmé d'ailleurs par les résultats déduits des mesures CR39. En effet, aucune différence n'a été observée pour les énergies des ions dans les deux matériaux, qui sont comprises entre 9.5 MeV et 13 MeV, et qui correspondent à une température des électrons rapides comprise entre 300 keV et 400 keV environ. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, l'évaluation obtenue par la technique CR39 peut conduire à une sous-estimation de la température. En outre, les valeurs ainsi calculées ne sont valables que dans la limite de validité de la loi d'étalonnage utilisée (cf. §:III.2.2b). Toutefois, la température déduite non seulement ne présente pas de différence entre les deux matériaux, mais elle est considérablement inférieure à l'estimation obtenue par comparaison avec le code collisionnel, dans le cas du plastique. Par conséquent, l'incompatibilité entre les données expérimentales pour le plastique et les simulations collisionnelles implique une explication d'une autre nature.

IV.2.2b pénétrations expérimentales et théoriques

L'étude du comportement du rapport d'émission des deux couches fluorescentes nous a permis de déterminer une valeur de température indicative autour de laquelle nous allons maintenant effectuer la comparaison des distances de pénétration expérimentales et numériques dans les deux matériaux. Nous allons en particulier essayer de reproduire les données expérimentales, à partir des simulations pour une température autour de 180 keV dans le cas de la première série de tirs, et de 500-600 keV, dans le cas de la seconde.

Nous montrons dans la figure 4.17, le cas des basses intensités. Les prévisions théoriques à la température de 180 keV donnent les longueurs suivantes:

1°

Al: $x_{coll} \approx 80 \mu m$

CH: $x_{coll} \approx 340 \mu m$

exp

Al: $x_{exp} = 60 \pm 20 \mu m$

CH: $x_{exp} = 100 \pm 50 \mu m$

Pour l'aluminium, la distance obtenue numériquement se rapproche de la valeur expérimentale. Pour le plastique, elle est considérablement supérieure. La température qui reproduit au mieux la pénétration expérimentale dans le plastique (cf. fig. 4.17b) est d'environ 70 keV, largement inférieure à celle attendue pour ce flux laser.

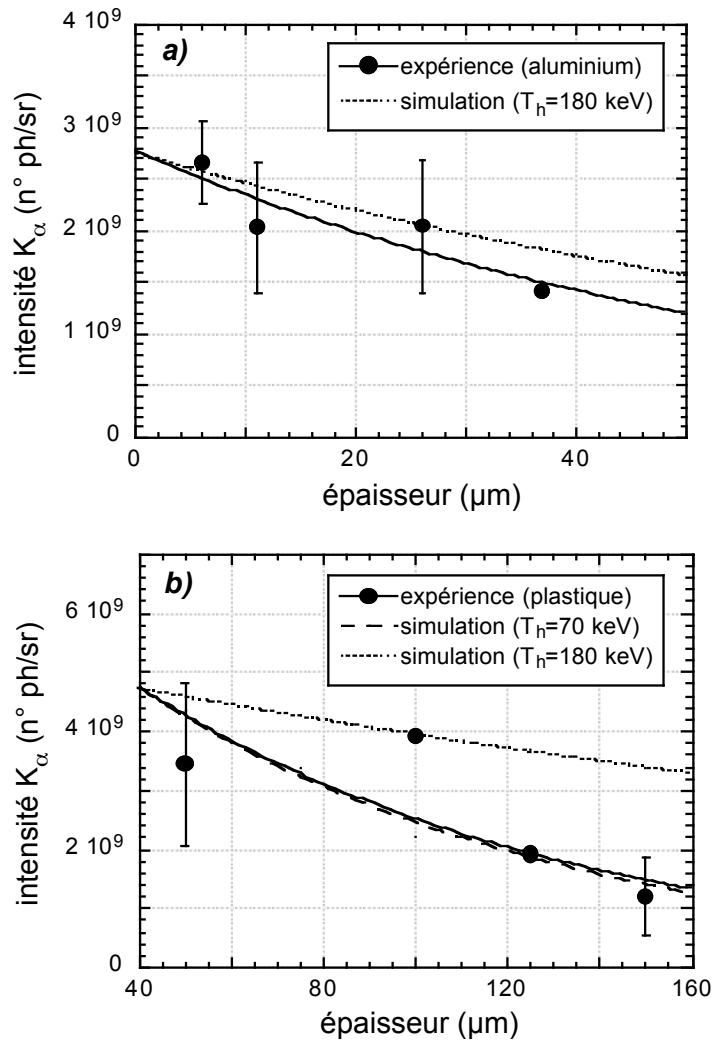


Fig.4.17. Comparaison entre les pénétrations expérimentales et les prévisions théoriques, pour les intensité de 10^{18} Wcm^{-2} . Le cas a représente l'aluminium et le cas b le plastique.

Le cas des hautes intensités (figure 4.18) présente un comportement analogue. Les distances de pénétration ainsi obtenues, à la température de 500 keV, par exemple, sont:

2°

$$Al: x_{coll} \approx 320 \mu m$$

$$CH: x_{coll} \approx 1 \cdot 10^3 \mu m$$

exp

$$Al: x_{exp} = 250 \pm 40 \mu m$$

$$CH: x_{exp} = 230 \pm 15 \mu m$$

Dans l'aluminium, les simulations donnent encore une longueur assez proche de la valeur expérimentale, tandis que dans le plastique elle est bien supérieure. Dans ce cas aussi, les simulations collisionnelles permettant de reproduire la distance dans le plastique correspondent à une température bien en dehors des intervalles estimés. Nous avons montré (cf. fig. 4.18b) , à titre indicatif, les prévision pour une température relativement basse, de 200 keV.

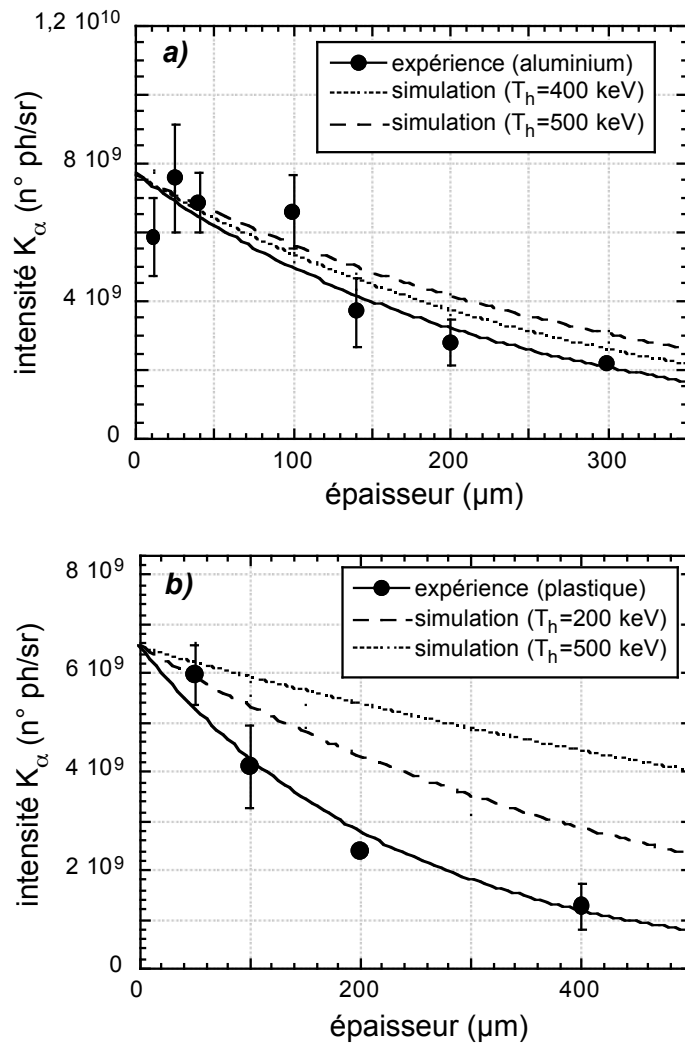


Fig.4.18. Comparaison entre la distance de pénétration théoriques et expérimentale, dans l'aluminium (a) et le plastique (b), pour les tirs à hautes intensités.

La comparaison avec le code collisionnel amène aux conclusions suivantes:

► Dans le cas de l'aluminium, la cohérence entre les données expérimentales et la modélisation collisionnelle se manifeste à la fois dans le rapport d'émission et dans la distance de pénétration. La température ainsi estimée est tout à fait cohérente avec ce que l'on attend pour les flux laser utilisés. Le principe de nos mesures, d'ailleurs, ne permet pas d'obtenir une précision supérieure à 50 % environ. Remarquons aussi que pour cette température, la pénétration théorique collisionnelle est, dans les deux cas, légèrement supérieure à la valeur expérimentale.

► Dans le cas du plastique, nous observons une incompatibilité avec les prévisions du code. L'étude du rapport d'émission nous indique une température des électrons très élevée, correspondant, à priori, à une pénétration beaucoup plus importante que dans le cas de l'aluminium. En même temps, la comparaison avec la distance de pénétration théorique, donne une température bien inférieure, indiquant ainsi une propagation plus petite dans le cas du plastique par rapport aux cibles d'aluminium.

Des travaux récents (*Wharton et al., 1998*) montrent un comportement analogue des électrons rapides dans des cibles de plastique et d'aluminium, en ce qui concerne la pénétration. Signalons cependant, que ces auteurs ont utilisé des conditions d'éclairement laser différentes entre les deux matériaux, ce qui ne permet pas d'assurer les mêmes caractéristiques de la source.

Nous pouvons raisonnablement affirmer que, dans le cas de l'aluminium, le comportement de type collisionnel domine les processus de propagation. En supposant cette modélisation appropriée, la comparaison avec le rendement K_α absolu permet de calculer la conversion de l'énergie laser en électrons rapides. Dans le cas des tirs à basse intensité, en supposant une énergie moyenne sur cible de 5 J environ, nous obtenons une conversion de 7 %. Dans le deuxième cas, avec une énergie moyenne de 10 J, nous obtenons une conversion de 15 % environ. Nous observons donc une conversion à haute intensité légèrement supérieure. Plusieurs travaux expérimentaux montrent l'évolution de l'efficacité de conversion en fonction des conditions d'éclairement laser et en particulier de la longueur de gradient (*Rousse et al., 1994; Bastiani et al., 1997; Key et al., 1998*). Dans le cas de nos expériences, nous nous attendons à une longueur de gradient plus importante dans le cas des intensités élevées. A incidence normale, le processus qui prédomine l'accélération des électrons est plutôt la force pondéromotrice ou l'effet de peau anormal, que l'absorption résonnante. De façon générale, ces deux mécanismes d'absorption augmentent avec l'intensité laser, conduisant ainsi à une augmentation de la conversion. Les résultats que nous avons obtenus semblent conformes à ces hypothèses sur l'absorption laser.

IV.3 COMPARAISON DU COMPORTEMENT ISOLANT/CONDUCTEUR

Il s'agit maintenant de comprendre les raisons du désaccord observé dans le cas du plastique, en considérant aussi les effets électriques. Suivant le modèle électrique présenté dans cette thèse, nous nous attendons à observer une inhibition de la propagation du faisceau d'électrons dans le cas du matériau isolant, en raison de sa plus faible conductivité. Les distances de pénétration prévues par le calcul collisionnel dans le cas du plastique, largement supérieures à celles obtenues expérimentalement, confirment cet effet.

IV.3.1. Propagation dans les deux matériaux : inhibition dans le plastique

Afin de valider cette interprétation, examinons plus en détail le comportement de la distance de pénétration moyenne du point de vue collisionnel et électrique. Comme nous avons déjà vu, le pouvoir d'arrêt dû aux collisions des électrons rapides dans un matériau est, en première approximation, proportionnel à la quantité ρx . (cf. [III.26]). A parité d'épaisseur, donc, les électrons sont environ trois fois moins ralentis dans le plastique que dans l'aluminium. A titre indicatif, nous montrons sur la figure 4.19, l'évolution de dépôt d'énergie, calculé par le code de propagation PropEl, en fonction de l'épaisseur traversée, pour des électrons de 500 keV. Nous présentons le cas d'une cible de 100 μm d'aluminium comparé au cas d'une cible de plastique de même épaisseur.

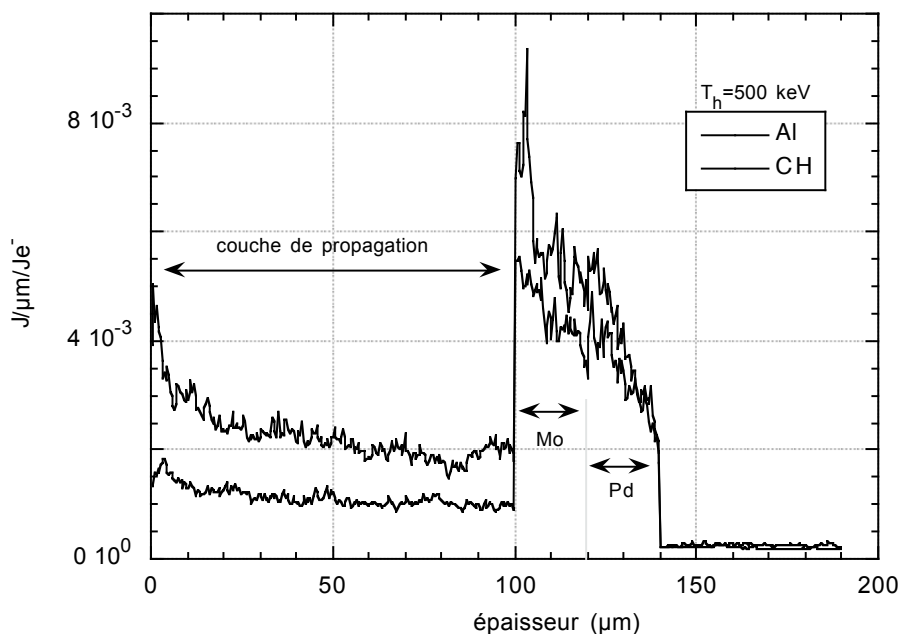


Fig.4.19. Dépôt d'énergie, calculé par le code collisionnel, en fonction de l'épaisseur de la cible, dans le cas de l'aluminium et du plastique, pour des électrons de 500 keV.

L'énergie déposée dans la couche de propagation d'aluminium est, comme prévu, sensiblement supérieure. Dans les deux cas, au niveau des couches fluorescentes, le dépôt augmente drastiquement en raison notamment du numéro atomique élevé du molybdène et du palladium.

Rappelons néanmoins que les nombres d'arrêt L_b , L_f et L_w de l'aluminium et du plastique sont différents. Cependant, cette différence n'influe pas de façon appréciable sur le dépôt total d'énergie, comme montré, par exemple, dans le cas présenté sur la figure 4.20. Afin de pouvoir comparer les deux matériaux, nous avons ici reporté l'énergie déposée par unité de ρx , exprimée donc en $J\cdot cm^2/mg$, dans une cible de $100\ \mu m$ d'aluminium et dans une cible de $300\ \mu m$ de plastique. Nous avons donc comparé le dépôt d'énergie dans les deux matériaux à parité de ρx , afin mettre ainsi en évidence les éventuelles différences des nombres d'arrêt. Aucune différence appréciable est visible entre les deux cas. C'est essentiellement le rapport de densité des deux matériaux qui conduit à une différence sur le pouvoir d'arrêt total. Nous observons le même comportement pour des électrons de $180\ keV$. La distance de pénétration linéaire attendue par une analyse purement collisionnelle est alors d'environ trois fois supérieure dans le cas du plastique.

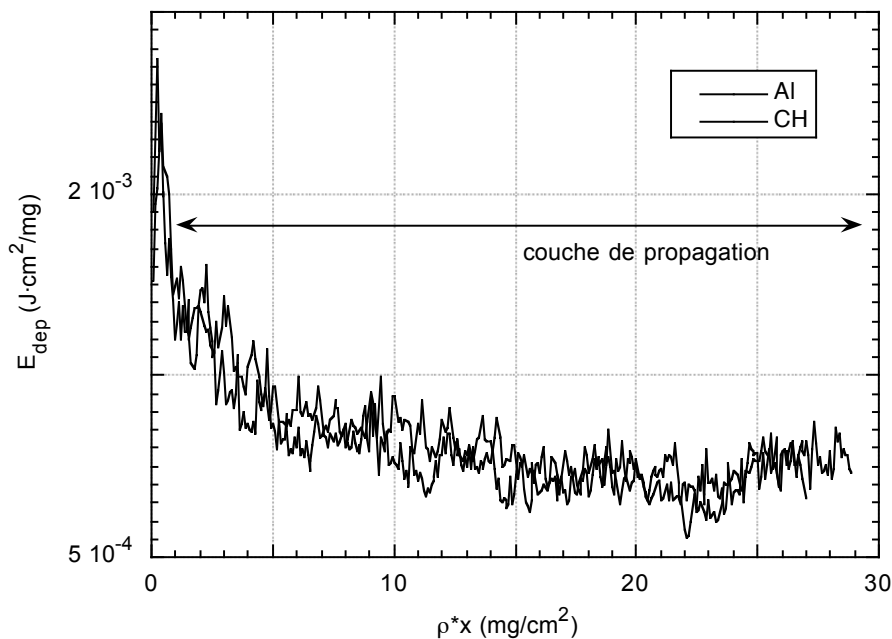


Fig.4.20. Dépôt d'énergie en unité de ρx , dans une cible de $100\ \mu m$ d'aluminium, comparé au cas d'une cible de $300\ \mu m$ de plastique.

Examinons maintenant en détail l'action des effets électriques qui sont directement exprimés à partir de la distance de pénétration électrique z_0 . Afin de comparer cette distance avec les pénétrations obtenues expérimentalement, nous devons connaître la conductivité de la matière traversée par les électrons rapides. Comme nous l'avons déjà vu au chapitre

précédent, celle-là est strictement liée au chauffage induit par le passage même des électrons. De même que l'expérience effectuée au RAL, nous attendons ici un chauffage non négligeable des cibles. Celui-ci, provoqué par le transfert de l'énergie aux particules rencontrées par les électrons au cours de leur propagation, est approximativement proportionnel à la quantité $\rho \cdot X_{exp}$, comme indiqué par le modèle simple exposé dans le chapitre précédent (cf. formule [III.27]). Dans le cas des deux séries, nous obtenons expérimentalement des distances moyennes de pénétration tout à fait comparables dans les deux matériaux. Le volume concerné par la propagation étant alors comparable dans les deux cas, nous pouvons nous attendre de façon assez qualitative à une température dans le plastique d'environ trois fois supérieure à la température induite dans l'aluminium. De façon analogue au chapitre précédent, nous avons estimé ce chauffage à partir de l'énergie déposée calculée par le code collisionnel, qui s'adapte bien au cas de l'aluminium. Nous montrons dans la figure 4.21, la température induite par le dépôt d'énergie dans le cas d'un faisceau d'électrons de 1 J et de 2 J.

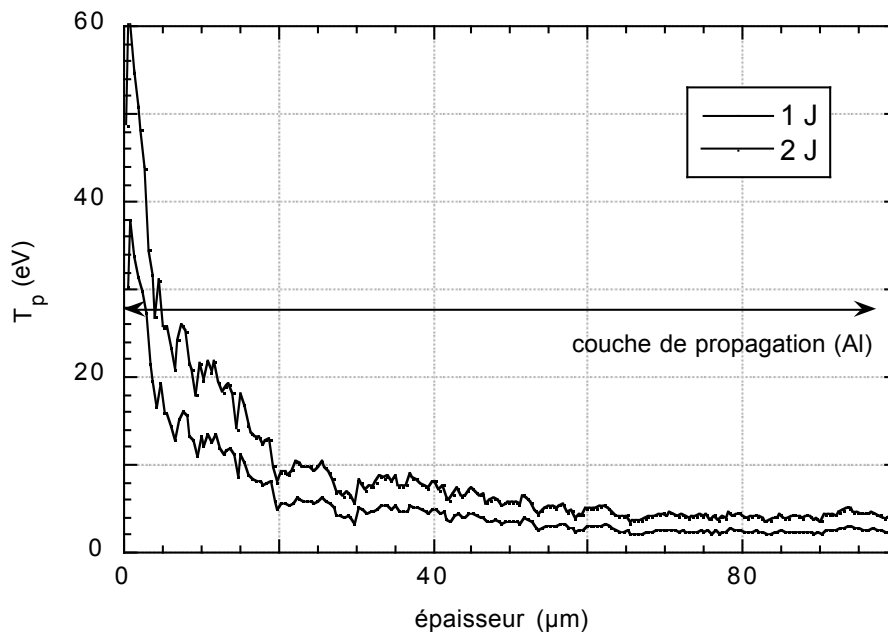


Fig.4.21. Evolution du chauffage induit par des électrons rapides de 500 keV, dans une cible de 100 μm d'aluminium, obtenu à partir des tables Sesame.

Nous remarquons que la température est, dans ce cas, relativement faible, si on la compare, notamment, à celle que nous avons obtenue lors de l'expérience au RAL. Constatons d'abord que, dans ce cas, nous avons une énergie totale dans le faisceau d'électrons un peu plus faible. De plus, nous avons ici observé que la distance de pénétration mesurée est comparable à l'épaisseur moyenne des cibles. Nous attendons donc à ce qu'une fraction non négligeable des électrons s'échappe de la cible. Une partie de

l'énergie n'est pas déposée dans la cible. La température est de l'ordre de quelques eV. Nous nous attendons, en raison des considérations précédentes, à une température de 10-15 eV maximum dans le plastique. Dans le cas des basses intensités, nous obtenons une température légèrement inférieure, mais très comparable.

Ces considérations nous permettent maintenant de faire des prévisions sur l'état macroscopique des cibles traversées par les électrons et plus particulièrement sur la distance électrique (cf. formule [II.24]). Celle-ci dépend non seulement de la conductivité mais également de l'intensité laser.

A parité d'intensité laser, elle sera inférieure d'un facteur trois environ dans le plastique par rapport à l'aluminium. Les effets électriques seront donc sensiblement plus efficaces dans ce matériau. En même temps, dans le même matériau, elle sera d'un ordre de grandeur inférieur pour le cas des hautes intensités, où l'inhibition électrique devient plus importante.

Nous pouvons maintenant comparer les prévisions théoriques concernant les effets électriques et collisionnels, avec les résultats expérimentaux. Soulignons d'abord qu'une petite imprécision sur les paramètres définissant la distance électrique selon la formule [II.24], conduit à une valeur de z_0 qui peut être très différente de la valeur réelle. La conductivité de la matière et la température des électrons, en particulier, ne sont pas connues avec une précision suffisante. Nous avons donc préféré raisonner de façon inverse, et déduire la distance "électrique expérimentale" z_{elec} à partir directement des distances collisionnelle x_{coll} et expérimentale x_{exp} . Pour cela, nous avons utilisé la moyenne harmonique suivante (cf. [II.36]):

$$z_{elec} = \frac{x_{coll} \cdot x_{exp}}{x_{coll} - x_{exp}} \quad [IV.5]$$

Nous obtenons les valeurs résumées dans le tableau 4.1.

	z_{elec} (1° série)	x_{exp} (1° série)	z_{elec} (2° série)	x_{exp} (2° série)
Aluminium	≈ 240 μm	≈ 60 μm	≈ 1140 μm	≈ 250 μm
Polyéthylène	≈ 140 μm	≈ 100 μm	≈ 300 μm	≈ 230 μm

Tab.4.1. Distances électriques déduites de la moyenne [IV.5].

Nous constatons donc que la variation de z_{elec} en fonction du matériau et en fonction de l'intensité laser reproduit le comportement attendu. Cette distance est, dans le cas de l'aluminium, sensiblement supérieure à x_{exp} : les effets électriques jouent un rôle mineur et la propagation est essentiellement collisionnelle. Dans le cas du plastique, z_{elec} est assez proche de x_{exp} : les effets d'inhibition électrique deviennent ici très importants. La différence

entre z_{elec} et x_{exp} du plastique est approximativement du même ordre dans le cas des deux intensités.

A partir des valeurs de z_{elec} déduites directement des données expérimentales, nous pouvons, à posteriori, obtenir des informations sur l'état du plastique dans les cas des deux séries de tirs. Les paramètres fondamentaux de l'expression de Bell pour la distance électrique ([II.24]) sont la conductivité, la température T_h des électrons et l'intensité laser. A partir de cette expression, alors, nous obtenons les conditions suivantes:

$$\left. \begin{aligned} (z_{elec})_{2^\circ} &\cong 2.2 \cdot (z_{elec})_{1^\circ} \\ \left(\frac{I_{laser}}{T_h^2}\right)_{2^\circ} &\cong \frac{4}{3} \left(\frac{I_{laser}}{T_h^2}\right)_{1^\circ} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \sigma_{2^\circ} \cong 3 \cdot \sigma_{1^\circ} \quad [IV.6]$$

Bien que les coefficients obtenus ci dessus n'ont pas une validité quantitative, ils indiquent clairement une tendance: le chauffage induit dans le cas à hautes intensités est plus important.

En conclusions, les résultats concernant la distance de pénétration sont tout à fait cohérents avec une interprétation qui confère à la propagation un caractère essentiellement "collisionnel" dans le cas de l'aluminium et plutôt de "type électrique" dans le plastique.

IV.3.2. Champ de rappel électrique

L'étude du rapport d'émission des deux couches fluorescentes semble pourtant contredire cette interprétation, car la température des électrons ainsi estimée correspond, à priori, à une propagation considérablement plus importante dans le plastique. Dans ce paragraphe, nous allons essayer de donner une explication à cet effet, observé notamment dans le cas du matériau isolant.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent (cf. §:III), une partie des électrons rapides qui sortent de la face arrière de la cible, peuvent être rappelés par le champ de séparation de charge. Leur trajectoire est ainsi déviée de telle sorte qu'ils se dirigent à nouveau vers la cible en frappant une deuxième fois la couche fluorescente. Ceci peut produire un signal K_α parasite. A l'aide de la version du code Propel qui inclut une réflexion totale des électrons sur la face arrière de la cible, nous avons voulu étudier l'effet de ce deuxième passage des électrons sur le rapport d'émission. Nous montrons sur la figure 4.22 les résultats de ces simulations. Nous avons ici comparé le rapport d'émission expérimental, dans le cas des tirs à haute intensité, avec les simulations effectuées dans le cas "sans réflexion" et "avec réflexion" pour une température de 500 keV. Nous remarquons, que le

cas "avec réflexion" se rapproche sensiblement des valeurs expérimentales. Le second passage des électrons à l'intérieur de la cible augmente l'émission de la couche de palladium par rapport à celle de molybdène. Après ce deuxième passage dans la couche de palladium, leur énergie est trop faible pour produire une nouvelle émission K_{α} significative dans le molybdène, et le rapport d'émission augmente.

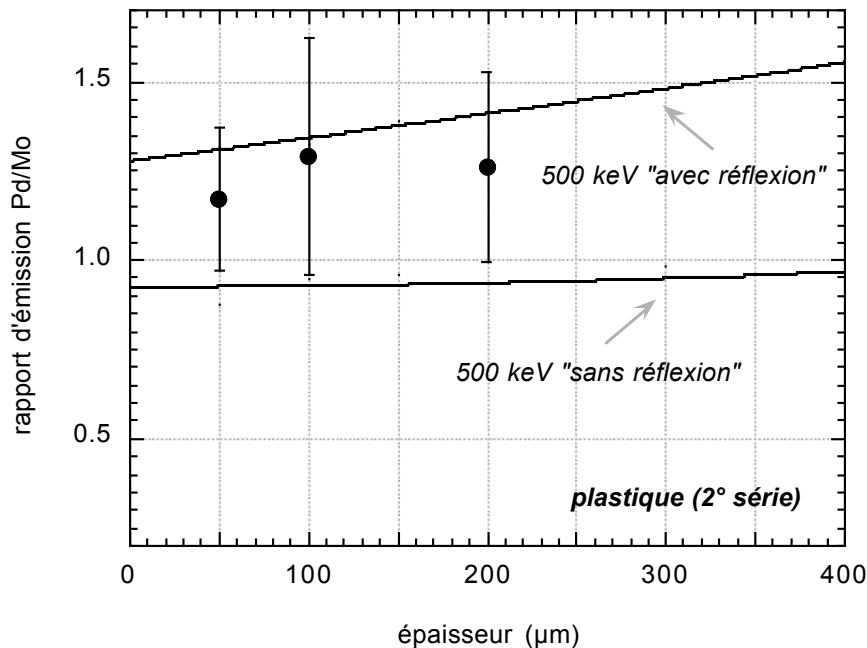


Fig.4.22. Comparaison entre le rapport d'émission expérimentale obtenu pour les tirs à haute intensité, et les simulations à 500 keV, dans le cas "sans réflexion" et "avec réflexion".

Ce résultat donne une idée de processus qui peuvent être responsables de l'émission K_{α} observée dans le cas du plastique. Nous pouvons en effet supposer que les effets du champ électrique peuvent provoquer un rappel des électrons de façon à qu'ils se propagent une deuxième fois dans la cible. Ceci provoquerait ainsi l'augmentation du rapport d'émission. Le champ électrique à l'intérieur de la cible est plus intense dans le plastique en raison de sa conductivité plus faible. Il est donc plausible que ce champ puisse provoquer une déviation des trajectoires des électrons. Remarquons de plus que ce champ électrique agit également dans la couche de protection de $50 \mu\text{m}$ de plastique, toujours présente sur la face arrière de la cible. Une fraction des électrons qui atteignent la face arrière de la cible sont rappelés par le champ électrique encore intense dans la couche de protection et vont provoquer dans le palladium une émission X supplémentaire. Cette description plutôt qualitative n'est qu'une explication possible des résultats obtenus. Constatons néanmoins qu'elle est tout à fait cohérente avec le comportement "électrique" attendu dans le cas du plastique.

Mentionnons ici l'existence d'un autre effet lié au comportement "électrique", qui a été examiné par Bell et co-auteurs (Bell et al., 1998). Ces auteurs étudient l'existence d'une

inhibition supplémentaire, pouvant intervenir dans la propagation des électrons dans la cible. Celle-ci serait provoquée par le piégeage des électrons dans un champ magnétique généré au niveau de l'interface entre deux couches successives de la cible, constituées de matériaux différents. Ce champ serait d'autant plus important que la différence de conductivité entre les deux matériaux est élevée. Cet effet pourrait donc être non négligeable, par exemple, à l'interface couche de propagation/couche fluorescente, dans le cas des cibles plastiques. Toutefois, la détermination précise de cette inhibition "magnétique" reste subordonnée à une connaissance de la conductivité plus quantitative.

IV.3.3. Images d'ombroscopie: évidence de deux populations électroniques

Afin de mieux comprendre la dynamique du faisceau d'électrons rapides dans la cible, nous allons présenter brièvement les résultats obtenus lors d'une expérience parallèle effectuée avec le même dispositif expérimental. La propagation du faisceau d'électrons rapides a été étudiée à l'aide d'un diagnostic d'ombroscopie dans des cibles de silice (*Gremillet et al., 1999*). Il s'agit ici de faire une imagerie transverse, à l'aide d'un faisceau sonde (cf. fig.4.2) de direction perpendiculaire au faisceau laser principal, d'une cible transparente traversée par le faisceau d'électrons rapides.

Les parties opacifiées (noircies) de la cible permettent de visualiser les régions chauffées par le passage des électrons. En faisant varier le retard entre les deux faisceaux laser, il est possible d'observer la dynamique du transport électronique dans la cible. Nous montrons ces images dans la figure 4.23, pour différents retards entre le faisceau sonde et le laser principal. Les résultats obtenus montrent, en particulier, la présence de deux populations électroniques bien distinctes: un jet se propageant à une vitesse proche de celle de la lumière et un nuage se propageant à une vitesse de l'ordre de $c/2$ - $c/3$. L'existence de ces deux populations serait une caractéristique propre du processus de transport et non la conséquence d'une focalisation non uniforme du faisceau laser.

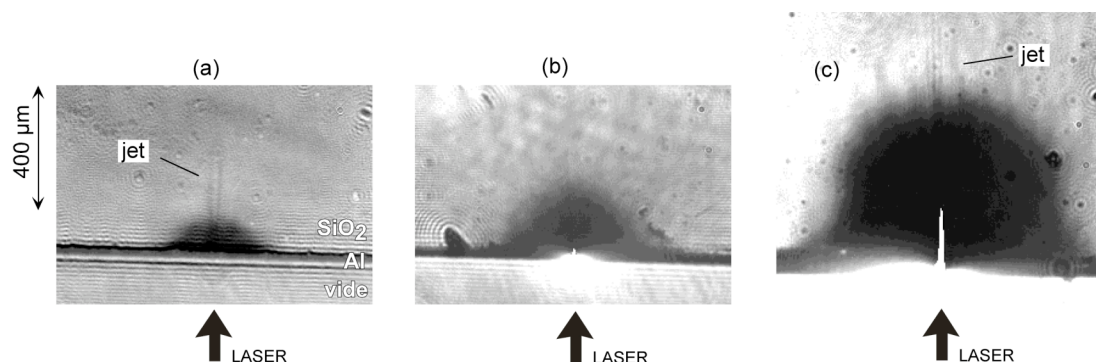


Fig.4.23. Images d'ombroscopie obtenues sur des cibles de silice, pour différents retards du faisceau sonde par rapport au faisceau laser principal.

Les zones opaques observées ne peuvent être imputées qu'aux électrons rapides. Une éventuelle onde radiative, par exemple, aurait une vitesse de propagation plus faible. Cela a été d'ailleurs confirmé par des tirs de test où l'on a interposé une épaisseur de vide entre la couche d'aluminium éclairée par le laser et la cible en silice. Dans ce cas, nous n'avons pas observé les zones opaques. En effet, les électrons rapides, contrairement aux rayons X, ne peuvent atteindre la cible de silice car il ne sont pas transmis à travers le vide.

L'existence de ces deux populations d'électrons pourrait à priori affecter le processus de génération de photons K_{α} dans les couches fluorescentes. Les électrons contenus dans le jet, en effet, sont plus rapides et plus énergétiques, et pourraient provoquer une émission initiale. Celle-ci serait suivie par une émission secondaire provoquée par les électrons contenus dans le "nuage".

L'étude d'un comportement "moyen" effectué à partir de la distance de pénétration ne serait plus, dans ce cas, conforme à la réalité.

Considérons toutefois les faits suivants.

▷ Le contraste dans les images qui correspond au jet d'électrons, de $20 \mu\text{m}$ de largeur environ, est très faible par rapport au contraste obtenu pour le nuage. Ceci nous indique que seule une fraction très petite d'électrons est concernée. De plus, la densité électronique dans la silice est à priori peu différente de la densité critique.

▷ Ces électrons, qui sont très rapides, interagissent peu avec la cible. Leur contribution à l'émission K_{α} est donc certainement négligeable.

▷ Nous ne savons pas si ce comportement est typique d'un diélectrique ou est caractéristique de l'interaction laser matière à très haut flux dans tous les matériaux.

Nous nous limitons, à souligner la présence de ces deux populations électroniques d'énergie moyenne sensiblement différente, tout en constatant que les électrons supposés appartenir au jet n'influencent pas le comportement "moyen" de la propagation et, en particulier, de l'émission K_{α} .

Références

- Bastiani S. et al. *Phys. Rev. E* **56**, 7179 (1997)
- Beg F.N. et al. *Phys. Plasmas* **4**, 447 (1997)
- Bell A.R. et al. *Phys. Rev. E* **58**, 2471 (1998)
- Boscheron A. "*Etude de nouvelles configurations de conversion de fréquence pour l'optimisation des lasers de haute puissance*". Thèse de l'Université de Paris XI (1996)
- Descamps D. "*Développement d'une chaîne laser Ti:saphir-Nd:verres capable de délivrer une puissance de 200 TW et étude d'un amplificateur à verres dopés au néodyme pompé par laser*". Thèse de l'Université de Paris 6 (1997)
- Gremillet L. et al. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5015 (1999)
- Harrach R.J. and Kidder R.E. *Phys. Rev. A* **23**, 887 (1981)
- Key M.H. et al. *Phys. Plasmas* **5**, 1966 (1998)
- Leo W.R. "*Technique for nuclear and particle physics experiments*" (Springer-Verlag, Berlin, 1994)
- Rousse A. "*Génération d'électrons rapides et émission X dans l'interaction d'une impulsion laser sub-picoseconde et intense avec une cible solide*". Thèse de l'Université de Paris XI (1994)
- Rousse A. et al. *Phys. Rev. E* **50**, 2200 (1994)
- Rouyer C. et al. *Opt. Lett.* **18**, 214 (1993)
- Tabak M. et al. *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994)
- Wharton K.B. et al. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 822 (1998)
- Wilks S.C. et al. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992)

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Conclusions

The understanding of hot electrons propagation and energy deposition in compressed matter is crucial for fuel ignition phase of the fast ignitor fusion scheme. The idea is to reach the ignition conditions in a previously compressed DT pellet thanks to the energetic contribution of a hot electron beam generated by an ultra-intense, ultra-short laser pulse.

Two experiments, representing the core of this thesis, were devoted to study the propagation and the energy deposition mechanisms in materials with known macroscopic properties (density, temperature, ...).

The main goal of the first experiment, carried out at VULCAN laser facility at RAL (Rutherford Appleton Laboratory), was to investigate the behaviour of hot electrons in laser shock compressed matter. The results, compared to the non compressed case, showed:

▶ AN IMPORTANT INCREASE OF THE HOT ELECTRON PENETRATION DISTANCE IN COMPRESSED TARGETS.

In the second experiment, carried out at the TW LULI laser facility, we compared the electron propagation in an insulator and in a conductor. We observed:

▶ AN INHIBITION OF THE HOT ELECTRON PROPAGATION IN THE CASE OF INSULATOR MATERIAL.

The interpretation of the results showed the need to take into account at the same time collisions and electric field effects involved in the propagation. These two kinds of process act simultaneously on transport and depend not only on the hot electron source characteristics but also on the matter properties.

The electron beam penetrates into the target and propagates more deeper the higher is its initial energy. Collisions with the atoms in the matter induce scattering. At the same time, the electron beam feels the effect of the electric field induced by the

Conclusions et perspectives

Conclusions

L'étude de la propagation et du dépôt d'énergie des électrons suprathermiques dans la matière comprimée est d'une importance cruciale pour la phase d'ignition du combustible dans le schéma de fusion de l'allumeur rapide. En effet, on envisage d'atteindre les conditions d'allumage du DT, préalablement comprimé, grâce à l'apport énergétique d'un faisceau d'électrons rapides généré par un laser ultra-intense et ultra-bref.

Deux campagnes d'expériences, constituant le cœur de ce travail de thèse, ont été consacrées à l'étude de ces mécanismes de propagation et de dépôt d'énergie dans un matériau dont les propriétés macroscopiques (densité, température, ...) sont connues.

Le but principal de la première campagne, réalisée sur le laser VULCAN du RAL, était l'étude du comportement du faisceau d'électrons rapides dans la matière comprimée par un choc laser. Les résultats, comparés au cas de la matière non comprimée, montrent:

- **une importante augmentation de la pénétration des électrons rapides dans le cas comprimé.**

Lors de la deuxième campagne, réalisée sur le laser TW du LULI, nous avons comparé la propagation du faisceau d'électrons dans un matériau isolant et dans un matériau conducteur. Nous observons:

- **une inhibition de la propagation des électrons rapides dans le cas du matériau isolant.**

L'interprétation des résultats a mis en évidence la nécessité de prendre en compte à la fois les effets collisionnels et électriques intervenant au cours de la propagation. Ces deux processus agissent de façon simultanée et dépendent non seulement des caractéristiques de la source d'électrons rapides, mais également des propriétés de la matière traversée.

De façon générale, le faisceau d'électrons qui traverse la cible se propage d'autant plus en profondeur que son énergie moyenne initiale est élevée. Il est dispersé, suite aux collisions qu'il effectue avec les atomes de la matière. En même temps, il subit l'effet du champ électrique

associated charge separation which limit the movement in the longitudinal direction and produces a transverse "pinching".

In order to study the role of those mechanisms, we worked at two different laser intensities (10^{16} Wcm⁻² et 10^{18-19} Wcm⁻²), corresponding to characteristic temperatures of the electron source of 50 keV and 200-600 keV respectively, and we examined three different materials: a "cold" insulator (plastic), a compressed insulator and a conductor (aluminium).

First of all, we realised that, in all cases, a correct analysis of the results require to take into account self consistently the modifications induced by the hot electrons beam itself during the propagation. In particular, the induced heating due to energy deposition and the consequent ionisation, changes significantly the state of the target, and therefore modifies the propagation process. In the case of a conductor, or a previously compressed and heated target by a laser shock, these modifications play a relatively small role. However, in the case of an insulator, the induced heating and, in general, the modifications due to the interaction with the fast electrons beam, can provoke important changes in the thermodynamic characteristics of the target.

The collisionnal mechanisms are well know and modeled, even in the case of a hot plasma. We observed that the compression and the heating of the matter lead, in particular, to a decrease of collisions. However, this change is quite weak.

The electric effects, on the contrary, are much more important, especially when the laser intensity increases. Moreover, they strongly depend on the induced modifications due to the energy deposition, particularly in the case of an insulator.

In this case, the fast electron propagation generates an electric breakdown with significant ionisation. The energy deposition of the electrons can then lead to molecular dissociation (for the plastic) and/or to phase transition. However, the electric properties of a material in such conditions are, at present, not yet well known. For the analysis, we used a simple model describing in particular the conductivity of the matter. This allows us to deduce the general trend and the order of magnitude of the electric inhibition and so the average propagation of the electron beam in the target. The precise knowledge of the matter in such "exotic" conditions needs nevertheless further investigations. This will allow us to clarify the behaviour of the compressed DT during the ignition phase, typically characterised by a transition state between molecular hydrogen (insulator) and atomic hydrogen (metal) phase (Collins et al., 1998).

induit par la séparation de charge associée, qui d'un côté s'oppose à son mouvement dans la direction longitudinale, et de l'autre provoque un "pincement" transverse.

Afin d'étudier le rôle respectif de ces mécanismes, nous avons travaillé à deux intensités laser différentes (10^{16} Wcm^{-2} et $10^{18-19} \text{ Wcm}^{-2}$), correspondant à des températures caractéristiques de la source de 50 keV, et 200-600 keV respectivement, et nous avons examiné trois types de matériaux: un isolant "froid" (plastique), un isolant comprimé et un conducteur (aluminium).

Nous avons tout d'abord constaté, dans tous les cas considérés, qu'une analyse correcte des résultats ne peut pas faire abstraction des modifications apportées à la matière, par le passage même des électrons. En particulier, le chauffage induit par leur dépôt d'énergie et l'ionisation qui s'en suit, changent considérablement l'état de la cible, ce qui modifie de façon auto-cohérente les processus de propagation. Dans le cas d'un conducteur, ou d'une cible préalablement comprimée et chauffée par un choc laser, ces modifications ont une importance relativement faible. En revanche, dans le cas d'un isolant, le chauffage induit et, de façon générale, les altérations dues à l'interaction avec les électrons, peuvent provoquer des modifications importantes des caractéristiques thermodynamiques de la cible.

Les mécanismes de type collisionnels sont assez bien connus et modélisés, même dans le cas d'un plasma chaud. Nous avons observé que la compression et le chauffage de la matière provoque, en particulier, une diminution générale des collisions. Ces altérations restent pourtant assez limitées.

Les effets de type électrique, en revanche, ont une influence plus importante, notamment lorsque l'intensité laser augmente. De plus, ils dépendent étroitement des modifications induites par le dépôt d'énergie, surtout dans le cas d'un matériau isolant.

Dans ce cas, la propagation du faisceau d'électrons provoque un claquage électrique suivi d'une ionisation importante. L'apport énergétique des électrons peut ensuite conduire à une dissociation moléculaire (pour le plastique) et/ou à un changement de phase. Toutefois, les propriétés électriques d'un matériau dans de telles conditions ne sont pas, à l'heure actuelle, connues de façon satisfaisante. Dans l'analyse effectuée, nous avons adopté des modèles simples décrivant en particulier la conductivité de la matière. Ceux-ci permettent de déduire des tendances et des ordres de grandeurs en ce qui concerne l'inhibition électrique et, donc, la propagation moyenne du faisceau à l'intérieur de la cible. La connaissance précise de la matière dans ces conditions "exotiques" nécessite cependant des investigations spécifiques. Cela permettra en particulier d'étudier, lors de l'ignition, le comportement du DT comprimé, caractérisé typiquement par une phase de transition entre hydrogène moléculaire (isolant)-hydrogène atomique (métallique) (*Collins et al., 1998*).

We conclude that a purely collisional model describing the propagation is, in first approximation, valid only in the case of a conductor or of a compressed target. Only in this case the temperature characterisation of the fast electron source from a collisional numerical code is correct. The collisional model is on the contrary highly inadequate in the presence of insulator matter, when electric effects play the predominant role in the propagation. In this case, the temperature estimate has to be done independently from the propagation model. For a correct modeling in this case, it is imperative to take into account simultaneously the electric and the collisional effects, together with the auto-induced heating.

Perspectives

Several perspectives, essentially of experimental interest, arise from this study as necessary for the explanation of different aspects involved in the fast electron propagation problem.

A precise characterisation of the electrons beam is needed, not only with respect to its generation and acceleration in the interaction zone, but particularly during its propagation in the target. It is in fact very important to define the geometric properties (Norreys et al., 1999) as much as the energetic distribution of the beam, with particular attention to the influence of different electronic populations (Gremillet et al., 1999).

In order to study the influence of the background electron density on the electric response, we intend to use, in an experiment similar to the ones previously described, propagation layers made by low density plastic foams (Bond et al., 1982). Some preliminary results show a decrease in the K_α yield with the foam density, for a constant ρx product. This is the indication of less effective return current in the low density case, where the number of electric charges is smaller.

THE MEASUREMENT OF THE INDUCED HEATING IS STILL A KEY POINT WHICH NEEDS AN ANSWER IN THE NEAR FUTURE. A more precise quantitative estimate of the induced heating is in fact fundamental not only because it has a direct influence on the propagation mechanisms, but also because the success of the fast ignitor scheme depends on its efficiency, in the DT regions far from the interaction zone. Few recent works have shown some results regarding the heating effect on aluminium targets (Koch et al., 1998) or in deuterated plastic targets (CD₂) (Key et al., 1998).

Nous en concluons qu'un modèle purement collisionnel n'est, en première approximation, valable que dans le cas d'un conducteur ou d'une cible comprimée. La caractérisation de la température des électrons effectuée à l'aide d'un code numérique collisionnel est, dans ce cas, valable. Le modèle collisionnel s'avère en revanche largement insuffisant lorsque l'on est en présence de matière isolante, où les effets électriques dans la propagation jouent le rôle prédominant. Dans ce cas, l'estimation de la température doit être effectuée de façon indépendante à la modélisation de la propagation. Pour une modélisation correcte dans ce cas, en effet, il s'avère indispensable de prendre en compte à la fois les effets électriques et collisionnels, en même temps que le chauffage auto-induit.

Perspectives

Plusieurs perspectives, d'intérêt essentiellement expérimental, émergent de cette étude et sont nécessaires à l'éclaircissement des différents aspects mis en jeu dans la propagation des électrons rapides.

Elles concernent tout d'abord la caractérisation précise du faisceau d'électrons, non seulement lors de sa création au niveau la zone d'interaction, mais particulièrement au cours de la propagation dans la cible. Il est en effet important d'en définir aussi bien ses propriétés géométriques (*Norreys et al., 1999*) que sa distribution énergétique, pour ce qui concerne notamment l'influence de populations électroniques différentes (*Gremillet et al., 1999*).

Afin d'étudier l'influence de la densité des électrons du milieu sur la réponse électrique du matériau, nous avons prévu d'utiliser, dans une expérience similaire à celles présentées, des couches de propagation constituée par des mousses de plastique à basses densités (*Bond et al., 1982*). Des résultats très préliminaires montrent une réduction du rendement K_α lorsque la densité de la mousse diminue, pour un produit ρx constant. Cela serait l'indication d'un courant de retour moins efficace dans le cas de basses densités, où le nombre de porteurs de charge est inférieur.

La mesure du chauffage induit reste pourtant un des problèmes clef auquel il faudra répondre dans les prochaines années. En effet, sa quantification précise est essentielle non seulement parce qu'il influe directement sur les mécanismes de propagation, mais également parce que le succès du schéma de l'allumeur rapide dépend de son efficacité, dans des régions du DT relativement éloignées de la zone d'interaction. Quelques travaux récents ont montré des résultats concernant l'effet du chauffage sur des cibles d'aluminium (*Koch et al., 1998*) ou de plastique deutéré (CD_2) (*Key et al., 1998*).

The temperatures that are found are very high (up to 1 keV) and these experiments do not permit to distinguish precisely the fast electrons contribution to the heating (Ditmire et al., 1996).

In order to get a deeper insight in the subject, we have planned an experiment at the TW laser facility (LULI), which will take place in the next few months. We want to measure the heating in different temperature ranges and so at different depths in the target. We expect in particular a temperature of the order of hundred electronvolts for a depth of around 100 μm , and of order of one electronvolt for a depth of one millimetre. An X spectroscopy diagnostic will be used for the higher temperature, and an optical diagnostic for the lower temperature on the rear side of the target. The set-up of this experiment is sketched in figure 1.

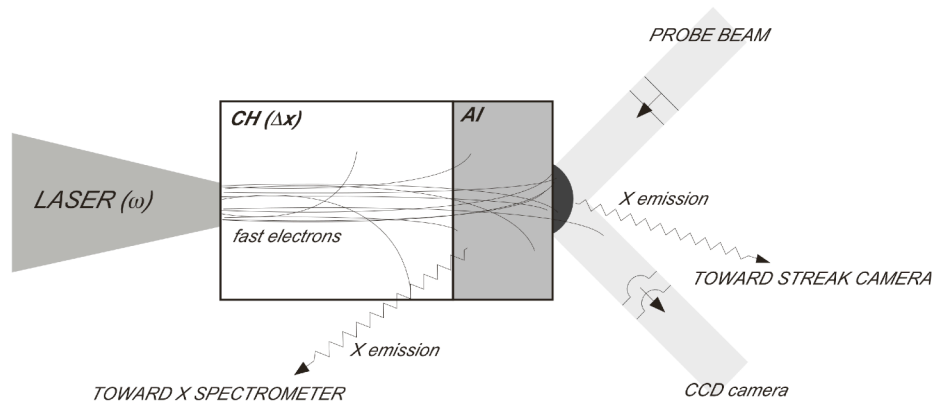


Fig.1. Principle of the experiment planned on the LULI TW laser, with the goal to quantify the induced heating in the target.

A flat crystal spectrometer (TIAP with $2d = 25.9 \text{ \AA}$) coupled with a CCD camera, looking at the front side of the target, records the emission spectrum of a thin aluminium layer buried in the target, after a first layer of plastic with variable thickness. From the emission ratio of the aluminium spectral lines He_α (7.75 \AA) and He_β (6.64 \AA), we will obtain the estimate of the temperature induced by the fast electrons, for different target depths. This diagnostic could also be improved by the use of a toroidal crystal (Pisani et al., 1999), allowing the focalisation of the X rays into the slit of a ultra-fast streak camera. The temporal resolution of the emitted spectrum will give important information concerning the dynamics of the fast electron propagation.

On the rear side, a reflectometry diagnostic will allow us to visualise the fast electron beam after propagation, using a compressed probe beam (see also fig. 4.1)

Les températures trouvées sont très élevées (jusqu'à 1 keV) et ces expériences ne permettent pas de distinguer, de façon précise, le chauffage réellement induit par les électrons rapides (Ditmire et al., 1996).

Afin d'approfondir ce sujet, nous avons prévu une expérience sur la chaîne TW du LULI, qui aura lieu dans les prochains mois. Nous envisageons d'obtenir des mesures du chauffage dans différents intervalles de température et donc dans différents endroits de la cible. Nous attendons à une température de l'ordre de la centaine d'électronvolts pour une profondeur de $100\ \mu\text{m}$ environ, et de l'ordre de quelques électronvolts à des profondeurs de l'ordre du millimètre. Nous allons utiliser des diagnostics de spectroscopie X pour les températures les plus élevées, et des diagnostics optiques pour les températures plus basses, et donc sur l'arrière de la cible. Le schéma de cette expérience est montré sur la figure 1.

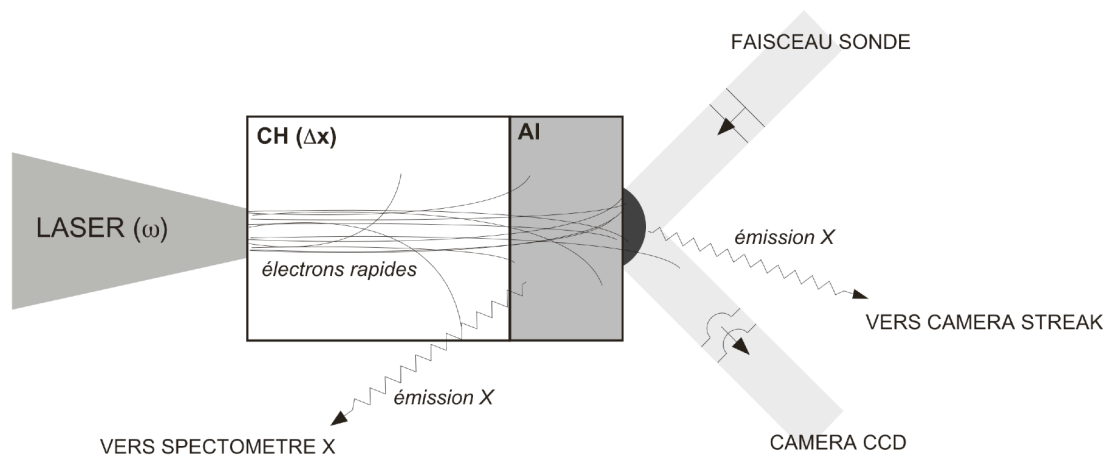


Fig.1. Schéma du principe de l'expérience prévue sur la chaîne TW du LULI, dont le but principale est la quantification du chauffage induit.

Un spectromètre à cristal plan (TIAP avec $2d = 25.9\ \text{\AA}$) couplé avec une caméra CCD, en face avant, permet l'enregistrement du spectre d'émission d'une fine couche d'aluminium, collée derrière une première couche de plastique d'épaisseur variable. A partir du rapport d'émission des raies He_α ($7.75\ \text{\AA}$) et He_β ($6.64\ \text{\AA}$) de l'aluminium, on envisage d'obtenir l'estimation de la température induite par le passage des électrons rapides, pour différentes profondeurs. Ce diagnostic pourrait être amélioré par l'utilisation d'un cristal courbé toroidalement (Pisani et al., 1999), permettant ainsi la focalisation des rayons X sur la fente d'une caméra à balayage de fente ultra-rapide. La résolution temporelle du spectre émis donnerait alors des informations importantes sur la dynamique de propagation du faisceau d'électrons.

Un diagnostic de réflectométrie en face arrière, permettrait de visualiser le faisceau d'électrons rapides après propagation. Un faisceau sonde comprimé (voir aussi fig. 4.1) éclaire à

incident at 45° on the rear side of the target, covered by a thin aluminium layer. The reflected part of the probe is then detected on a CCD camera. We obtain in this way the image of the aluminium plasma generated by the electrons and its dimensions. The comparison between the measured reflectivity and the reflectivity predicted by a simple model (Benuzzi et al., 1998) will give therefore the conductivity of the plasma. The time delay between the probe and the main laser beam will give a temporal resolution of the measurements.

A further diagnostic, will permit us to record the self emission from the aluminium plasma on the rear side with a streak camera having a temporal resolution > 5 ps, and so to deduce the temperature by means of a method consisting of recording the emission in two different spectral ranges (Hall et al., 1997).

By the use of different propagation material (insulator or conductor), we can also investigate, with the same diagnostics on the rear side, the role played by the induced magnetic field supposed to generate the "pinching" of the fast electrons beam. In the case of an insulator, when the neutralisation due to the return current is less efficient, we expect a smaller transversal dimension of the electron beam. Thus, the plasma generated on the rear side will be wider than in the conductor case. Some recent measures (Norreys et al., 1999) show such a kind of behaviour.

45° la face arrière de la cible, recouverte d'une fine couche d'aluminium. La partie réfléchie du sonde est ensuite enregistrée sur une caméra CCD. On obtient ainsi l'image du plasma d'aluminium créé par les électrons rapides dont nous pouvons déterminer les dimensions. La comparaison de l'intensité réfléchie mesurée expérimentalement avec la réflectivité décrite par un modèle simple (Benuzzi et al., 1998) nous permet ensuite de déduire la conductivité de ce plasma. Le choix d'un retard opportun entre le faisceau sonde et le faisceau d'interaction permet, de plus, d'obtenir une résolution temporelle des mesures effectuées.

Un dernier diagnostic, pour finir, permettra d'enregistrer l'émission propre du plasma d'aluminium en face arrière sur une caméra à balayage de fente de résolution temporelle supérieure à 5 ps environ, et de remonter à la température à l'aide d'une méthode basée sur l'enregistrement de l'émission dans deux gammes spectrales différentes (Hall et al., 1997).

En utilisant différents matériaux de propagation (un isolant et un conducteur), nous pouvons également étudier, par les mêmes diagnostics en face arrière, l'importance du champ magnétique induit supposé provoquer un "pincement" du faisceau d'électrons rapides. Dans le cas d'un isolant, pour lequel la neutralisation par le courant de retour est moins efficace, nous nous attendons une dimension transverse du faisceau inférieure. Le plasma créé en face arrière par le faisceau d'électrons sera alors plus large de celui créé dans le cas des cibles conductrices. Des mesures récentes (Norreys et al., 1999) montrent un comportement de ce type.

Références

- Benuzzi, A., et al., *Physics of Plasmas* **5**, 2410 (1998).
Bond, D.J., et al., *Plasma Physics* **24**, 91 (1982).
Collins, G.W., et al., *Science* **281**, 1178 (1998).
Ditmire, T., et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 498 (1996).
Gremillet, L., et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5015 (1999).
Hall, T.A., et al., *Phys. Rev. E* **55**, R6356 (1997).
Key, M.H., et al., *Physics of Plasmas* **5**, 1966 (1998).
Koch, J.A., et al., *Laser and Particle Beams* **16**, 225 (1998).
Norreys, P.A., et al., *Physics of Plasma* **6**, 2150 (1999).
Pisani, F., et al., *Rev. of Sci. Instr.* **70**, 3314 (1999).

TABLE DES MATIERES

Introduction	1
I Génération des électrons suprathermiques	25
I.1. INTERACTION LASER-MATIERE A HAUT FLUX	27
I.1.1 Rappels sur l'interaction en régime nanoseconde	28
I.1.2 Le régime femtoseconde: effets de l'intensité et de la courte durée d'impulsion	28
I.1.3 Le plasma d'interaction en régime femtoseconde	32
I.2. L'ABSORPTION LASER: MECANISMES DE GENERATION D'ELECTRONS SUPRATHERMIQUES	34
I.2.1 Absorption collisionnelle	34
I.2.2 Mécanismes d'absorption non collisionnelle	35
I.2.2a. absorption résonnante	36
I.2.2b. effet Brunel	38
I.2.2c. force pondéromotrice et "chauffage JxB"	39
I.3. CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE D'ELECTRONS: CAS DES EXPERIENCES EFFECTUEES	41
II Propagation des électrons rapides dans la matière: rappels théoriques	47
II.1. LES EFFETS COLLISIONNELS: LA DIFFUSION DES ELECTRONS RAPIDES	50
II.1.1 La dispersion angulaire	50
II.1.2 La perte d'énergie: le pouvoir d'arrêt	54
II.1.2a. propagation dans un solide froid	55
II.1.2b. propagation dans un plasma chaud	58
II.2. LES EFFETS DU CHAMP ELECTRIQUE INDUIT	63
II.2.1 La séparation de charge, le courant de retour	63
II.2.2 La description de la conductivité	67
II.3. LE RAYONNEMENT K_{α} COMME DIAGNOSTIC DES ELECTRONS RAPIDES	70
II.3.1 La génération du rayonnement K_{α}	70
II.3.2 Caractéristiques spectrales de l'émission	72

II.4.	BUT ET PRINCIPE DES EXPERIENCES EFFECTUEES	73
II.5.	LES CODES NUMERIQUES: SIMULATION DE LA PROPAGATION	75
II.5.1	Le code collisionnel	76
II.5.2	Le code "hybride"	78

III Propagation des électrons rapides dans la matière comprimée 83

III.1.	PARTIE A: LA COMPRESSION DE LA MATIERE	86
III.1.1.	L'état de la matière sous choc laser	86
III.1.2.	Dispositif expérimental et laser	88
III.1.3.	Mesure de la vitesse du choc laser	91
III.1.3a	principe de la mesure	92
III.1.3b	résultats	93
III.1.4.	Détermination des paramètres du plasma comprimé	96
III.2.	PARTIE B: CARACTERISATION DE LA SOURCE D'ELECTRONS RAPIDES	98
III.2.1.	Dispositif expérimental	98
III.2.1a.	le laser CPA	99
III.2.1b.	les cibles	101
III.2.2.	Diagnostic des électrons rapides	102
III.2.2a.	les micro-séctromètres à cristal	102
III.2.2b.	le "CR39": détecteur de traces ioniques	104
III.2.3.	Résultats d'émission K_{α}	107
III.2.3a.	spectres expérimentaux, nombre de photons émis	107
III.2.3b.	rendement K_{α} en fonction de l'énergie laser	109
III.2.3c.	rendement K_{α} en fonction de l'épaisseur traversée	110
III.2.4.	Estimation de la température des électrons	113
III.2.4a.	température électronique déduite des mesures CR39	113
III.2.4b.	interpolation avec le modèle de Harrach et Kidder	115
III.3.	PARTIE C: DEPOT D'ENERGIE DES ELECTRONS RAPIDES DANS LA MATIERE COMPRIMEE	118
III.3.1.	Résultats K_{α} dans les cibles comprimées	119
III.3.2.	Discussion: effets collisionnels	123
III.3.3.	Le chauffage induit par les électrons rapides	130
III.3.4.	Discussion: effets électriques	133
III.3.5.	Conclusions	136

IV Propagation des électrons rapides dans un matériau isolant ou conducteur	139
IV.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	142
IV.1.1. Enceinte d'interaction et laser	142
IV.1.2. Les cibles	145
IV.1.3. Diagnostic des électrons rapides: la caméra CCD	146
VI.1.3a. principe de fonctionnement en mode "spectroscopie"	146
VI.1.3b. étalonnage de la caméra	148
IV.2. RESULTATS D'EMISSION K_{α}	151
IV.2.1. Caractéristiques de l'émission	151
VI.1.2a spectres expérimentaux	151
VI.1.2b comportement de rendement K_{α}	154
IV.2.2. Comparaison avec les prévisions théoriques de type collisionnel	158
VI.2.2a caractérisation de la température électronique	158
VI.2.2b pénétrations expérimentales et théoriques	162
IV.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT ISOLANT/CONDUCTEUR	166
IV.3.1. Propagation dans les deux matériaux: inhibition dans le plastique	166
IV.3.2. Champ de rappel électrique	170
IV.3.3. Images d'ombroscopie: évidence de deux populations électroniques	172
Conclusions et perspectives	175

Résumé

Etude expérimentale de la propagation et du dépôt d'énergie d'électrons rapides dans une cible solide ou comprimée par choc laser : application à l'allumeur rapide.

Dans le schéma de l'*allumeur rapide*, dernière avancée dans le domaine de la fusion par confinement inertiel, on envisage de découpler la phase de compression de la phase de chauffage du combustible nucléaire. Cette dernière serait atteinte à l'aide d'une source extérieure constituée par un faisceau d'électrons très énergétiques créé avec un laser ultra-intense. L'étude des mécanismes de transfert d'énergie de ces électrons au combustible comprimé représente le but principal de ce travail de thèse. Nous nous proposons en particulier de mettre en évidence et d'étudier le rôle joué par les effets électriques et collisionnels de la propagation du faisceau d'électrons rapides dans un milieu aux propriétés proches du combustible comprimé.

Nous avons pour cela effectué deux campagnes d'expériences, l'une avec l'installation laser VULCAN du RAL (Angleterre) et l'autre sur la nouvelle installation laser 100 TW du laboratoire LULI (France). Lors de la première expérience, nous avons obtenu les premiers résultats sur la propagation d'électrons rapides dans un matériau dense et chaud. Le caractère novateur de ce travail expérimental tient en particulier à l'utilisation de la technique de génération de hautes pressions par choc laser, ce qui a permis la création d'un plasma fortement corrélé et dégénéré. Le rôle des effets électriques et magnétiques, liés à la charge d'espace créée par le faisceau d'électrons rapides, a été approfondi lors de la deuxième campagne d'expérience, au cours de laquelle nous avons étudié la propagation des électrons dans des matériaux ayant des caractéristiques électriques différentes (isolant ou conducteur).

L'analyse des résultats montre que seule la prise en compte simultanée des deux mécanismes de la propagation (collisionnels et électriques) permet un traitement correct et complet du dépôt d'énergie. La nécessité de prendre en compte les modifications apportées à la matière par le passage même des électrons, et notamment le chauffage induit, a été également mise en évidence.

Abstract

Experimental study of hot electrons propagation and energy deposition in solid or laser-shock compressed targets : applications to fast ignitor.

In the *fast ignitor* scheme, a recent approach proposed for the inertial confinement fusion, the idea is to dissociate the fuel ignition phase from its compression. The ignition phase would be then achieved by means of an external energy source : a fast electron beam generated by the interaction with an ultra-intense laser. The main goal of this work is to study the mechanisms of the hot electron energy transfer to the compressed fuel. We intent in particular to study the role of the electric and collisionnal effects involved in the hot electron propagation in a medium with properties similar to the compressed fuel.

We carried out two experiments, one at the VULCAN laser facility (England) and the second one at the new LULI 100 TW laser (France). During the first experiment, we obtained the first results on the hot electron propagation in a dense and hot plasma. The innovating aspect of this work was in particular the use of the laser-shock technique to generate high pressures, allowing the strongly correlated and degenerated plasma to be created. The role of the electric and magnetic effects due to the space charge associated with the fast electron beam has been investigated in the second experiment. Here we studied the propagation in materials with different electrical characteristics: an insulator and a conductor.

The analysis of the results showed that only by taking into account simultaneously the two propagation mechanisms (collisions and electric effects) a correct treatment of the energy deposition is possible. We also showed the importance of taking into account the induced modifications due to the electrons beam crossing the target, especially the induced heating.

Mots clés: Plasma dense, électrons suprathermiques, transport d'énergie, fusion par confinement inertiel, allumeur rapide, compression laser.