



Développement et caractérisation des lasers XUV créés par laser femtoseconde

Islam Bettaibi

► To cite this version:

Islam Bettaibi. Développement et caractérisation des lasers XUV créés par laser femtoseconde. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Ecole Polytechnique X, 2005. Français. NNT: . tel-00179321

HAL Id: tel-00179321

<https://pastel.hal.science/tel-00179321>

Submitted on 15 Oct 2007

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 DE DOCTORAT DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : **SCIENCE PHYSIQUE**

Présentée par

M. ISLAM BETTAÏBI

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Sujet de thèse :

**Développement et caractérisation des lasers XUV
créés par laser femtoseconde**

Soutenue le 28 Juin 2005 devant le jury composé de :

M. G. Matthieussent

Président

M. P. Audebert

M. G. Jamelot

M. J.M. Pouvesle

M. B. Rus

M. S. Sebban

A mes parents

Remerciements

Je suis reconnaissant à M. G. Matthieussent d'avoir accepté de présider le jury de soutenance de ma thèse. Je tiens à remercier vivement tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail. Merci à M. G. Jamelot et M. J.M. Pouvesle d'avoir accepté d'être les rapporteurs du manuscrit. Je voudrais remercier M. B. Rus qui a bien voulu venir de Prague pour assister à la soutenance.

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) à Palaiseau. Je voudrais exprimer le grand plaisir que j'ai eu à travailler dans ce laboratoire et remercier chaleureusement l'ensemble de son personnel. Je voudrais adresser mes remerciements en particulier à sa directrice M^{me}. D. Hulin de m'y avoir accueilli. Je tiens à lui remercier pour les efforts constants qu'elle déploie pour nous permettre de travailler dans les meilleures conditions.

Mes remerciements s'adressent à Stéphane Sebban, mon directeur de thèse. Il a su apporter son aide durant ces trois années de thèse. Je tiens à remercier Tomas Mocek et Lee Upckraft, deux post-docs au LOA, pour les discussions enrichissantes que nous avons eu. Au cours de cette thèse, j'ai eu à effectuer un certain nombre de simulations numériques, qui n'aurait put être effectués sans l'aide et les conseils de Gilles Maynard du Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas à Orsay. Je tiens à lui remercier. Je voudrais remercier aussi Brigitte Cros du même laboratoire. Je voudrais remercier S. Hooker et son équipe de l'Université d'Oxford pour la coopération que nous avons développée au cours de cette thèse.

Je voudrais remercier les secrétaires du LOA et en particulier Octavie Naudet, pour leur sympathie et leur efficacité. Je voudrais remercier Jean Lou Charles dit Charly et Daniel Milly de l'atelier de mécanique pour leur disponibilité. Je tiens à remercier Fatima Alhayane, Pierre Zaparucha et Arnaud Chirand qui étaient présents pour résoudre tous les problèmes d'informatique. Je voudrais associer à ces remerciements le groupe du maintien du laser avec lequel j'ai travaillé : Jean Philippe Rousseau, Brigitte Mercier et Frédéric Burgy, pour leur coopération.

Je voudrais réserver une place particulière dans ces remerciements à mes proches. Je voudrais remercier toute la famille Bettaïbi. Ma gratitude est destinée à mes parents Mohamed-Salah et Fatma qui m'ont supporté, dans tous les sens du terme, durant toutes ces années. Merci infiniment à mes sœurs Iman, Asma et Arwa. Merci à mon grand-père Mabrouk et à ma grand-mère Hana. Je tiens à remercier sincèrement mon oncle Abdallah et sa famille pour leur soutien. Je voudrais remercier mon cousin Abdellatif pour tout ce qu'il a fait pour moi. Je ne saurais oublier dans ces remerciements mes cousins et mes cousines : Nabil, Karim, Ayachi, Karima, Fathia, Latifa, Najia, Myriam et Mohamed-Mabrouk.

INTRODUCTION

Depuis la réalisation du premier laser XUV à grand gain en 1984, les études se sont succédées et ont permis des progrès remarquables de ces sources dont le domaine spectral se situe entre 3 et 50 nanomètres. Plusieurs schémas de pompage, appliqués dans quelques dizaines d'éléments et sur une centaine de raies ont permis la mise en évidence d'un effet laser XUV. Cependant, seul le schéma dit "collisionnel", auquel je m'intéresserai tout au long de ce mémoire, a jusqu'à présent permis d'atteindre le seuil de saturation, étape particulièrement importante dans la réalisation d'un véritable laser XUV.

C'est en 1991 que le premier laser fonctionnant en régime saturé a été démontré à la longueur d'onde de 23,6 nm au Rutherford Appleton Laboratory (RAL), puis peu de temps après au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL). Ces expériences ont utilisé un laser de pompe kilojoule à taux de répétition faible (quelques tirs par heure). Le faible nombre de ces installations laser et leur faible taux de répétition ont fait que l'utilisation des lasers XUV comme un outil de recherche a été jusqu'ici relativement limitée. La question de réduire l'énergie de pompage afin d'avoir des lasers XUV plus compacts, moins chers, faciles à maîtriser et qui fonctionnent à une cadence élevée, est donc toujours une motivation principale dans le développement de ces sources.

Le développement des lasers XUV a été réalisé en parallèle avec celui des lasers de pompe. Si la plus grande partie des études menées sur les lasers XUV a été réalisée avec des lasers de puissance de durée comprise entre 70 et 600 ps, l'apparition récente des lasers ultra-brefs a permis d'ouvrir une nouvelle voie de recherche sur la production de rayonnement laser XUV à haut taux de répétition. Ainsi, l'étude du schéma dit « OFI » (Optical Field Ionization), qui fait l'objet de cette thèse, a permis ces dernières années la réalisation de lasers XUV compacts et qui fonctionnent avec un taux de répétition élevée (10 Hz). Ce schéma a été démontré expérimentalement pour la première fois en 1995, dans le xénon palladiumoïde, à 41,8 nm, à l'Université de Stanford aux Etats Unis. Néanmoins et malgré plusieurs tentatives à travers le monde, ce résultat n'a pu être reproduit par aucun autre laboratoire pendant les cinq années suivantes. Il faudra attendre l'année 2000, pour que la première raie saturée à 41,8 nm soit enfin observée au LOA, ce qui montre que plusieurs aspects n'étaient jusqu'alors pas très bien compris et maîtrisés.

C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux que je présenterai dans ce mémoire. Les objectifs de ce travail qui a débuté en octobre 2002 ont consisté en une meilleure compréhension des phénomènes physiques impliqués dans la création d'un laser XUV par OFI et aussi de tenter d'améliorer les performances de ces sources. Plus précisément, je suis attelé à :

- Comprendre le comportement de ces sources en fonction des différents paramètres de l'interaction (pression du gaz, intensité du laser de pompe...).
- Caractériser le faisceau laser XUV spatialement et temporellement
- Etendre ce schéma de pompage vers les plus courtes longueurs d'onde et plus précisément dans le krypton nickelloïde à 32,8 nm.
- Tenter d'améliorer les performances de ces lasers et en particulier leur énergie grâce à l'utilisation de guides d'ondes.
- Commencer d'étudier un autre schéma du laser X qui est le pompage par photoionisation en couche interne d'atomes neutres.

L'ensemble des résultats présentés dans cette thèse constitue une des premières études à la fois expérimentale et numérique de ce type de source. Ce manuscrit est composé de cinq chapitres.

Le premier chapitre est dédié à une revue des différentes sources cohérentes de rayonnement XUV. Après avoir brièvement présenté les caractéristiques des trois principales sources existantes (les synchrotrons, les sources harmoniques et les lasers XUV), nous nous concentrerons plus particulièrement sur les différents types de lasers XUV pour ainsi positionner les études réalisées pendant cette thèse dans un contexte plus global.

Le deuxième chapitre est consacré à poser les bases théoriques des lasers XUV "collisionnels" par OFI. Après une rapide description de la cinétique d'ionisation du milieu amplificateur, je m'intéresserai dans le détail aux processus impliqués dans la réalisation d'une inversion de population en schéma collisionnel dans le xénon palladiumoïde et le krypton nickelloïde. Je décrirai l'amplification de l'émission XUV dans le plasma à travers les équations de transfert radiatif et je m'intéresserai pour finir à la propagation du laser de pompe et aux conséquences de la réfraction sur le milieu formé. Au cours de ce chapitre, je présenterai les différents codes numériques que j'utiliserai pour tenter de comprendre la formation du milieu amplificateur et l'amplification du rayonnement XUV.

Le chapitre III porte sur les résultats expérimentaux obtenus en utilisant pour cible une cellule remplie de gaz, de longueur variable. Je commencerai par présenter les

différents dispositifs expérimentaux pour ensuite me concentrer sur les résultats de nos expériences. L'influence des différents paramètres tels que la pression du gaz, l'intensité et la polarisation du laser de pompe, sera présentée et discutée en utilisant les résultats numériques.

Le chapitre IV est consacré pour le laser X par OFI en régime guidé. Je commencerai par une revue des techniques de guidage et poserai les bases théoriques des deux techniques que nous avons utilisé au cours de cette thèse. Je présenterai les résultats de la première expérience où nous avons guidé le laser de pompe en utilisant un canal plasma créé par décharge électrique. J'expliquerai comment nous avons mis en évidence pour la première fois la réalisation d'un laser XUV guidé. Je discuterai ces résultats qui ont permis une amélioration sensible des performances du laser XUV et montrerai les limitations de cette méthode. Je présenterai ensuite les résultats d'autres expériences pendant lesquelles nous avons utilisé le guidage par réflexions sur les parois internes du tube capillaire diélectrique de saphir et de verre. J'insisterai sur les avantages de cette technique pour améliorer considérablement les performances du laser XUV.

Le chapitre V est dédié à l'étude d'un autre schéma de pompage par laser femtoseconde : La photoionisation en couche interne. Comme je le montrerai par la suite, ce schéma de pompe ouvre la possibilité d'atteindre des longueurs d'onde de l'ordre de l'angström et des durées d'impulsion de 10 à 100 fs. Après avoir rappeler le principe de ce schéma, je présenterai le système optique que nous avons développé pour mettre en forme le front d'énergie du laser. Finalement, je présenterai et discuterai les résultats expérimentaux.

Je présenterai finalement les conclusions et les perspectives de ce travail. Afin de faciliter la lecture, je donne ici quelques indications sur la façon avec laquelle cet exposé est organisé. Les paragraphes, les équations, les références et les figures sont numérotés d'une façon à connaître précisément leurs positions dans le manuscrit. Le premier chiffre indique le numéro du chapitre. Le deuxième chiffre correspond au numéro du paragraphe. Le troisième chiffre indique le numéro des sous paragraphes. Le troisième chiffre indique le numéro des sous paragraphes, ou des équations qui sont toujours présentées entre deux parenthèses, ou des références sont toujours présentées entre deux accolades. La référence [4.2.3], par exemple, est la troisième référence mentionnée dans le deuxième paragraphe du quatrième chapitre.

Chapitre I

**INTRODUCTION AUX
SOURCES XUV COHERENTES**

INTRODUCTION

Depuis leur découverte par Wilhelm Roentgen en 1895, les rayons X sont devenus un outil indispensable dans les techniques de mesure. Le pouvoir de pénétration de ces rayons qui est d'autant plus élevé que la longueur d'onde est courte, a permis des applications multiples dans différents domaines de la science : cristallographie, médecine (ablation de tumeurs,...), microscopie de contact et holographie en microbiologie... Les sources de rayons X produits par les tubes, les décharges plasmas et les synchrotrons sont actuellement bien caractérisées et exploitées, dans les laboratoires, dans les industries et dans les milieux hospitaliers.

Les dernières années ont été l'occasion de progrès considérables en ce qui concerne les sources de rayonnement XUV et X brèves et intenses, qui résultent pour une grande partie des améliorations apportées aux lasers de forte puissance. La puissance crête, c'est à dire la puissance atteinte lors du maximum de l'impulsion, a augmenté au fur et à mesure de la possibilité de délivrer l'énergie sur des temps de plus en plus courts. Le raccourcissement à des impulsions très courtes a été en particulier possible grâce à la technique de dérive de fréquence ou CPA (« Chirped Pulse Amplification »). Ainsi, la puissance crête est passée du gigawatt (10^9 Watt) dans les années 1980 au térawatt (10^{12} Watt) dans les années 1990 et actuellement certains lasers dépassent le pétawatt (10^{15} watt). La durée d'impulsions des lasers actuels peut atteindre quelques femtosecondes. Une fois le faisceau est focalisé, on peut produire un éclaircissement de l'ordre de 10^{21} W.cm⁻² dans une surface de quelques dizaines de microns de diamètre.

Ainsi se sont développées différentes sources XUV résultant de l'interaction d'un laser de puissance et d'une cible solide ou gazeuse. Ces nouvelles sources se distinguent par leur exceptionnelle brillance impulsionnelle, due à la combinaison d'une faible durée d'impulsion (de 25 à 100 ps) et d'un très grand nombre de photons par impulsion (10^8 à 10^{14}). Les lasers XUV, la génération d'harmoniques d'ordre élevé et les plasmas produits par laser sont les trois composantes de cette nouvelle génération de sources X et XUV. Ces sources ont en commun beaucoup plus que leur brillance exceptionnelle : Elles sont produites par des lasers impulsionnels de très grande puissance, et le milieu est le plus

souvent ionisé et c'est la propagation du rayonnement dans ce milieu qui génère les qualités de la sources (cohérence, divergence ...). En parallèle, les lasers à électrons libres étendent leurs longueurs d'onde vers les rayons X. Ces sources coûteuses et de grandes dimensions se posent comme les sources X cohérentes les plus performantes jamais construites.

Le but de ce chapitre est de faire une revue rapide sur les différentes sources de rayonnement XUV cohérentes et de présenter le contexte scientifique qui a amené les études présentées dans ce manuscrit. Nous présenterons tout d'abord les principales sources cohérentes de rayonnement XUV que sont les lasers à électrons libres, la génération d'harmoniques d'ordre élevé et les lasers XUV par plasma. Nous nous intéresserons d'avantages sur les différents types de lasers XUV tout en insistant tout particulièrement sur les lasers XUV créés par un laser femtoseconde.

1.1. LES SOURCES COHERENTES DU RAYONNEMENT XUV

1.1.1. Les synchrotrons

1.1.1.1. Les différentes générations de synchrotrons

Issus des anneaux de collisions de particules, les synchrotrons sont des sources de rayonnement électromagnétique allant de l'infrarouge aux rayons X. L'émission synchrotron est produite lorsque des électrons qui se déplacent à une vitesse proche de celle de la lumière sont déviés par un champ magnétique. Elle est mise en oeuvre dans de grands accélérateurs de particules linéaires ou circulaires. Les sources synchrotrons de la première génération datent des années 1960 et 1970, et servaient à la physique des particules. La deuxième génération regroupe dans les années 1980 des installations construites spécifiquement pour la production de rayonnement synchrotron. En 1992, un synchrotron de troisième génération est construit à Grenoble, l'ESRF ("European Synchrotron Radiation Facility"), capable de produire un rayonnement cohérent. Les autres sources de ce type sont actuellement le "Spring-8" au Japon, le synchrotron APS ("Advanced Photon Source") aux Etats-Unis et SOLEIL qui est en cours de construction sur le plateau de

Saclay. Ces sources peuvent couvrir un large domaine en longueur d'onde. Cependant la puissance crête est de l'ordre de $10^4 - 10^5$ Watts et la durée de l'impulsion reste relativement longue (de 50 à 100 ps).

1.1.1.2. Laser à électrons libres X (LEL)

Les Laser à électrons libres X (LEL X) représentent la quatrième génération de synchrotrons. Ils devraient produire des intensités supérieures de plusieurs ordres de grandeur à celle des sources actuelles. Le principe consiste à combiner le rayonnement synchrotron aux caractéristiques d'une source de laser « optique ». L'idée est de remplacer le milieu amplificateur par un faisceau d'électrons relativistes produit par un accélérateur de particules. Les paquets d'électrons, circulant dans un accélérateur linéaire ou circulaire traverse un champ magnétique fourni par un aimant « onduleur », dont les polarités sont alternées périodiquement à des intervalles de distance réguliers. A l'intérieur de cet onduleur, les électrons vont acquérir une vitesse transversale sinusoïdale permettant, par le couplage avec l'onde électromagnétique, d'émettre spontanément un rayonnement dit synchrotron. L'émission peut alors être amplifiée de deux façons :

- le rayonnement est stocké dans une cavité optique, délimitée par deux miroirs aux extrémités de l'onduleur (comme dans les lasers optiques), les photons émis peuvent interagir avec des paquets successifs d'électrons, ce qui, dans certaines conditions, provoque une forte amplification d'intensité du faisceau lumineux.
- Le faisceau est amplifié par un simple passage dans le milieu par SASE ("Self-Amplification of Spontaneous Emission"). Ceci permet de surmonter la difficulté de trouver des miroirs de bonne réflectivité dans la gamme de l'XUV en incidence normale. Comme le montre la figure 1.1.1, les électrons ayant une vitesse moins élevée absorbent les photons émis et sont accélérés, avant d'émettre à leur tour des photons à plus courtes longueurs d'onde.

Contrairement aux lasers optiques où la longueur d'onde est fixée par les niveaux atomiques du milieu amplificateur, la longueur d'onde d'un LEL varie de façon continue avec le champ magnétique de l'onduleur et l'énergie des électrons. Ce qui donne à la fin une source cohérente de rayonnement X accordable dont la longueur d'onde est donnée par :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \quad (1.1.1)$$

K est le paramètre de réflexion de l'onduleur, γ : l'énergie des particules normalisée par rapport à leur énergie au repos (0,511 MeV) et λ_0 : la longueur d'onde de l'onduleur. La longueur d'onde à la sortie varie linéairement avec la longueur d'onde de l'onduleur et inversement proportionnel au carré de l'énergie des particules. Il n'existe pas à priori une limite théorique de la longueur d'onde qu'on peut atteindre avec cette méthode.

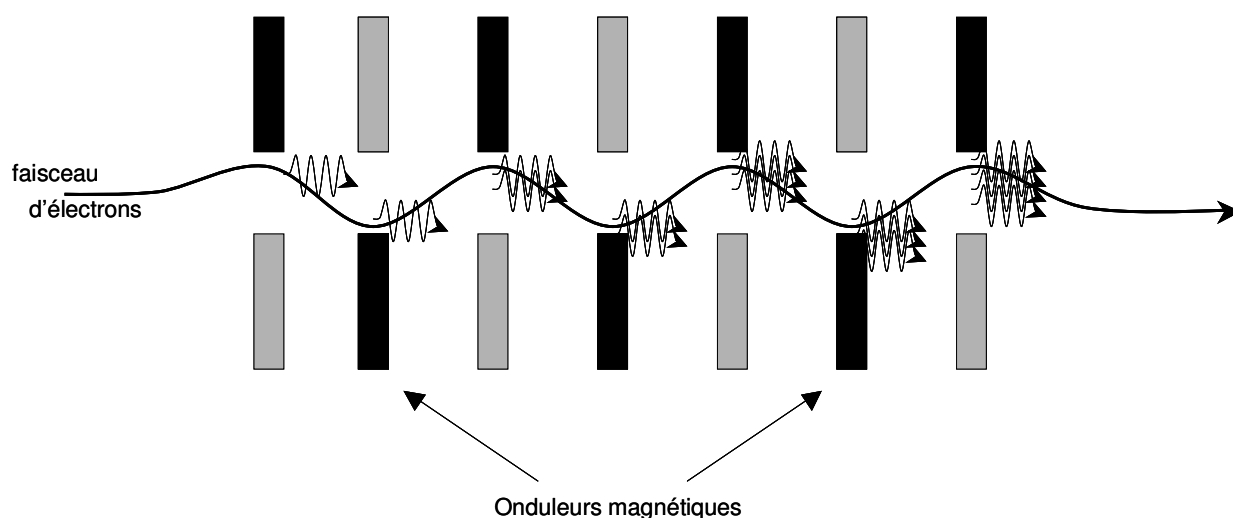


Figure 1.1.1. Schéma d'un LEL sous SASE. Le faisceau d'électrons traverse l'onduleur et absorbe les photons émis, conduisant à une émission cohérente dans le domaine de l' XUV

L'éclairement du faisceau obtenu dépend fortement du courant crête du faisceau d'électrons. La durée de l'impulsion du laser LEL qui dépend de la durée de l'impulsion du paquet de particules sera alors très courte (de l'ordre de 100 fs). De plus, on s'attend à d'excellentes qualités optiques : faible divergence, polarisation, cohérence spatiale. Un certain nombre de dispositifs autour du monde sont actuellement prévus ou en cours de construction et devraient fonctionner à des longueurs d'onde de l'ordre de 5 nm et à des puissances crêtes de l'ordre du gigawatt et au-delà. Citons le "Linac Coherent Light Source" (LCLS) à Stanford qui sera opérationnel en 2009, le LEL du "Massachusetts Institute of Technology" (MIT) à Cambridge, le TESLA, LEL au "Deutsches Elektronen-Synchrotron Laboratory" (DESY) à Hambourg, ou encore le projet "Berlin Electron Storage Ring for Synchrotron Radiation (BESSY). Le laser LEL a été déjà observée (en

2000) dans la gamme d'UV à 109 nm au DESY, avec une durée d'impulsion variant de 0,4 à 1 ps [1.1.1]. En 2002, l'ionisation d'atomes de xénon a été étudiée avec un champ laser créé par un LEL d'une longueur d'onde de l'ordre de la centaine de nanomètres, d'une durée de 100 fs et d'une intensité de $7 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ [1.1.2]. Les performances exceptionnelles du laser LEL font de lui une source idéale pour les applications. Néanmoins, le coût très élevé et l'accès limité restent des limitations réelles pour son utilisation.

1.1.2. Génération d'harmoniques d'ordres élevées (HHG)

1.1.2.1. Dans les gaz

La génération d'harmoniques d'ordre élevé est réalisée en utilisant une configuration expérimentale qui est très semblable à celle utilisée dans nos expériences de laser XUV par OFI, et que nous décrirons par la suite. L'intensité laser utilisée est néanmoins moins élevée ($< 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$). Une impulsion laser femtoseconde, polarisée linéairement, est focalisée dans le milieu gazeux (jet, cellule ou tube). Pendant son ionisation, l'électron peut se recombiner vers son ion parent, sous l'effet du champ électrique associé au laser. Au cours de cette recombinaison des harmoniques de la fréquence du laser sont émises dans l'axe du laser infrarouge et peuvent atteindre des ordres très élevés. Pour des raisons de symétrie, seuls les ordres harmoniques impairs sont produits [1.1.3]. Le spectre est caractérisé par une décroissance rapide, un large plateau sur lequel l'intensité des harmoniques est presque constante et une coupure franche. Les années 1990 ont connu une forte activité sur ces sources en utilisant les lasers CPA. En utilisant un laser Ti : Sapphire à 780 nm, on a observé le 131^{ème} harmoniques (5,99 nm) dans le néon et le 91^{ème} dans l'argon (9,7 nm) [1.1.4]. La plus courte longueur d'onde a été observée à 6,7 nm en utilisant un laser de KrF à 248 nm [1.1.5]. Ces sources délivrent un train d'impulsions de quelques centaines d'attosecondes qui ne sont produites par aucune autre source. Ceci constitue un atout pour les applications qui nécessitent une résolution temporelle élevée pour sonder des phénomènes très brefs tel que le mouvement des électrons sur les couches internes des atomes. De plus, le faisceau d'harmoniques possède de bonnes qualités optiques : cohérent spatialement, polarisé et un bon front d'onde.

Les performances de ce type de source dépendent de la gamme spectrale et de la géométrie de création du milieu émetteur. Elles sont tout particulièrement efficaces autour de 30 nm où elles peuvent délivrer de l'ordre de 10^{10} photons par tirs. Pour des longueurs d'onde plus courtes, le nombre de photons par tir décroît rapidement. Il est de l'ordre de 10^7 vers 13 nm.

Si les études sur ces sources utilisent pour beaucoup la nature attoseconde du rayonnement, la recherche d'ordres harmoniques et d'efficacités plus élevées est toujours très active. Plus récemment, des études menées au sein de mon groupe ont montré qu'il est possible d'amplifier le signal harmonique dans des plasmas de laser X [1.1.6]. Ces études ont utilisé les plasmas de xénon et krypton XI étudiés au cours de mon travail de thèse. Elles font l'objet de la thèse d'un co-doctorant G. Faivre et ont pour but de combiner les bonnes qualités optiques des harmoniques d'ordre élevé avec la forte énergie par impulsion des lasers X. Les résultats obtenus ont permis d'accroître d'un facteur 20 à 200 le signal d'harmonique injecté dans le plasma tout en conservant les qualités optiques du faisceau de départ. Ce travail ouvre la voie à la réalisation de source laser XUV de haute énergie ayant les qualités optiques des faisceaux harmoniques.

1.1.2.2. Sur les solides

En focalisant un laser intense à la surface d'une cible solide, il est aussi possible de générer des harmoniques d'ordre élevé d'un laser infrarouge. Ces harmoniques sont produits dans la direction spéculaire du laser infrarouge par réflexion non linéaire sur un plasma à fort gradient de densité. Une interprétation de ce processus peut être comprise de la façon suivante : le champ laser produit une oscillation de la densité critique du plasma formé donnant lieu à une modulation de phase du faisceau réfléchi [1.1.7]. A la différence des harmoniques produits dans les gaz, des harmoniques paires et impaires sont produites et leur génération est très sensible au gradient de densité électronique du plasma produit. Des calculs et des expériences récentes montrent que ce processus peut avoir une grande efficacité et peut donner lieu à la production d'un faisceau cohérent XUV de 1 à 100 μ J dans la gamme de 30 - 40 nm [1.1.8 - 1.1.9]. Un excellent contraste temporel est absolument nécessaire, ce qui impose l'utilisation de dispositifs tels que des miroirs plasma [1.1.9] pour obtenir un gradient de densité le plus raide possible.

1.1.3. Les Lasers XUV

C'est en 1970 que la première observation d'une amplification laser dans le domaine XUV (à 11,7 nm) a été réalisée [1.1.10] et depuis la course aux lasers à courte longueur d'onde n'a cessé de progresser. Du fait de la forte intensité nécessaire pour créer le milieu amplificateur, un plasma d'ions multichargés, les études se sont développées en utilisant des installations laser destinées à la physique de la fusion inertielle. En 1984, une forte amplification à 20,6 nm a été observée [1.1.11], en utilisant le laser le plus puissant disponible à l'époque (10 kJ), nommé NOVA. Les progrès réalisés par la suite, aussi bien sur les lasers de pompe que sur la physique des lasers X, ont permis de réduire l'énergie de pompe investie pour la création du milieu amplificateur. En 1991, le régime de saturation a été atteint sur une installation plus modeste sur la transition 3s - 3p du germanium néonoïde à 23,6 nm, pompé par excitation collisionnelle [1.1.12]. Les nombreuses études menées au cours des années 90 ont permis d'améliorer sensiblement les conditions de pompage, grâce notamment à l'utilisation d'impulsion de plus courte durée [1.1.13, 1.1.14] et de mieux contrôler des conditions de propagation du laser X dans le plasma par l'utilisation d'une préimpulsion de faible énergie [1.1.15].

Il existe aujourd'hui de nombreuses techniques qui permettent la réalisation d'un laser dans le domaine XUV. Ces sources fonctionnent en régime saturée dans la gamme spectrale 7 - 50 nm et le taux de répétition est souvent modeste (quelques tir par heures). Les performances de ces sources sont variables et dépendent étroitement des conditions de pompage. Elles peuvent délivrer jusqu'à 10 mJ pour une durée de 100 ps. Il est également possible de réduire la durée d'émission jusqu'à quelques picosecondes en utilisant un pompage plus bref, mais ceci s'opère au détriment de l'énergie du faisceau qui n'est alors que de quelques dizaines de μJ .

D'autre part, d'autres solutions de pompage ont été étudiées et ont mené à la réalisation de sources laser XUV. Citons en particulier les plasmas obtenus par décharge électrique rapide dans des capillaires qui ont permis l'observation d'une amplification saturée de la raie à 46,9 nm dans l'argon néonoïde [1.1.16].

Les applications de ces lasers X ont été développées parallèlement aux progrès réalisés sur la source. Les premières expériences ont permis de démontrer les potentialités des sources laser X, pour réaliser de nouvelles études fondamentales des domaines variés

tels que la physique du solide (luminescence de cristaux [1.1.17]), la physique des plasmas denses (interférométrie [1.1.18], [1.1.19]) ou la physique des surfaces [1.1.20].

Comme nous le montrerons dans ce manuscrit, la production d'amplificateurs XUV a été plus récemment étendue à des plasmas créés à très haute intensité par des lasers ultra-brefs (quelques dizaines de fs). La principale motivation de cette voie est de réaliser un laser X avec une cadence de 10 Hz. Le milieu d'interaction est un gaz ou un plasma sous-dense et la production des ions lasants est assurée directement par le champ électrique du laser de pompe. C'est l'étude de ce type de lasers qui fait l'objet de cette thèse.

1.2. PRINCIPE ET ETAT DE L'ART DES LASERS XUV

1.2.1. Schémas de pompage

Le laser X repose – comme tout effet laser – sur la création d'une inversion de population entre deux niveaux atomiques appropriés afin de permettre l'amplification du rayonnement par émission stimulée. Il faut que le milieu amplificateur soit suffisamment long et que sa durée de vie soit suffisamment grande pour permettre l'amplification du rayonnement tout au long du milieu. Les schéma de pompe les plus étudiés sont les schéma dits « par recombinaison » et « par excitations collisionnelles » dont nous allons brièvement rappeler les principes.

1.2.1.1 Pompage par recombinaison

Le principe du pompage par recombinaison [1.2.1] consiste à créer un plasma suffisamment froid et dense pour que des processus à trois corps dominant la recombinaison et peuplent fortement les niveaux supérieurs de l'ion considéré (figure 1.2.1). Dans ces conditions, l'inversion de population est créée pendant la cascade radiative collisionnelle qui suit la recombinaison. L'effet laser se produit pour des transitions du type $\Delta n = 1$ et $\Delta n = 2$ dans les ions de Z légers ($6 \leq Z \leq 17$) possédant un électron en sous-couche externe (lithiumoïde ou hydrogénoïde).

L'approche la plus étudiée consiste à créer un plasma chaud d'état d'ionisation désiré, par l'interaction d'une impulsion laser et d'une cible massive. L'inversion de

population est produite pendant la phase de refroidissement adiabatique du plasma après l'interaction. Généralement, comme l'expansion adiabatique du plasma est le processus principal favorisant un refroidissement du plasma, il est judicieux de le laisser se détendre librement dans tout l'espace [1.2.2].

Plus récemment des plasmas créés par laser femtoseconde ont montré qu'ils pouvaient être des bons amplificateurs du rayonnement XUV. La démonstration expérimentale la plus convaincante, d'un laser X-UV par OFI en recombinaison, a été effectuée sur la raie Ly_{α} du lithium hydrogénoïde à 135 Å. Un coefficient de gain de 20 cm^{-1} a été mesuré sur une colonne de plasma de 2 mm [1.2.3]. Cependant, le chauffage non désiré des électrons par des effets non linéaires limite fortement l'efficacité de ce système.

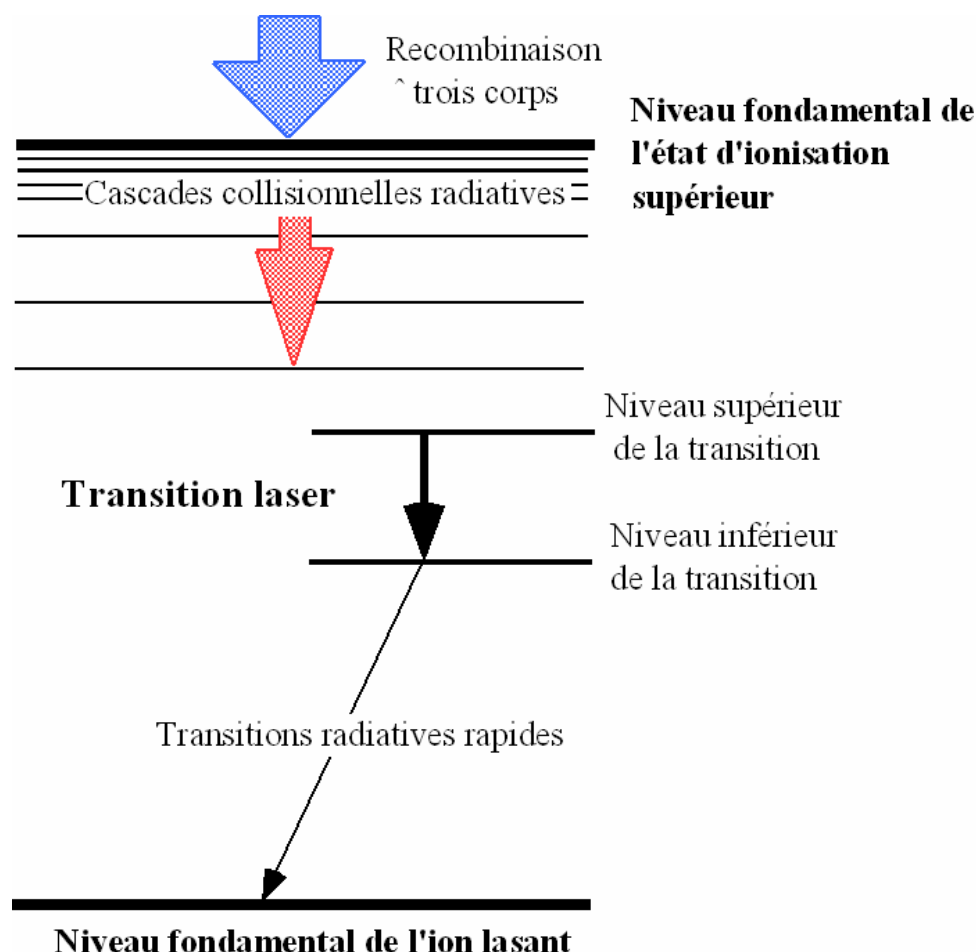


Figure 1.2.1. Mécanisme de pompage par recombinaison.

Si jusqu'à présent le schéma de recombinaison n'a pas encore permis la réalisation d'une émission saturée, il reste très néanmoins attrayant ; il permet d'atteindre des longueurs d'onde inférieure à 1 nm avec des énergies de pompe relativement modestes, comparativement aux schémas qui seront présentés par la suite. Toutefois l'étude de ce schéma est pour l'instant abandonné au profit du schéma collisionnel sur lequel nous nous concentrerons dans la suite de ce manuscrit.

1.2.1.2. Pompage par excitations collisionnelles

Comme nous l'avons dit précédemment, les résultats les plus marquants ont été obtenus en utilisant le schéma de pompage collisionnel qui nécessite des plasmas denses et chaud. La figure 1.2.2 décrit schématiquement son principe. Le niveau supérieur de la transition laser est peuplé par excitation collisionnelle, à partir du niveau fondamental de l'ion lasant qui constitue le réservoir de population. Parallèlement le dépeuplement du niveau inférieur de l'inversion est très rapide, car la désexcitation radiative de ce niveau vers le fondamental est très probable, alors que la désexcitation radiative du niveau supérieur vers le fondamental est interdite par les règles de sélection. Sous certaines conditions de densité et de température, il se crée alors une inversion de population entre ces deux niveaux. Les candidats les plus favorables à ce schéma sont des ions à structure à couche ou sous-couche fermée, de type néonoïde ou nickeloïde, parce qu'ils sont relativement stables vis à vis des processus d'ionisation. Nous verrons par la suite que les ions palladiumoïdes sont également des très bons candidats.

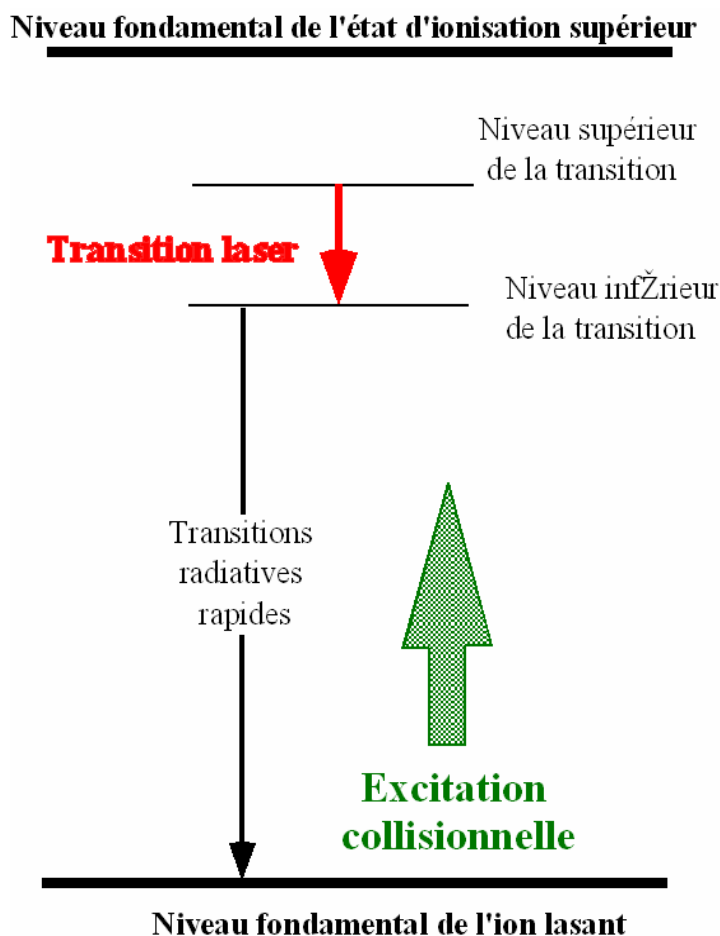


Figure 1.2.2. Mécanisme de pompage collisionnel.

1.2.2 Amplification du rayonnement XUV

Pour qu'un plasma soit un bon milieu amplificateur, celui-ci doit répondre simultanément à deux conditions. Il faut tout d'abord qu'il soit le siège d'une inversion de population. Simultanément, la géométrie du plasma doit permettre une longueur d'amplification suffisante pour générer une émission intense et collimatée. Nous verrons tout au long de ce mémoire que la propagation du faisceau laser dans un plasma prend une place très importante dans les caractéristiques des lasers XUV (intensité de sortie, angle d'émergence). Quand ces deux conditions sont réunies, l'intensité d'une raie laser croît exponentiellement avec la longueur L du milieu amplificateur traversé. Tant que la désexcitation radiative a une influence négligeable sur les populations (approximation du "petit signal"), cette relation est donnée par la résolution de transfert radiatif (équation

1.2.1). Après traversée d'un milieu de longueur L , l'intensité du rayonnement à la fréquence ν s'écrit :

$$I_\nu = S \cdot (\exp G_\nu L - 1) \quad (1.2.1)$$

Où S est la fonction source qui est indépendante de la probabilité de transition et G_ν est le coefficient de gain à la fréquence ν . Il s'écrit, pour une transition laser $j > i$ de longueur d'onde λ_0 et de probabilité d'émission spontanée A :

$$G(\nu) = \frac{\lambda_0^2}{8\pi} A \cdot g_j \cdot \Delta N \cdot \phi_0(\nu) \quad \text{avec } \Delta N = N_j/g_j - N_i/g_i \quad (1.2.2)$$

Où N_k et g_k sont respectivement la population et la dégénérescence du niveau k ($k=i, j$) et $\Phi_0(\nu)$ est la fonction profil associée à la transition $j \rightarrow i$.

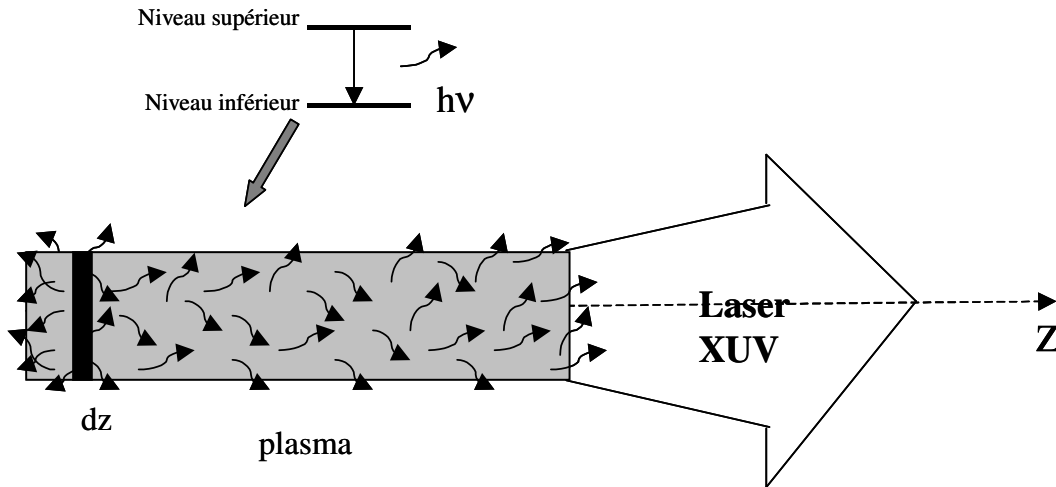


Figure 1.2.3. Amplification sous le système ASE. Si un photon $h\nu$ « naît » dans la section dz et si sa direction est dans l'axe du plasma (géométrie cylindrique), il se voit amplifié par les autres émetteurs tout au long de son trajectoire dans le plasma.

Les lasers XUV par plasma fonctionnent donc sous le régime d'ASE (« Amplified Spontaneous Emission »). Comme le montre la figure 1.2.3, l'émission spontanée est amplifiée par les autres ions pendant sa propagation dans le milieu. Le rayonnement

émergeant possède les caractéristiques d'un laser, c'est à dire : monochromaticité, brillance, directivité et cohérence. A la différence des lasers usuels (IR et visibles) qui montrent des coefficients de gain de 10^{-2} cm^{-1} , ceux des lasers XUV produits par plasma sont de l'ordre de 5 à 100 cm^{-1} , ce qui permet d'atteindre le seuil de saturation ($G_V L \sim 15$) sur une longueur de quelques millimètres. Le coefficient de gain ou le produit $G_V L$ (facteur de gain) sont les grandeurs utilisées pour caractériser le pouvoir amplificateur des plasmas de laser XUV. Nous les retrouverons tout au long de ce manuscrit quand nous décrirons les principaux résultats obtenus.

1.2.3. Etat de l'art des lasers XUV collisionnels

1.2.3.1. Lasers XUV collisionnels pompés par laser de 1 à 600 ps

Les premières expériences sur le laser X ont commencé sur des installations lasers à longue durée d'impulsion (nanoseconde). Ces lasers XUV sont appelés quasi-stationnaires [1.2.4, 1.2.5]. Les développements et surtout la découverte du rôle positif que joue l'utilisation d'une préimpulsion qui précède l'impulsion principale ont permis à la fois de réaliser des lasers XUV saturés et de générer des longueurs d'onde plus courtes [1.2.6, 1.2.7]. Les lasers XUV ainsi obtenus délivrent des impulsions de l'ordre de 1 à 10 mJ pour une durée de l'ordre de 100 ps. Compte tenu de la durée de vie de l'amplificateur, ce type de laser XUV peut fonctionner en double passage, ce qui permet d'accroître l'énergie de sortie et d'améliorer les qualités optiques du faisceau sans apport d'énergie de pompe supplémentaire. Au moment de la rédaction de cette thèse, seule une installation à travers le monde, le laboratoire PALS à Prague (République tchèque) étudie ce type de source et l'utilise pour différentes applications.

Par la suite, les études numériques et expérimentales ont montré que des impulsions plus courtes, de l'ordre de 100 ps, conduisaient à des conditions plus favorables pour le pompage par excitation collisionnelle [1.2.8, 1.2.9]. En effet un pompage plus rapide permet ainsi de chauffer d'avantage le plasma au moment où il atteint le bon état d'ionisation. Ceci a pour conséquence d'améliorer sensiblement les qualités amplificatrices du plasma et réduire l'énergie de pompe investie dans la création du plasma. Ce type de source est toujours à l'étude dans un laboratoire suisse et permet de délivrer des impulsions d'une durée de 20 à 40 ps et de 100 à 300 μJ .

Plus récemment le pompage dit « transitoire » [1.2.10] a permis de réduire sensiblement l'énergie nécessaire au pompage. Cette méthode consiste à découpler la phase d'ionisation du plasma (création des ions lasants) de celle de son chauffage (pompage des inversions de population), en utilisant deux impulsions de pompe de durées et d'intensités différentes. La première impulsion (sub-ns) crée un plasma contenant les ions lasants à « relativement » basse température. La deuxième impulsion (~ 1 ps) chauffe brutalement les électrons libres de la zone dense de ce pré-plasma, et induit l'excitation collisionnelle des ions lasants. Les expériences qui se poursuivent ces dernières années, ont permis d'améliorer les performances des lasers X transitoires [1.2.11, 1.2.12]. En particulier, l'introduction d'une irradiation en « onde progressive » [1.2.13, 1.2.14] a permis d'atteindre la saturation de l'amplification dans un plasma de quelques mm de longueur. Une des caractéristiques importantes des lasers X transitoires, outre leur besoin réduit en énergie de pompe, est la possibilité de générer des lasers X à impulsion courte. Une durée de 2 ps a ainsi été mesurée pour le laser transitoire à 13,9 nm dans l'argent nickeloïde [1.2.15]. Les énergies de pompe relativement modestes, nécessaires au fonctionnement de ce type de laser X, permettent la réalisation prochaine d'installations de petite dimension, destinée spécifiquement aux lasers XUV. Un projet de ce type nommé « LASERIX » [1.2.16] est en train d'être monté par un laboratoire de l'Université Paris XI (LIXAM) en étroite collaboration avec le LOA. Le projet est à la base une chaîne laser de pompe capable de délivrer 10 J en 500 ps et 10 J en 1 ps, à une cadence de tir de 0,1 Hz (1 tir toutes les 10 secondes). Il devrait être fonctionnel fin 2006.

D'autre part, l'utilisation de lasers ultra brefs (femtosecondes) et ultra intenses pour pomper le laser XUV est relativement récente et particulièrement attractive car ils permettent de délivrer des sources lasers X à taux de répétition élevée (10 Hz). Ce type de laser XUV fait l'objet de cette thèse et sera étudié en détails par la suite.

1.2.2.2. Laser XUV collisionnels par décharge électrique

En parallèle des lasers XUV créés par laser, une alternative pour délivrer l'énergie nécessaire pour le pompage repose sur l'emploi de décharges électriques. Le travail remarquable de J. Rocca depuis 1985 sur le schéma collisionnel a conduit à une source d'excellentes performances fonctionnant à 46,8 nm dans l'argon néonoïde [1.2.17 - 1.2.18]. L'appareil se compose d'un tube de diamètre interne de 3,2 mm et jusqu'à 36 cm de long,

rempli d'argon (jusqu'à 600 mbar). Ce type de source peut délivrer des impulsions mJ à une cadence proche de 10 Hz. Toutefois, ce type de laser X reste aujourd'hui limité à de grandes longueurs d'onde et à des longues durées d'impulsion (~ 1 ns). Néanmoins, la compacité du système de pompage, l'importante énergie par impulsion et la cadence élevée des tirs en font un laser XUV tout à fait remarquable.

1.2.4 Particularités des lasers XUV pompés laser femtoseconde

L'utilisation des impulsions femtoseconde pour pomper les lasers XUV a été principalement démontrée pour le schéma dit par « OFI » mais d'autres schémas, tel que le photo-pompage en couches internes, sont toujours à l'étude.

1.2.4.1 Lasers XUV collisionnels par ionisation OFI

Les mécanismes de pompage créant les inversions de population sont les mêmes que ceux utilisés dans les lasers XUV traditionnels pompés par des impulsions laser de plus longue durée mais le principe de création du plasma est différent. En effet, le plasma est créé par le champ électrique, induit par le faisceau laser ultra-intense (Optical Field Ionisation : « OFI ») et le pompage est ici assuré longitudinalement.

Si le schéma de recombinaison a également été appliqué au pompage par impulsion courte, nous nous contrerons ici sur les résultats obtenus en pompage collisionnel. Corkum et Burnett ont proposé dès 1988 l'extension du pompage collisionnel à des plasmas créés par OFI [1.2.19, 1.2.20]. En 1994, Lemoff et al. ont suggéré des expériences pour des ions spécifiques : l'argon néonoïde, le krypton nickeloïde et le xénon palladiumoïde [1.2.21]. Ces trois ions ont en commun d'être ionisés huit fois. L'intensité nécessaire pour les créer se situe entre 10^{16} et 10^{17} W·cm⁻². Un an après, le même groupe a observé la première amplification d'une raie 4d - 4p dans le xénon palladiumoïde à 41,8nm [1.2.22]. Le plasma amplificateur est créé par la focalisation d'une impulsion laser à 800 nm, 40 fs et 70 mJ, polarisée circulairement dans une cellule de gaz sous 5 à 12 Torr de pression. La cadence de tir est de 10 Hz. Malgré de nombreuses tentatives dans plusieurs laboratoires dans le monde (KAIST en Corée, Rutherford en Angleterre, Riken au Japon...), l'observation du laser à 41,8 nm n'avait pu être reproduite que cinq ans plus tard au LOA [1.2.23]. Ceci n'a pu être réalisé que grâce aux bonnes qualités des lasers utilisés et surtout au bon facteur de

contraste temporel de l'impulsion. Le laser à 800 nm, 35 fs et 330 mJ a été focalisé dans une cellule à 15 Torr de xénon. Le régime de saturation a pu être atteint pour la première fois. Une autre amplification saturée a été ensuite observée dans le krypton nickeloïde à 32,8 nm [1.2.24].

Au début de cette thèse, ces sources délivraient de l'ordre de 20-50 nJ par impulsion. Nous verrons dans la suite de ce manuscrit que nous avons pu améliorer sensiblement les performances de ces sources. La faible énergie de sortie est une conséquence de la faible densité du milieu lasant. Ceci constitue une des limitations majeures des lasers OFI.

Bien que ces deux sources aient été démontrées expérimentalement, plusieurs aspects importants de l'interaction n'étaient pas bien compris et maîtrisés. C'est là que mon travail de thèse commence. D'abord je me suis attaché à compléter l'optimisation et la caractérisation de ces deux sources. Ensuite il a fallu tenter de comprendre comment les qualités amplificatrices du plasma se comportent en fonction des différents paramètres tels que la densité du plasma, les conditions de focalisation et la polarisation du laser. Enfin, pour améliorer ces systèmes, une partie importante de mon travail a consisté à guider le faisceau laser de pompe dans des tubes capillaires remplis de gaz pour améliorer de façon significative les performances de ce type de lasers.

1.2.4.2. Pompage par photo-ionisation en couche interne

Je me suis aussi intéressé au schéma de pompage par photoionisation en couche interne d'atomes neutres. Ce schéma très prospectif est le plus ancien du laser X. Il a été proposé par Duguay et Rentzepis depuis 1967 [1.2.25] mais n'a pas été démontré expérimentalement jusqu'à présent. Dans ce schéma, un « flash » intense et rapide de rayonnement X, émis par un plasma d'ions lourds (c'est la pompe) induit une photoionisation en couche K et crée les ions lasants dans le niveau supérieur de l'inversion. Les énergies requises pour ioniser en couches internes sont très importantes (870 eV pour le Néon). Ce type de schéma est relativement attractif pour atteindre des longueurs d'onde aussi courtes que 1,5 nm dans le néon une fois ionisé.

Une contrainte importante est la durée l'inversion de population qui ne dure que quelques dizaines de fs. En effet, ce processus d'inversion est limité par des effets parasites tels que l'effet Auger qui est très rapide et relativement important. La faible durée de vie du

milieu amplificateur pose une autre contrainte. En effet, si on veut réussir à amplifier la raie laser X sur une longueur centimétrique, il faut synchroniser le moment du gain avec la propagation des X le long de l'amplificateur. Il faudra donc mettre en forme l'impulsion de pompe en inclinant son plan d'énergie, c'est-à-dire faire une onde inhomogène X de pompe [1.2.26]. Une partie de cette thèse a été consacrée à tester, comprendre et développer une géométrie de pompage qui permet de répondre aux contraintes posées par la faible durée de vie du milieu amplificateur. Les courtes longueurs d'onde accessibles par le pompage en couches internes et la brièveté de l'émission (10 - 50 fs) font que ce schéma est très attractif et devrait ouvrir la voie à de nombreuses applications.

1.2.5 Positionnement des sources lasers X

Le tableau ci-dessous présente de façon synthétique les caractéristiques principales des trois sources XUV cohérentes que nous venons de présenter en insistant d'avantage sur les lasers XUV. La diversité des sources lasers XUV fait que celles-ci occupent aujourd'hui une position intermédiaire entre les sources « harmoniques », compactes, ultrarapide avec d'excellentes qualités de cohérence, et les LEL X qui ont des performances remarquables mais qui sont très coûteux. En effet, les lasers XUV peuvent délivrer une énergie importante dans une gamme spectrale très étroite mais ont pour l'instant un taux de répétition relativement faible. Nous tenons à souligner ici la position particulière des lasers XUV OFI qui font l'objet de ce travail de thèse. En effet, ce type de source est pour l'instant une des alternatives possibles pour amener les lasers XUV vers les taux de répétition élevés mais ceci pour des énergies par impulsion relativement modestes.

	<i>Lasers XUV par plasma- laser</i>			<i>Génération d'harmonique d'ordre élevé</i>	<i>Laser à électrons libres X</i>
	<i>Quasi stationnaire</i>	<i>Transitoires</i>	<i>OFI collisionnels</i>		
λ (nm)	7 - 50 nm	10-30 nm	32,8 et 41,8nm	Quelques nm jusqu'à 60 nm	jusqu'à 0,1 nm
Photons par impulsion	$<10^{14}$	10^{11}	de 10^9 à 10^{11}	Entre 10^7 et 10^{10}	de 10^{12} à 10^{13}
Energie	≤ 10 mJ	10-50 μ J	de 50 nJ à 3 μ J	$< \mu$ J	de 40 μ J à 1 mJ
Durée	100 ps	2-5 ps	~ 2 ps	de 150 as à 20 fs	100 fs
$\Delta\lambda/\lambda$	$\geq 10^{-5}$	$\geq 10^{-5}$	de 10^{-5} à 10^{-6}	10^{-3}	10^{-5}
Polarisation	non	non	non	oui	polarisé
Cohérence spatiale	faible	faible	faible	excellente	excellente
Taux de répétition	Quelques tirs/ heure	Quelques tirs/ heure	10 Hz	0.01 à 10 kHz	10 Hz

Tableau 1.2.1 Etat de l'art des sources XUV-X cohérentes.

CONCLUSION

Les recherches sur les sources cohérentes X fs ultra-intenses font l'objet d'une concurrence acharnée sur le plan international. Si cette thématique a longtemps été pilotée par la communauté des physiciens travaillant avec les lasers à haute intensité, les projets récents de LELX font que la communauté des synchrotrons joue désormais un rôle de premier plan. Toutefois, il faut souligner que ces projets ne devraient aboutir que dans cinq ans à dix ans, et que du fait de leur coût extrêmement élevés, les LELX ne seront pas nombreux. L'accès à ce type de source risquerait d'être très restreint. Il est absolument nécessaire de continuer à développer des sources X cohérentes, alternatives moins

coûteuses mais de performance voisines, afin d'élargir comme il se doit les possibilités d'applications offertes par les faisceaux X ultra-intenses.

Comme nous l'avons montré précédemment, l'utilisation de laser femtoseconde pour le pompage des lasers XUV ouvre la voie à la réalisation de sources laser à haut taux de répétition dans le domaine XUV. Toutefois, les performances modestes de ce type de lasers XUV limitent les possibilités d'applications. Le travail que nous allons présenter par la suite va donc non seulement consister à mieux comprendre les différents phénomènes qui gouvernent la réalisation de sources lasers XUV pompées par laser femtoseconde mais aussi d'améliorer sensiblement leurs performances afin de les rendre plus attractives et compétitives en vue d'expériences d'applications.

REFERENCES DU CHAPITRE I

- [1.1.1] J. Andruszkow et al, Physical Review Letters, 85, 3825, (2000)
- [1.1.2] H. Wabnitz, et al, Nature, 420 :482, (2002)
- [1.1.3] A. L'Huillier, L. A. Lompré, G. Mainfray and C. Manus, High order harmonic generation in rare gases, Atoms in Intense Laser Fields, Boston Academic Press (1992)
- [1.1.4] K. Zhai et al, Inst. Of Phys. Conf. Ser. No 159, IOP Publishing Ltd, pp.523 (1999)
- [1.1.5] J. W. G. Tisch, T. Ditmire, D. J. Fraser, N. Hay, M. B. Mason, E. Springate, J. P. Marangos and M. H. R. Hutchinson, JOSA B, **30** L709, (1997)
- [1.1.6] P. Zeitoun et al. Nature Vol 431, 426, (2004)
- [1.1.7] R. Lichters et al., Phys. Plasma 3, 769, 3425, (1996)
- [1.1.8] U. Teubner et al. Phys. Rev. A 67, 13816, (2003)
- [1.1.9] P. Monot et al., Optics Letters **29**, 893, (2004)
- [1.1.10] P. Jaeglé et al., Phys. Lett. **A36**, 167 (1971)
- [1.1.11]] D. L Matthews et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 110 (1985)
- [1.1.12] A. Carillon et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 2917 (1992)
- [1.1.13] J. Zhang et al., Science **276**, 1097 (1997)
- [1.1.14] P. Nickles et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2748 (1997)
- [1.1.15] B. Rus et al., Phys. Rev. A **55** 3858 (1997)
- [1.1.16] J. J. Rocca et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 2192 (1994)
- [1.1.17] P. Jaeglé et al., J. Appl. Phys. **81**, 2406 (1997)
- [1.1.18] L .B. Da Silva et al., Phys Rev Lett **74** 3991 (1995)
- [1.1.19] E. Wolfrum et al., X-ray lasers 1998, IOP Conference Series **159**, 657 (1999)
- [1.1.20] F. Albert et al., Opt. Comm. **142**, 184 (1997)
- [1.2.1] [Gudzenko, Shelepin, Sov. Phys. JETP **18** (1964) 998]
- [1.2.2] A. Klisnick, Thèse d'état, "Amplification de rayonnement X-UV : le schéma par recombinaison dans les ions lithiumoïdes des plasmas créés par laser" (1990).
- [1.2.3] Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro, K. Toyoda, Phys. Rev. Lett 71 (1993) 3774. [1.2.4] J. A. Koch, Phys. Rev. Lett. **68**, 3291 (1992)
- [1.2.5] B. Rus et al., Phys. Rev. A **55**, 3858 (1997)

- [1.2.6] C. J. Keane et al. Phys. Rev. A. **42**, 2327 (1990)
- [1.2.7] D. J. Fields et al., Phys. Rev. A. **46**, 1606 (1992)
- [1.2.8] D. Ros, thèse de doctorat, Université Paris XI (1998)
- [1.2.9] J. Zhang et al., Science **276**, 1097 (1997)
- [1.2.10] E. Wolfrum et al., X-ray lasers 1998, IOP Conference Series **159**, 657 (1999)
- [1.2.11] J. Dunn et al., Phys. Rev. Lett. **80** 2825 (1998)
- [1.2.12] J. Kuba et al., Phys. Rev. A **62** 043808 (2000)
- [1.2.13] thèse J. C. Chanteloup (2000)
- [1.2.14] A. Mac Phee et al., X-ray lasers 1998, IOP Conference Series **159**, 75 (1999)
- [1.2.15] A. Klisnick et al., a paraître dans Proc. of X-ray lasers 2000, EDP Sciences
- [1.2.16] G. Jamelot, J. Phys. IV France **108**, 165 (2003)
- [1.2.17] Rocca J.J., et al Physical Review Letters, 73 (16): 2192-2195 (1994)
- [1.2.18] Rocca J.J. and Vinogradov A.V., Quantum Electronics, 33 (1):7-17 (2003)
- [1.2.19] P. B. Corkum et al, Vol. 2 of OSA Proceedings Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1988), pp. 225–232.
- [1.2.20] P. B. Corkum et al, Phys. Rev. Lett. **62**, 1259–1262 (1989).
- [1.2.21] B. E. Lemoff et al., Opt. Lett. **19**, 569 (1994)
- [1.2.22] B. E. Lemoff, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **74**, 1574–1577 (1995).
- [1.2.23] S. Sebban, et al, Phys. Rev. Lett., vol. 86, 3004, 2001.
- [1.2.24] S. Sebban, et al, Phys. Rev. Lett., 2002.
- [1.2.25] M. A. Duguay et P. M. Rentzepis, Appl. Phys. Lett. **10**, 350 (1967)
- [1.2.26] S. J. Moon and D. C. Eder, Phys. Rev. A **57**, 1391–1998.

Chapitre II

**THEORIE DU
LASER X PAR OFI**

INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à poser les bases de la physique des lasers XUV collisionnels par « OFI » (« Optical Field Ionisation »). La modélisation de l'amplification de rayonnement XUV dans les plasmas produits par laser femtoseconde comporte plusieurs aspects, qui font appel à différentes disciplines de la physique. Il faut tout d'abord rendre compte de la création du plasma après le passage du laser de pompe. Parallèlement, il faut décrire l'évolution de l'état d'ionisation du plasma pendant le chauffage par l'impulsion laser. Il faut ensuite décrire de façon détaillée les populations des niveaux affectés par les inversions de population. Pour finir, le calcul du signal XUV émis après propagation et amplification dans le plasma doit être réalisé.

Compte tenu du nombre important des processus physiques mis en jeu dans une telle modélisation, le calcul s'effectue en plusieurs étapes. Chacune impliquant l'utilisation d'un code numérique décrivant un des aspects du problème. Dans un premier temps, nous tenterons de poser les bases de la physique des lasers XUV collisionnels par « OFI » (« Optical Field Ionisation ») en décrivant les processus d'ionisation qui mène à la réalisation d'un plasma amplificateur. Nous nous intéresserons aussi à la propagation du laser de pompe à travers le milieu gazeux et décrirons comment les qualités amplificatrices du milieu ainsi créé dépendent de paramètres importants tels que la densité du gaz, l'intensité et la polarisation du laser de pompe.

Finalement, nous présenterons les différents codes numériques que nous avons utilisés pour tenter de mieux comprendre nos résultats expérimentaux.

2.1. POMPAGE COLLISIONNEL DANS LE Xe IX ET LE Kr IX

La réalisation d'une inversion population est une étape clef dans la production de sources laser XUV par plasma-laser. Comme nous allons le montrer ici, cette étape implique de mettre le plasma dans le bon état de charge et avec la population d'électrons libres appropriée. Ainsi, avant de présenter les bases de l'interaction entre un laser femtoseconde et un gaz, nous présenterons les schémas de pompages des sources que nous allons étudier afin de mieux poser les contraintes liées au schéma de pompage collisionnel [2.1.1].

2.1.1. Cas du xénon palladiumoïde

La figure 2.1.1 montre un schéma simplifié des niveaux de l'ion Xe IX. Le xénon palladiumoïde dans son état fondamental se comporte comme un ion à couches $1, 2, 3$ et sous couches $4s, 4p, 4d$ complètes. C'est donc un état stable ayant des énergies d'excitation et d'ionisation élevées. Les électrons se trouvant dans le niveau fondamental $^1S_0 4d^{10}$ passent aux différents niveaux excités par excitations collisionnelles. Le niveau $5d$ étant métastable et le niveau $5p$ se dépeuplant plus rapidement par désexcitation radiative, une inversion de population peut être ainsi obtenue entre les niveaux $^1S_0 4d^9 5d$ et $^1P_1 4d^9 5p$. La transition laser qui correspond à une longueur d'onde de 41,8 nm nécessite des électrons possédants une énergie cinétique supérieure ou égale à 106 eV.

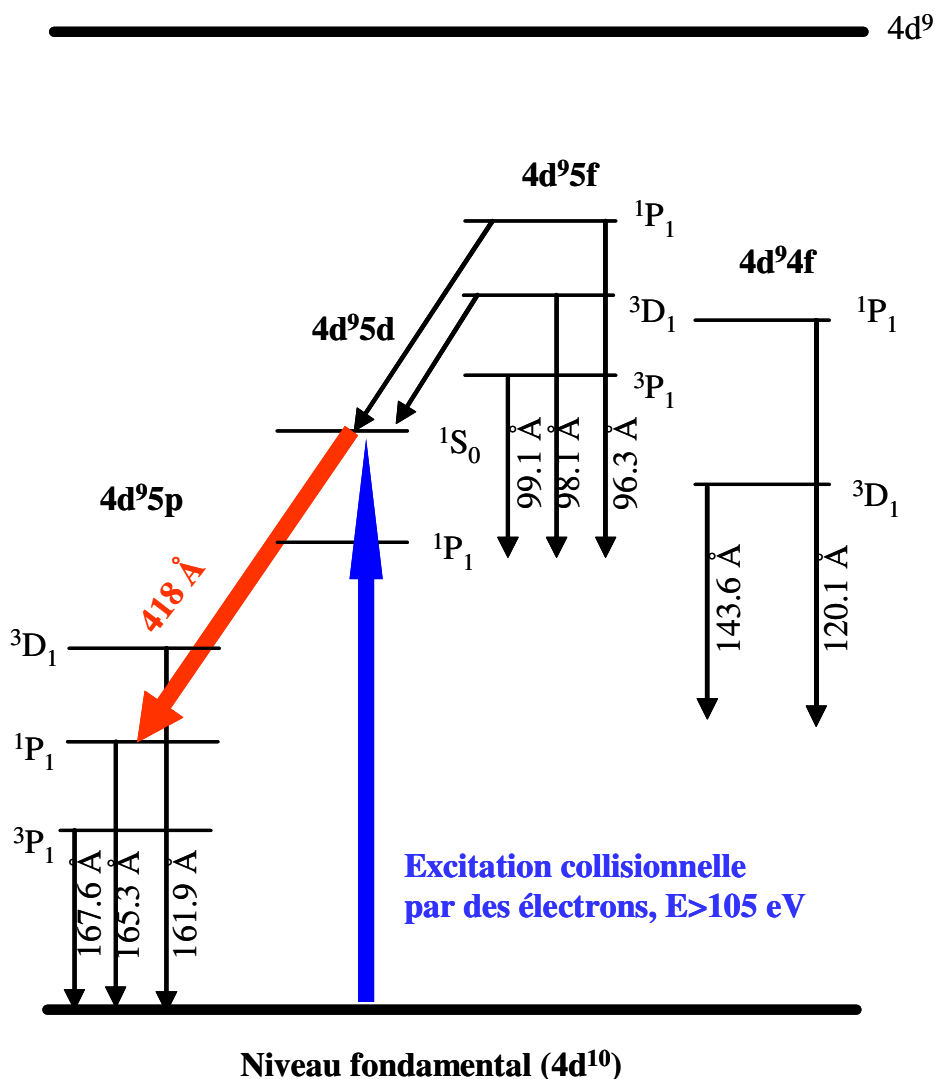


Figure.2.1.1. Schéma d'inversion du xénon palladiumoïdes.

2.1.2. Cas du krypton nickelöide

Comme le montre la figure 2.1.2, les excitations collisionnelles vers les différents niveaux s'effectuent à partir du niveau fondamental $^1S_0 3d^{10}$. Le niveau $4d$ est un état métastable et le niveau $4p$ se dépeuple plus rapidement par désexcitation radiative. Une inversion de population peut être obtenue entre les niveaux $^1S_0 3d^9 4d$ et $^1P_1 3d^9 4p$. L'excitation collisionnelle de l'état fondamental $^1S_0 3d^{10}$ vers le niveau supérieur $^1S_0 3d^9 4d$ nécessite des électrons ayant une énergie cinétique supérieure ou égale à 145 eV. La transition laser correspond à une longueur d'onde de 32,8 nm.

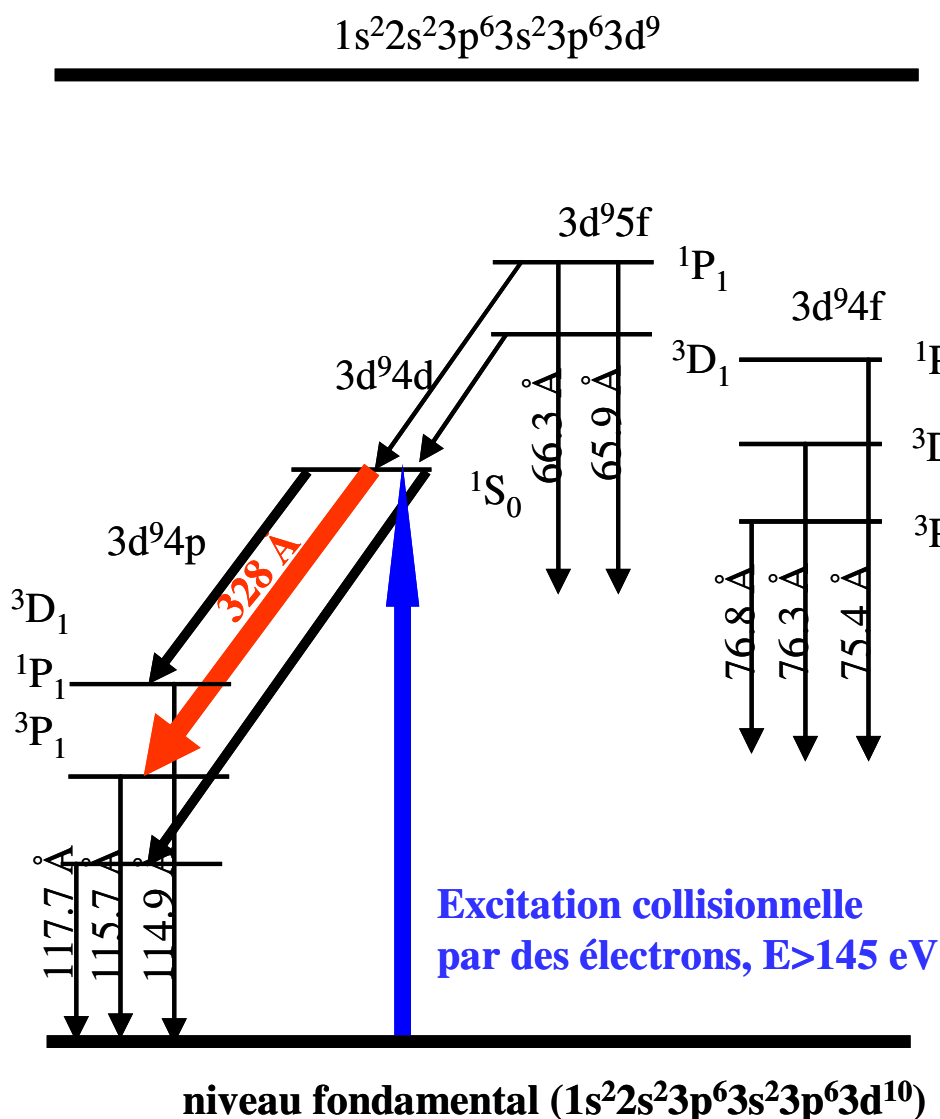


Figure.2.1.2. Schéma d'inversion du krypton nickelöide

Comme nous venons de le montrer, deux conditions doivent être réalisées simultanément pour que le pompage collisionnel fonctionne. Il faut créer un plasma ayant le bon état d'ionisation (Xe et Kr huit fois ionisé) et générer des électrons libres suffisamment énergétiques pour pomper le niveau supérieur de la transition laser. Nous allons donc nous intéresser à ces deux aspects en décrivant dans le détail les processus impliqués dans la création du plasma amplificateur en régime OFI.

2.2. CREATION DU PLASMA AMPLIFICATEUR PAR OFI

L'énergie d'un photon du laser de pompe (de l'ordre de 1 eV) est nettement inférieure aux énergies d'ionisation des ions que l'on veut créer. C'est pour cela qu'il est nécessaire d'utiliser une très forte intensité laser pour faire intervenir des phénomènes fortement non-linéaires. Ceux-ci se classent en trois catégories par ordre croissant d'intensité : ionisation multi-photonique, ionisation par effet tunnel et ionisation par suppression de barrière.

2.2.1. Ionisation multiphotonique

L'énergie nécessaire à l'ionisation de l'électron est obtenue par l'absorption de N photons. L'énergie cinétique de l'électron libre issu de l'ionisation est égale à la différence entre l'énergie des N photons absorbés et l'énergie de liaison de l'électron (figure.2.2.1). Ce phénomène intervient essentiellement pour les hautes fréquences et des éclaircissements inférieurs à $10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (pour une longueur d'onde à 800 nm).

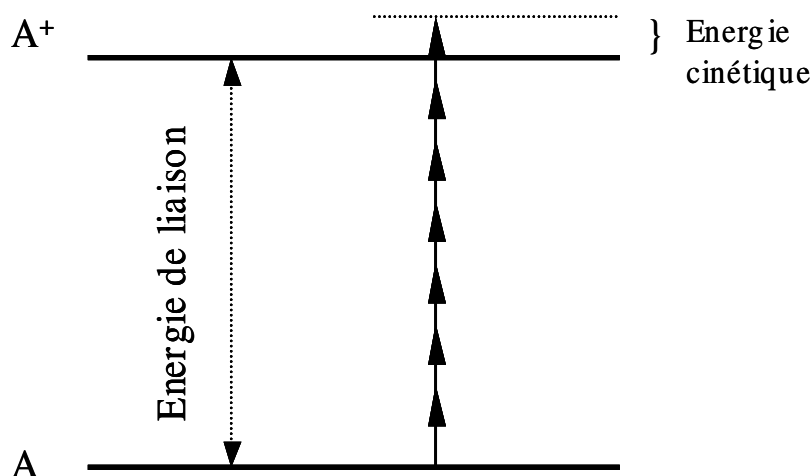


Figure 2.2.1. Ionisation multiphotonique d'un électron en absorbant sept photons.

2.2.2. Ionisation par effet tunnel

Lorsque le champ électrique du laser appliqué à l'atome devient très fort, il peut abaisser la barrière du potentiel liant l'électron à l'atome suffisamment pour que la

probabilité de franchir cette barrière devienne importante (figure 2.1.2 (b)). Lorsque le champ appliqué à l'atome oscille en fonction du temps, comme c'est notre cas, la barrière suit son évolution. Deux conditions sont donc nécessaires pour l'ionisation par effet tunnel. D'abord, un fort éclairement pour perturber le potentiel qui engendre l'électron. Ensuite, il faut que le temps de traversée de l'électron soit suffisamment court devant la période optique. Pour des longueurs d'onde se situant dans le domaine infrarouge et pour des intensités supérieures à $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$, ce régime devient prédominant.

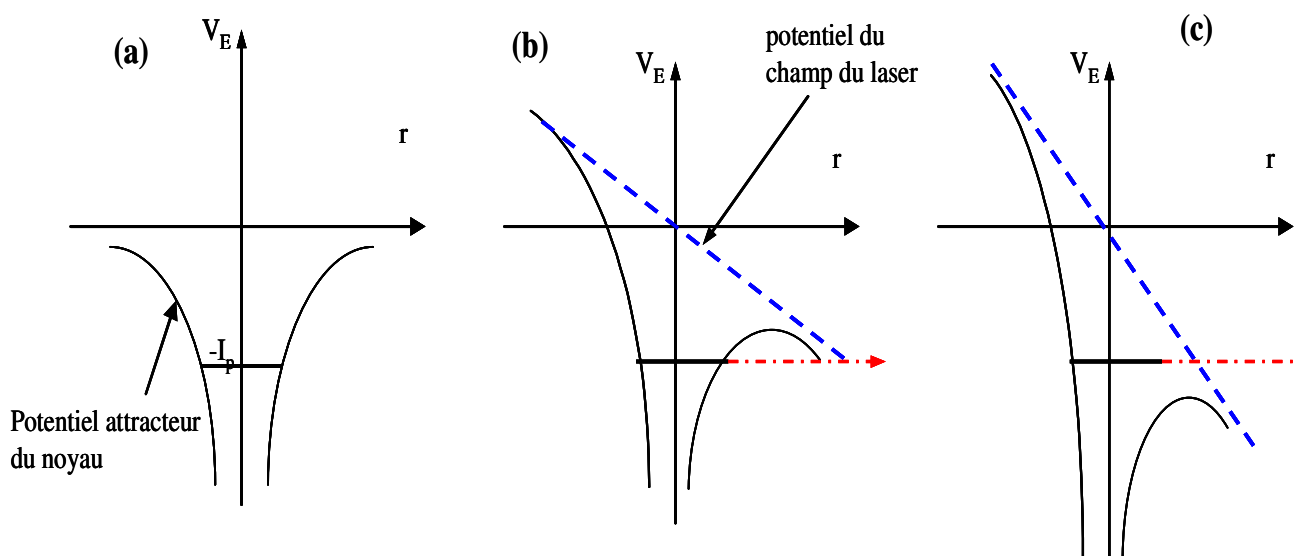


Figure 2.2.2. Variation du potentiel liant l'électron à son atome sous l'effet du champ du laser :
 a. au repos : pas de champ appliqué sur l'atome. b. ionisation tunnel : l'électron franchit la barrière. c. suppression de la barrière : l'électron n'est soumis à aucun potentiel et se trouve dans le continuum.

2.2.3. Ionisation par suppression de barrière

Si le champ électrique du laser est plus grand que le champ qui lie l'électron au noyau, la barrière de potentiel est abaissée au niveau de l'état fondamental et l'électron devient libre. Ce cas limite correspond au modèle par suppression de barrière dit « BSI » (« Barrier Suppression Ionisation »), où l'abaissement du potentiel coulombien correspond au potentiel d'ionisation. Il donne une borne supérieure à la valeur du champ électrique du laser E_{BSI} en dessous de laquelle l'ionisation a lieu par effet tunnel. Ce champ s'exprime en fonction du potentiel d'ionisation I_p et de l'état de charge Z après l'ionisation considérée :

$$E_{BSI} [V.m^{-1}] = 1.7 \cdot 10^8 \frac{I_p^2 [eV]}{Z} \quad (2.2.1)$$

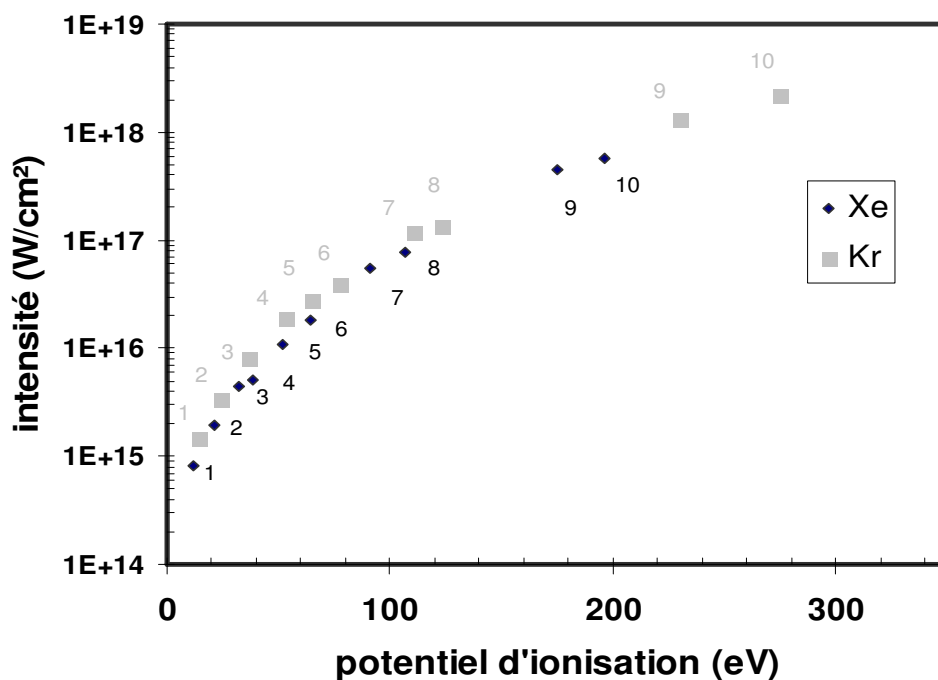
$$I_{BSI} [W.cm^{-2}] = 3,8 \cdot 10^9 \frac{I_p^4 [eV]}{Z^2} \quad (2.2.2)$$

I_{BSI} est l'intensité de suppression de barrière, I_p est le potentiel d'ionisation de l'état de charge correspondant. Ces deux équations sont valables dans le cas d'un champ statique et peuvent être appliquées dans le cas d'un champ oscillant si sa variation est lente par rapport au mouvement de l'électron vers le continuum. Le champ est considéré en effet comme étant quasi statique et l'électron suit adiabatiquement la variation oscillante de la barrière pendant son ionisation. La théorie BSI permet de prédire quand l'ionisation est saturée et calculer une intensité seuil au-dessus de laquelle l'ionisation tunnel n'est plus valable, mais elle ne donne pas une idée sur les seuils d'apparition des espèces ioniques. En effet, l'ionisation commence bien avant, par effet multiphotonique puis tunnel.

A partir de cette équation et des potentiels d'ionisation calculés pour le xénon et le krypton, nous présentons sur la figure (2.2.3) l'éclairement nécessaire pour les différents degrés d'ionisation pour le xénon et le krypton jusqu'à la dixième ionisation. Dans le contexte qui nous intéresse ici, c'est à dire ioniser huit fois le xénon et le krypton, il faut respectivement un éclairement laser de l'ordre de $7,6 \cdot 10^{16} W.cm^{-2}$ et $1,36 \cdot 10^{17} W.cm^{-2}$, en polarisation circulaire. Nous expliquerons par la suite, l'influence de la polarisation du laser de pompe sur la création du milieu amplificateur.

Par ailleurs, on observe dans les deux cas, un écart d'intensité important entre la huitième et la neuvième ionisation, ce qui illustre bien la relative stabilité des ions lasants que l'on veut produire. En effet, entre l'intensité nécessaire pour ioniser huit fois le xénon ou le krypton et celle pour atteindre la neuvième, il existe au moins un facteur 5 pour le xénon et 9 pour le krypton.

Par sa simplicité, le modèle BSI constitue une première approximation pour estimer l'intensité nécessaire pour créer une espèce ionique bien définie. Toutefois, il surestime l'intensité nécessaire pour atteindre le degré d'ionisation voulu et par conséquent l'énergie cinétique des électrons. On verra que cette énergie dépend de l'intensité au moment de l'ionisation. Pour obtenir des valeurs plus réalistes, il faut calculer les taux d'ionisation par effet tunnel.



2.2.3. *Intensité d'ionisation pour le krypton et le xénon calculées à partir du modèle BSI en polarisation circulaire.*

2.2.4. Paramètre de Keldysh

Le paramètre de Keldysh introduit le rapport entre le temps de franchissement de barrière de l'électron et la période optique du laser. En supposant un champ quasi statique il se définit sous la forme :

$$\gamma = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}} \quad (2.2.3)$$

avec

$$U_p = \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} \quad (2.2.4)$$

U_p est le potentiel pondérateur du laser associé correspondant à l'énergie d'oscillation d'un électron de masse m et de charge q , soumis à un champ électrique E de pulsation ω . D'après le travail de Keldysh, l'ionisation multiphotonique est prédominante lorsque $\gamma \gg 1$; alors que l'ionisation par effet tunnel prédomine si $\gamma \ll 1$. Le dernier cas était validé expérimentalement par Ikov [2.2.2] qui a montré que dans ces conditions,

l'ionisation se fait essentiellement par effet tunnel. Augst *et al* [2.2.3] ont même démontré que pour des conditions expérimentales où $0,1 < \gamma < 1$, le processus responsable de l'ionisation était principalement par effet tunnel. Le champ intermédiaire ($\gamma \sim 1$) est très difficile à étudier théoriquement. Il nécessite un développement de l'équation de Schrödinger où le champ électrique ne peut plus être considéré comme une perturbation du champ coulombien. On parle alors, d'une ionisation multiphotonique en champ fort.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire concernent un laser ayant les caractéristiques suivantes : une longueur d'onde à 800 nm, une intensité maximale de l'ordre de $10^{16} - 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ et une trentaine de femtosecondes de durée d'impulsion (profil gaussien). Dans ces conditions, le processus d'ionisation dominant est par effet tunnel. Notons toutefois, qu'avant que le champ devienne suffisamment intense, les premières ionisations peuvent être multiphotoniques. Augst *et al* [2.2.4] ont démontré d'ailleurs que la première ionisation du xénon et du krypton est multiphotonique. Dans notre cas, l'intensité croît assez rapidement, donc le régime du champ intense caractérisant l'effet tunnel sera rapidement atteint.

2.3. ETAT DU MILEU IONISE PAR EFFET TUNNEL

Du fait de la complexité du calcul des taux d'ionisation en basse fréquence par effet tunnel, plusieurs formules basées sur différentes approximations existent dans la littérature. Les taux d'ionisation dit « KFR » (Keldysh, Faisal, Reiss) [2.2.1] ont été calculés pour les ions hydrogénoïdes. Les expériences montrent qu'ils sont valables pour les atomes légers ($Z \leq 2$). Pour les atomes complexes, en particulier les gaz rares, le modèle « ADK » (Ammosov, Delone, Krainov) [2.3.1] est le plus approprié.

2.3.1. Taux d'ionisation tunnel

Le calcul des taux ADK est obtenu en raccordant les fonctions d'onde de l'électron dans les trois zones : avant la barrière, dans la barrière et loin de cette barrière, et en prenant pour les deux zones extrêmes la limite d'une fonction d'onde hydrogénoïde pour un électron complètement lié et une onde plane pour un électron libre. La forme exacte de la

barrière est la plus difficile à approcher et dépend de plusieurs paramètres. Cette formule est passée par plusieurs modifications pour être adapter au cas des atomes lourds, en apportant des corrections sur les nombres quantiques l , m et n . Pour éviter toute ambiguïté, nous retiendrons une forme qui donnent une valeur corrigée des taux ADK en polarisation linéaire et qui élimine toute dépendance problématique en l , m et n (voir la référence [2.3.2]). Le taux d'ionisation W_{lin} s'écrit alors :

$$W_{lin} = \left(\frac{3}{\pi} \frac{n^{*2} E}{Z^3} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{ED^2}{8\pi Z} \right) \exp \left(- \frac{2Z^3}{3n^{*3} E} \right) \quad (2.3.1)$$

$$\text{avec} \quad (n^*)^2 = \frac{Z^2}{2I_p} \quad \text{et} \quad D = \left(\frac{4eZ^3}{En^{*4}} \right)^{n^*} \quad (2.3.2)$$

Z est l'état de charge de l'ion considéré. E est l'amplitude du champ électrique appliqué, n^* est le nombre quantique effectif principal. e est le nombre d'Euler ($e = 2,7182\dots$). Le taux d'ionisation en polarisation circulaire est celui correspondant à un champ statique, le passage de l'un à l'autre se fait la formule suivante :

$$W_{circ} = W_{lin} \left(\frac{\pi E_0}{3 E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3.3)$$

Notons que le terme $\left(\frac{\pi E_0}{3 E} \right)^{\frac{1}{2}}$ résulte de la moyenne sur une période optique du champ oscillant E . Dans un cas plus général, l'expression du taux d'ionisation tunnel en polarisation elliptique n'existe pas analytiquement et doit être calculé numériquement.

Le calcul des taux ADK permet de calculer la probabilité d'ionisation d'un atome soumis à une impulsion laser de durée et d'intensité fixées. L'atome (au début neutre) passe pendant le passage de l'impulsion laser par plusieurs états de charge. La dynamique d'ionisation est régie par un système d'équations différentielles couplées au premier ordre :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho_0(t)}{\partial t} &= -W_0(t) \rho_0(t) \\
\frac{\partial \rho_1(t)}{\partial t} &= -W_1(t) \rho_1(t) + W_0(t) \rho_0(t) \\
&\quad \text{M} \quad \quad \text{M} \quad \quad \text{M} \quad \quad \text{M} \\
\frac{\partial \rho_j(t)}{\partial t} &= -W_j(t) \rho_j(t) + W_{j-1}(t) \rho_{j-1}(t)
\end{aligned} \tag{2.3.4}$$

W_j et ρ_j sont le taux d'ionisation et la densité ionique d'un atome j fois ionisé. Pour les plasmas créés par des impulsions femtosecondes, cette dynamique est très rapide. En effet, lorsque l'intensité dépasse les 10^{16} W/cm², l'ionisation s'effectue sur le front avant de l'impulsion, avec des temps caractéristiques inférieurs à la dizaine de femtosecondes. La figure 2.3.1, montre l'évolution de l'état de charge moyenne d'un atome de krypton et de xénon, lors de son interaction avec une impulsion laser infrarouge, d'intensité maximale de $5 \cdot 10^{16}$ W/cm² et une durée d'impulsion à mi-hauteur de 40 fs. L'atome passe par différent état de charge avant d'atteindre l'état de charge +8.

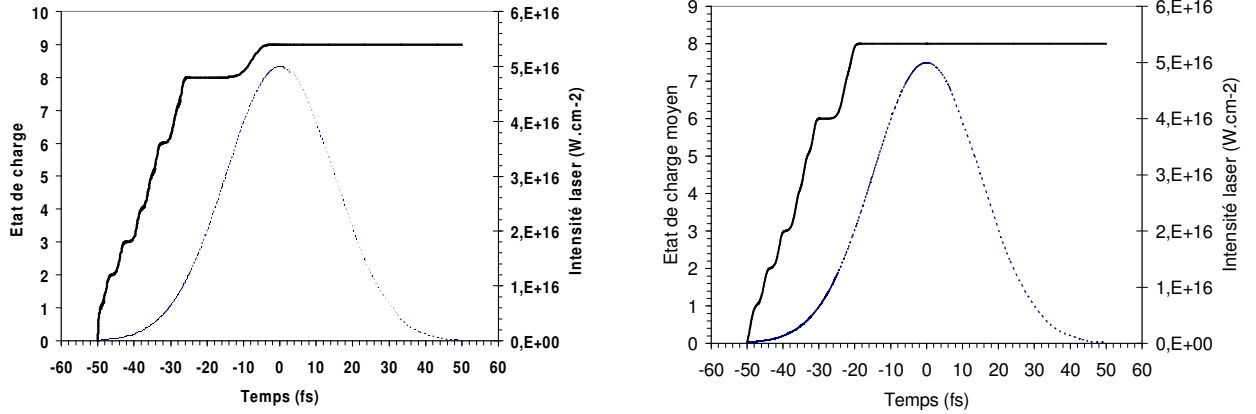


Figure 2.3.1. Evolution de l'état de charge du krypton (à gauche) et de xénon (à droite), pendant son interaction avec une impulsion laser.

2.3.2. Ionisation au-dessus du seuil ATI

Au cours de l'ionisation, l'électron libéré peut acquérir une énergie supérieure à l'énergie suffisante pour se détacher de l'atome (supérieure à son énergie de liaison).

L'ionisation est alors appelée au dessus du seuil, ou « ATI » (:Above Threshold Ionisation). L'électron de charge (e) et de masse (m) est soumis au champ électrique E du laser d'intensité I qui s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{E} = E_{0x} \cos(\omega t) \cdot \mathbf{x} + E_{0y} \sin(\omega t) \cdot \mathbf{y} \quad (2.3.5)$$

$$E_{0x} = \sqrt{\frac{2I\phi}{\epsilon_0 c}} \quad E_{0y} = \sqrt{\frac{2I(1-\phi)}{\epsilon_0 c}} \quad (2.3.6)$$

ϕ définit l'état d'ellipticité du champ. $\phi = 0$ correspond à une polarisation linéaire et $\phi = 1/2$ à une polarisation circulaire. L'amplitude du champ électrique peut être tirée :

$$E(t) = E_0 \sqrt{\frac{1}{2} + \left(\phi - \frac{1}{2}\right) \cos(2\omega t)} \quad (2.3.7)$$

Nous utilisons l'approximation qui consiste à considérer que l'enveloppe temporelle qui engendre l'impulsion est lentement variable devant l'oscillation du champ électrique ($E_0 \sim$ constante). En appliquant la relation fondamentale de la dynamique et négligeant les effets magnétiques, on peut tirer l'expression de la vitesse de l'électron soumis au champ. Son énergie cinétique à un instant t s'écrit :

$$E_c(t) = \frac{e^2 E_0^2}{2m\omega^2} [\phi \cos^2(\omega t) + (1-\phi) \sin^2(\omega t)] \quad (2.3.8)$$

Deux cas limite se présentent :

$$E_c(t) = \begin{cases} \frac{e^2 E_0^2}{2m\omega^2} \sin^2(\omega t) & \phi = 0 \\ \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} & \phi = \frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.3.9)$$

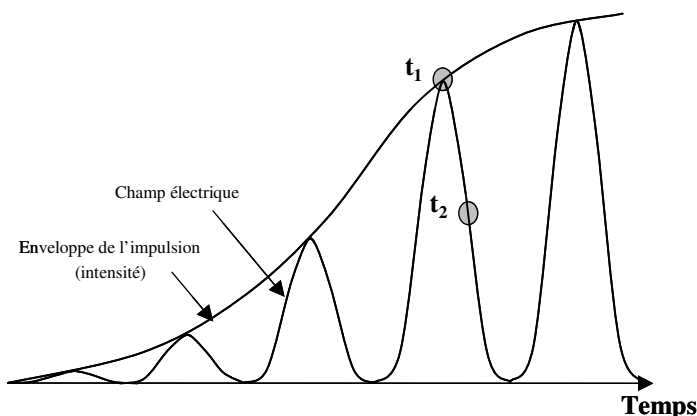


Figure 2.3.2. L'enveloppe de l'impulsion et le champ électrique oscillant. Il y a plus d'électrons qui sont ionisés à t_1 qu'à t_2 .

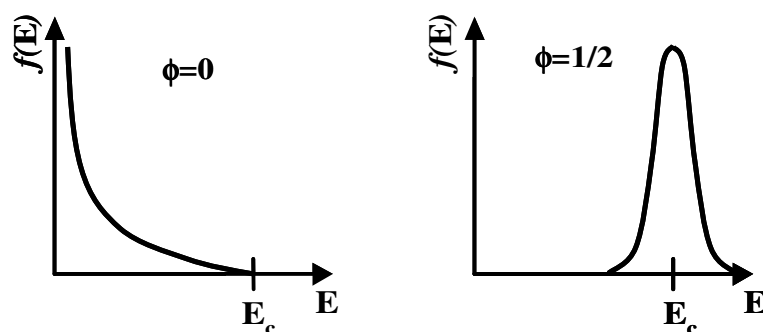


Figure 2.3.3. Distribution simplifiée des électrons en fonction de l'énergie après le passage de l'impulsion laser en polarisation linéaire (à gauche) et en polarisation circulaire (à droite).

D'après l'équation 2.3.1, le taux d'ionisation est maximal en polarisation linéaire, lorsque $E(t)$ est maximal (voir figure 2.3.2), c'est à dire $\omega t = 0[\pi]$. Or, à cet instant l'énergie cinétique des électrons est égale à zéro. En revanche, en polarisation circulaire, l'énergie cinétique est presque constante sur tout le cycle optique. La distribution d'énergie qui en résulte est présentée sur la figure 2.3.3. Notons d'autre part que E_0 dépend du temps ($E_0(t) = e^{-t^2/\Delta t^2}$, pour une impulsion à profil gaussien). L'énergie cinétique qu'acquiert l'électron en particulier en polarisation circulaire dépend du moment d'ionisation.

La polarisation permet de contrôler la température électronique dans un plasma créé par OFI. La polarisation linéaire est intéressante pour les lasers X suivant le schéma de recombinaison car elle limite le chauffage du plasma. Dans notre cas, nous voulons créer

des électrons suffisamment énergétiques pour pomper par collisions le niveau supérieur. Nous utiliserons donc des impulsions laser en polarisation circulaire.

2.3.3. Distribution énergétique des électrons

Après le passage de l'impulsion du laser, une population d'électrons libres peuple le plasma. Leur énergie cinétique dépend essentiellement du champ électrique du laser au moment de l'ionisation. La distribution d'énergie des électrons juste après le passage du laser est non maxwellienne. Elle est constituée de plusieurs pics associés aux différents degrés d'ionisation. Les collisions permettent ensuite d'échanger l'énergie entre les électrons et tendent à thermaliser la distribution.

D'autres phénomènes peuvent participer au chauffage mais l'énergie qu'ils transfèrent aux électrons est négligeable par rapport à l'énergie qu'ils acquièrent au moment de l'ionisation. Nous faisons ici une revue rapide de ces phénomènes :

a. Les effets relativistes : Si les électrons, ionisés par effet tunnel en polarisation circulaire, sont relativistes, la distribution énergétique des électrons doit être corrigée d'un facteur f_{rel} (par rapport au calcul classique) tel que :

$$f_{rel} = \sqrt{1 + \frac{q^2 \lambda^2 I}{8\pi m^2 c^5 \epsilon_0}} \quad (2.3.10)$$

Pour un laser titane saphir qui émet à 800 nm avec une intensité typique au foyer de $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, le maximum de distribution d'énergie doit être translaté de 2 % par rapport à sa valeur dans le modèle classique. L'effet relativiste peut être par conséquent ignoré. D'une façon générale, les phénomènes relativistes apparaissent pour des intensités supérieures à $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ (pour $\lambda = 800 \text{ nm}$), ce qui n'est pas la gamme d'intensité qui intéresse cette étude.

b. Bremsstrahlung inverse : Le processus d'absorption collisionnelle ou absorption par « Bremsstrahlung inverse » se produit lorsqu'un électron libre du plasma oscille dans le champ laser. L'énergie qu'il acquiert du champ est convertie en énergie thermique par collisions avec les ions. Cet effet dépend de la durée d'impulsion laser et du temps entre

deux collisions. En polarisation circulaire et pour une impulsion de l'ordre de 30 fs de durée, la contribution de Bremsstrahlung inverse à la température électronique ne commence d'être significatif qu'à partir d'une densité atomique de 10^{19} cm^{-3} [2.3.3]. Pour les densités qui nous intéressent ($10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), cet effet ne joue qu'un rôle mineur.

c. Force pondéromotrice : Jusqu'ici nous avons considéré que l'intensité est distribuée d'une façon homogène dans le plasma. En réalité, le faisceau est focalisé dans le milieu et l'intensité dans le foyer où elle est maximale est beaucoup plus élevée qu'ailleurs. Cette distribution spatiale de l'intensité entraîne une force sur l'électron libre du plasma, qui est opposée au gradient de l'intensité laser. Les effets de cette force apparaissent pour les fortes intensités. Sur l'axe du laser, l'électron est accéléré sur le front avant et décéléré sur le front arrière de l'impulsion. Une impulsion de $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ d'intensité fournit à l'électron une énergie cinétique de l'ordre de quelques eV. Cette énergie est négligeable par rapport à l'énergie qu'il possède par ATI en polarisation circulaire.

2.4. PROPAGATION ET REFRACTION

Comme nous avons vu dans le paragraphe 1.2.2 (Chapitre I), l'émission du laser X nécessite trois conditions : créer une colonne de plasma, créer l'espèce ionique qui va former le milieu amplificateur (qui est le Xe^{8+} ou le Kr^{8+} dans notre cas) et pomper le niveau supérieur de la transition laser pour atteindre une inversion de population. En pompage longitudinal, le maintien d'une intensité élevée, nécessaire pour créer les ions Xe^{8+} et Kr^{8+} , détermine la longueur et la forme du plasma amplificateur. Dans ce paragraphe, nous étudions la propagation du faisceau laser de pompe et les problèmes qu'on peut rencontrer. Nous commençons d'abord par rappeler les lois qui gèrent la propagation d'un faisceau gaussien dans un milieu gazeux.

2.4.1. Propagation du faisceau gaussien dans le vide

Considérons un faisceau monochromatique se propageant dans le vide. La fonction du champ électrique $\vec{E}$ associé à cette onde est une solution de l'équation d'Helmholtz :

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (2.4.1)$$

Avec $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$. Pour le cas des lasers, les rayons amplifiés sont concentrés autour de l'axe qui définit la cavité (Oz). L'onde est dite paraxiale et s'écrit sous cette forme :

$$\vec{E} = U(r, z) e^{ikz} \vec{u} \quad (2.4.2)$$

L'équation d'Helmholtz peut s'écrire alors dans le repère cylindrique de cette manière :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right] U(r, z) = 0 \quad (2.4.3)$$

Une solution de cette équation est dite celle des ondes paraboloides et nous pouvons écrire le champ complexe du faisceau $E(r, z)$ dans le mode gaussien fondamental sous cette forme :

$$E(r, z) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} e^{-\frac{r^2}{W^2(z)}} e^{-i \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_R}\right) + ikz} e^{i \frac{kr^2}{2R(z)}} \quad (2.4.4)$$

Où la première partie de l'exponentielle exprime l'amplitude. Les deuxième troisième parties représentent successivement la phase longitudinale et radiale. $W(z)$ est la largeur du faisceau. $R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde. Ils sont définis ainsi :

$$R(z) = \frac{z^2 + z_R^2}{z} \quad (2.4.5)$$

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.4.6)$$

Où W_0 dit waïst est le rayon du faisceau à $z=0$. Il définit la distance à l'axe pour laquelle l'amplitude du champ est $1/e$ sa valeur sur l'axe. En fait, la diffraction naturelle de l'onde conduit à une taille non nulle du faisceau au foyer (à $z=0$) contrairement à ce que prévoit l'optique géométrique. Z_R est la longueur de Rayleigh qui est définie comme étant la distance de propagation au bout de laquelle $W(z)$ diminue d'un facteur $\sqrt{2}$. Z_R est la longueur caractéristique de variation suivant z du rayon et de l'intensité du faisceau sur l'axe. Elle se calcule par la relation:

$$z_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} \quad (2.4.7)$$

Expérimentalement, le faisceau de pompe est gaussien et collimaté. Il est focalisé avec une optique de focalisation de longueur focale f et de diamètre D . Le rayon de la tache focale est donné par :

$$W_0 = \frac{1,22\lambda f}{D} \quad (2.4.8)$$

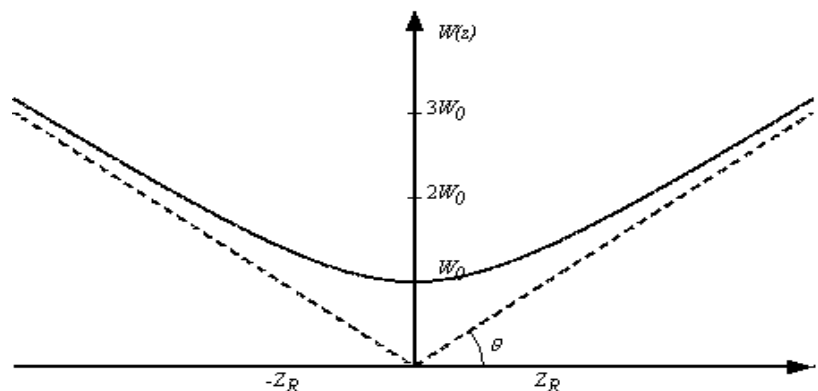


Figure 2.4.1. Trajectoire du rayon d'un faisceau gaussien dans le vide autour du foyer

2.4.2. Réfraction

Lorsque le laser interagit avec le gaz, le plasma ainsi généré est plus ionisé au centre que sur les bords de la tache focale. Ceci a pour conséquence la formation d'un gradient de densité électronique et donc un gradient d'indice optique dans le plan transverse à l'axe de propagation qui a pour conséquence de réfracter le faisceau laser.

2.4.2.1. Indice de réfraction

L'indice de réfraction dans un plasma de densité électronique (n_e) dépend de la pulsation propre du plasma (ω_p) et celle de l'onde incidente (ω) qui l'a créé. Il est donné par :

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.4.9)$$

Avec
$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (2.4.10)$$

et
$$\omega^2 = \frac{n_c e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (2.4.11)$$

n_c est la densité critique à partir de laquelle le rayonnement ne peut plus se propager. A partir de ces trois équations, l'indice de réfraction s'écrit alors :

$$n^2 = 1 - \frac{n_e}{n_c} \quad (2.4.12)$$

Nous travaillons avec un milieu de densité électronique de l'ordre de $n_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. A partir de l'équation (2.4.11) on peut calculer la densité critique pour le laser de pompe et celle pour le laser X. Pour le pompage, nous allons utiliser un laser titane saphir ($\lambda = 800 \text{ nm}$), on a donc $n_c = 1,75 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Pour le laser X dans le xénon ($\lambda = 41,8 \text{ nm}$), on a $n_c = 6,4 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Dans les deux cas, nous avons $n_e \ll n_c$. La dispersion de vitesse de groupe que peut entraîner l'indice de réfraction par rapport au vide est par conséquent négligeable. Le développement limité au premier ordre de l'équation (2.4.11) donne :

$$n = 1 - \frac{1}{2} \frac{n_e}{n_c} \quad (2.4.13)$$

Cette équation n'est valable que dans le cas d'un plasma homogène. En réalité, on doit prendre en compte l'inhomogénéité du plasma qui dépend de la distribution spatiale de l'intensité laser comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent. L'indice de réfraction $n(r, \theta, z)$ dépend alors de la position $\vec{r}(r, \theta, z)$ du rayon dans le plasma (z est l'axe de propagation). Nous prenons le cas simple d'un profil de densité électronique

parabolique et nous supposons que sur la longueur de Rayleigh (zone qui nous intéresse), l'intensité (et donc la densité électronique) ne dépend pas de z . En prenant la symétrie cylindrique, l'équation (2.4.12) s'écrit alors :

$$n(r) = 1 - \frac{1}{2} \frac{n_e(r)}{n_c} \quad (2.4.14)$$

La figure 2.4.2 présente le cas simple d'un profil de densité parabolique. Elle montre que l'indice de réfraction a le même profil (à un signe moins près) que la densité électronique. Plus généralement, la trajectoire d'un rayon se propageant dans un milieu inhomogène d'indice de réfraction $n(x,y,z)$ peut se déterminer à partir de l'approximation classique :

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla n(x, y, z) \quad (2.4.15)$$

Où
$$ds = \sqrt{(dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2} \quad (2.4.16)$$

Si on suppose de plus que le profil de densité ne dépend que de du paramètre transverse, cette équation s'écrit alors:

$$n(r) \frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{dn(r)}{dr} \quad (2.4.17)$$

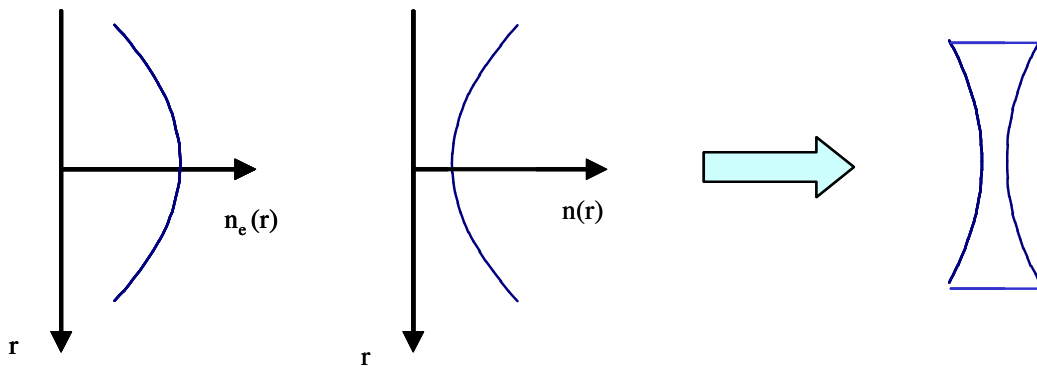


Figure 2.4.2. Profil parabolique de densité électronique radiale (n_e) induit le même profil d'indice de réfraction (n) mais dans le sens inverse. Le milieu joue alors le rôle d'une lentille divergente.

2.4.2.2. Effet de la réfraction sur la propagation

En se propageant dans un milieu ayant un profil d'indice de réfraction minimale sur l'axe, la vitesse de phase est plus petite sur les bords. Ceci conduit à une courbure du front de phase et donc une divergence du faisceau. Le plasma se comporte alors comme une lentille divergente qui déplace le foyer et (figure 2.4.3). La longueur de Rayleigh est plus courte, la taille W_0 du faisceau augmente et l'intensité maximale dans le plan focal diminue par conséquent. Deux types de réfraction se présente. La première concerne le faisceau du laser X qui peut s'éloigner de la région où le gain est maximal. La deuxième concerne le faisceau de pompage qui pendant sa propagation va créer, par les pieds et par le front avant de l'impulsion, le gradient de densité qui va le défocaliser. Comme le montre l'équation (2.4.9), cet effet est moins critique pour les plus courtes longueurs d'onde. Il est plus important de deux ordres de grandeurs pour le faisceau infrarouge.

Pour évaluer l'effet de la réfraction, Rankin et al [2.4.1] ont défini une condition. La longueur du plasma au bout de laquelle la phase de l'impulsion sur l'axe change de $\pi/2$ est :

$$L_D = \frac{\lambda}{2} \frac{n_c}{n_e} \quad (2.4.18)$$

Si cette distance est inférieure à la longueur de Rayleigh alors la réfraction doit être prise en considération. A partir de (2.4.7), on peut écrire :

$$\frac{n_c}{n_e} > \frac{\lambda^2}{2\pi w^2} \quad (2.4.19)$$

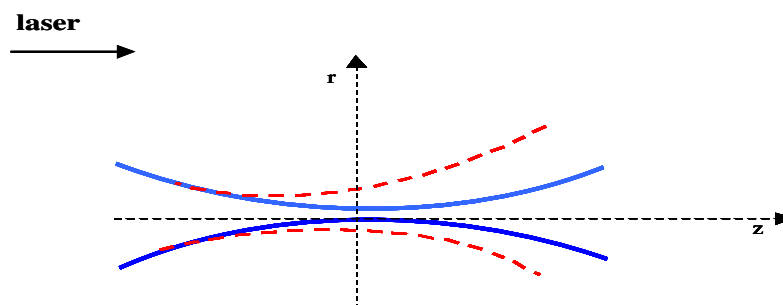


Figure 2.4.3. A cause de la réfraction, le faisceau du laser est défocalisé (en traits pointillés) par rapport à sa propagation dans le vide (trait plein). Le foyer est décalé et le waïst devient plus grand.

2.5. AMPLIFICATION DU RAYONNEMENT XUV EN REGIME ASE

Nous avons vu dans les paragraphes précédents comment le milieu amplificateur a été créé. Nous allons étudier maintenant comment l'émission d'un plasma en inversion de population peut être amplifier. Comme nous l'avons dit dans le chapitre précédent les lasers XUV par OFI fonctionnent en régime ASE. La quantité physique qui nous intéresse en particulier dans ce système est l'intensité du rayonnement émergent. Pour la calculer, il faut résoudre l'équation de transfert radiatif que nous donnerons par la suite. Cette équation dépend de plusieurs paramètres tels que les aspects géométriques, la pression du milieu, l'inhomogénéité spatiale, la dépendance temporelle et les propriétés spectrales. Une solution analytique n'est possible que dans certains cas particuliers. Dans ce paragraphe, nous allons donner les formules de base d'un cas simple : un milieu de géométrie cylindrique de gain homogène indépendant du temps.

2.5.1. Coefficient de gain et émissivité

Deux grandeurs permettent de définir dans la limite des faibles intensités un milieu émettant un rayonnement qui correspond à la transition entre deux niveaux atomiques : l'émissivité $j(\nu)$ et le coefficient de gain (ou d'absorption) $G(\nu)$.

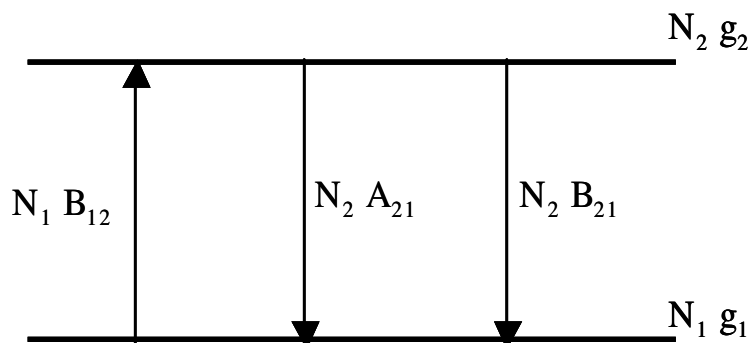


Figure 2.5.1. Processus radiatifs possibles entre deux niveaux atomiques : absorption, émission spontanée et émission stimulée (appelée aussi induite).

N_1 , N_2 , g_1 et g_2 sont respectivement les densités de populations et les degrés de dégénérescence des niveaux supérieur (2) et inférieur (1). $j(\nu)$ et $G(\nu)$ s'expriment sous cette forme :

$$j(\nu) = N_2 h \nu A_{21}(\nu) \quad (2.5.1)$$

$$G(\nu) = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \frac{c^2}{8\pi \nu_0^2} B_{21}(\nu) \quad (2.5.2)$$

Où h est la constante de Planck, ν la fréquence, A_{21} et B_{21} sont les coefficients d'Einstein respectifs pour l'émission spontanée et l'émission stimulée. $A_{21}(\nu)$ exprime la probabilité de l'émission spontanée dans l'intervalle de fréquence $[\nu ; \nu + d\nu]$ et peut s'écrire comme le produit de la probabilité totale de la transition entre deux niveaux (A) et d'une fonction normalisée $\phi(\nu)$ du profil spectral de cette émission. $A_{21}(\nu) = A_{21}\phi(\nu)$, avec $\int \phi(\nu) d\nu = 1$. De même pour $B_{21}(\nu)$. L'émissivité $j(\nu)$ correspond à la densité spectrale

d'énergie rayonnée par unité de volume et par seconde, et s'exprime en W.cm^{-3} . Pour que le milieu soit amplificateur il faut vérifier la condition $\frac{N_2}{g_2} > \frac{N_1}{g_1}$. Le coefficient de gain caractérise les qualités amplificatrices du milieu et s'exprime généralement en cm^{-1} .

2.5.2. Taux de collisions

Le coefficient de gain est proportionnel à l'inversion de population. Il est donc directement lié aux taux de pompage collisionnel. Ce processus a lieu, avec une certaine probabilité, lorsque un électron libre possède une énergie égale ou supérieure à la différence entre deux niveaux d'énergie. Si on considère l'excitation du niveau fondamental vers le premier niveau de la transition laser (de 0 à 1), ou de du niveau fondamental vers le deuxième niveau (de 0 à 2). Le taux d'excitation collisionnel dans une unité de volume C_{01} (ou C_{02}) peut être exprimé en fonction de la section efficace σ_{01} (ou σ_{02}), de la vitesse des électrons libres v et de leur fonction de distribution $f(v)$:

$$C_{01} = \langle \sigma_{01} v \rangle = \int v \sigma(v) f(v) dv \quad (2.5.3)$$

De même pour C_{02} . La section efficace s'exprime généralement en fonction de l'énergie de l'électron ε_c et de la force de collision Ω calculés par la mécanique quantique.

$$\sigma(\varepsilon)_{01} = \frac{h^2}{8\pi m_e \varepsilon_c g_1} \Omega(\varepsilon)_{01} \quad (2.5.4)$$

Si nous connaissons la fonction de distribution énergétique des électrons, cette équation devient :

$$C_{01} = \frac{\pi a_0^2}{g_1} \int \frac{v \Omega(v)_{01} f(v)}{\varepsilon_c} dv \quad (2.5.5)$$

Cette équation se résout numériquement en prenant certaines approximations. Lorsque la fonction Ω n'est pas connue, il existe quelques règles pour déterminer le taux de collisions [2.5.1]. Nous n'entrerons pas dans les détails de calcul mais nous donnons à titre

d'exemple la fonction de la force de collisions, calculée par L. Upcraft [2.5.2], pour le Xe^{8+} et le Kr^{8+} du niveau fondamental vers les niveaux correspondantes de la transition laser (figure 2.5.2). Le peuplement par collisions du niveau supérieur ne commence d'être supérieur au peuplement du niveau inférieur qu'à partir d'une énergie de l'ordre de 180 eV pour le xénon et 450 eV pour le krypton. En augmentant l'énergie, le taux de pompage vers le niveau supérieur devient de plus en plus élevé que vers le niveau inférieur. Ce calcul suppose une distribution maxwellienne, ce qui est dans notre cas une approximation importante. Il montre toutefois que l'énergie nécessaire au pompage est bien supérieure à celle qui correspond à la différence entre les deux niveaux (1 et 2) et que plus l'énergie des électrons augmente, plus la probabilité d'exciter le niveau supérieur est élevée. En revanche, si l'excitation collisionnelle est trop forte, elle peut conduire à une ionisation des ions de Xe^{8+} et Kr^{8+} . Le calcul des taux d'ionisation collisionnelle nécessite une étude de mécanique quantique. Il existe toutefois quelques formules qui permettent de donner des valeurs approchées [2.5.3 et 2.5.4]. Notons enfin que l'ionisation collisionnelle réagit sur toutes les espèces ioniques présentes dans le plasma (et pas seulement le Xe^{8+}). Les ions ayant une charge inférieure à huit (au début) peuvent atteindre cet état de charge et participer par conséquent à l'amplification.

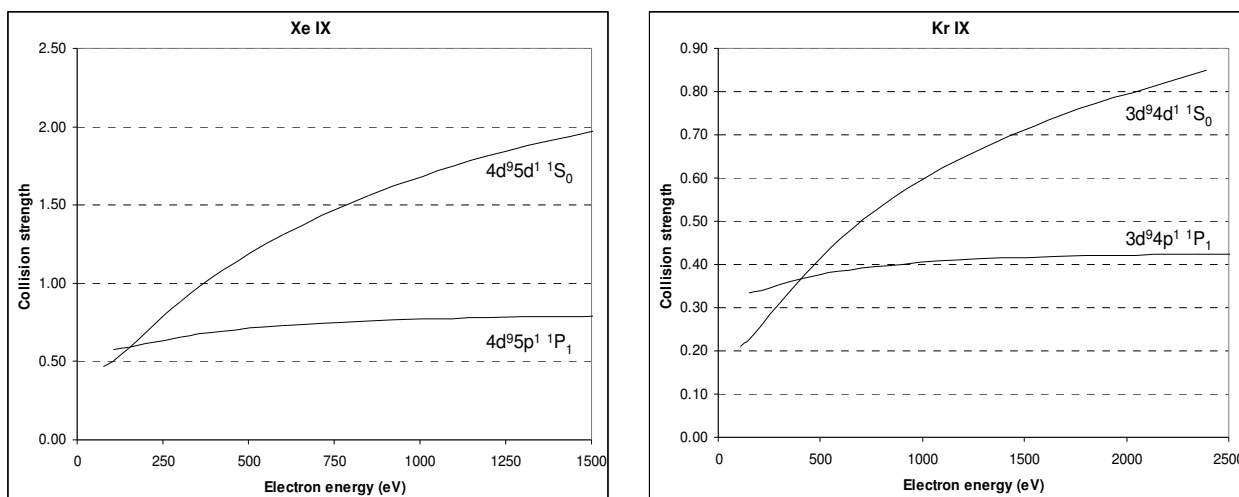


Figure 2.5.2. Force de collisions vers les niveaux de la transition laser en fonction de l'énergie électronique.

2.5.3. Equation de transfert dans le régime à faible signal

Nous nous sommes attaché à décrire jusqu'à présent les différentes caractéristiques du plasma amplificateur mais il faut maintenant considérer l'amplification de la raie laser au cours de sa propagation le long de la colonne de plasma. Pour calculer l'intensité du rayonnement émergent d'une colonne de plasma, nous prenons le cas d'un milieu actif de géométrie cylindrique (figure 2.5.3) de longueur L et de diamètre $2a$, vérifiant la relation ($a \ll L$). Nous supposons que le milieu est homogène. L'effet de réfraction du rayonnement XUV est par conséquent ignoré pour l'instant.

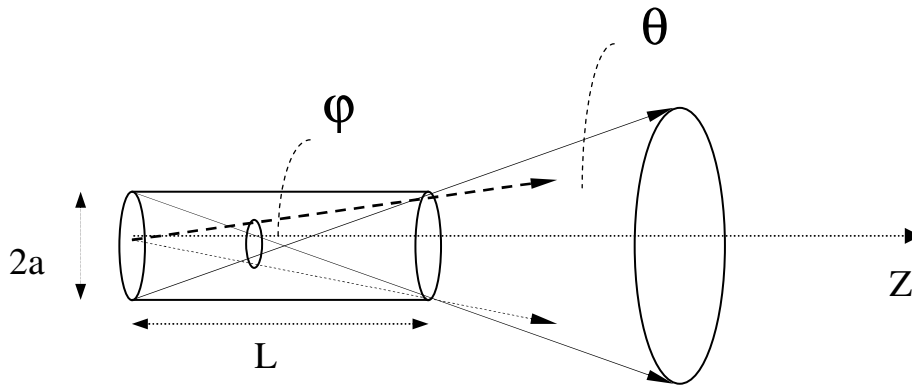


Figure 2.5.3 Modèle simplifié d'un milieu actif uniforme fonctionnant sous le régime ASE. L'intensité du rayonnement émergent se situe dans le cône d'angle solide θ .

Le rayonnement émergent du plasma est contenu dans le cône d'angle solide θ . Nous nous intéressons en particulier au rayonnement qui a vu la plus forte amplification, c'est à dire celui qui a été émis à l'extrémité de la colonne et amplifié sur toute la longueur L . Il est contenu dans un angle solide φ . On a ($a \ll L$)

$$\theta = \frac{4\pi a^2}{L^2} \quad (2.5.6)$$

et

$$\varphi = \frac{\pi a^2}{L^2} \quad (2.5.7)$$

En ne prenant en compte que l'émission X dans l'angle solide φ , $j(v)$ et $G(v)$ peuvent s'écrire :

$$j(\nu) = N_2 h \nu \frac{\varphi}{4\pi} A_{21} \phi(\nu) \quad (2.5.8)$$

$$G(\nu) = \frac{h\nu}{c} \eta B_{21} N_2 \phi(\nu) \quad (2.5.9)$$

Pour alléger l'écriture, nous avons posé, $\eta = (1 - g_2 N_1 / (g_1 N_2))$.

Soit $I(z, \nu)$ l'intensité spectrale du rayonnement émis dans l'angle solide φ . La variation dI à travers l'élément de longueur dz n'est autre que l'association des processus d'absorption, d'émissions stimulée et spontanée :

$$\frac{dI(z, \nu)}{dz} = j(\nu) + G(\nu) I(z, \nu) \quad (2.5.10)$$

En intégrant cette équation on aboutit à l'expression de l'intensité spécifique $I(\nu, L)$ émise par une colonne de plasma de longueur L à la fréquence ν , en supposant les conditions initiales nulles $I(\nu, z=0) = 0$ (pas d'émission injectée dans notre cas) :

$$\boxed{I(L, \nu) = \frac{j(\nu)}{G(\nu)} (e^{G(\nu)L} - 1)} \quad (2.5.11)$$

C'est l'expression connue des systèmes ASE en régime non saturée. Cette expression montre le comportement de croissance exponentielle qui est celui de l'intensité des lasers. En effet si le coefficient de gain est positif (c'est à dire lorsque le milieu est le siège d'une inversion de population), l'intensité du rayonnement émergent croît exponentiellement avec la longueur du plasma. Néanmoins, l'intensité ne peut croître indéfiniment comme le suggère cette expression. A partir d'une certaine valeur de l'intensité l'émission stimulée réagit sur le système en dépeuplant le niveau supérieur de la transition laser.

La quantité $\frac{j(\nu)}{G(\nu)}$ est appelée souvent dans la littérature : « fonction de source ».

Elle décrit les processus d'absorption et d'émission du plasma qui dépendent des populations des niveaux correspondant aux transitions de fréquence ν . Il convient de noter

aussi que les largeurs spectrales des transitions considérées sont de plusieurs ordres de grandeur inférieures à la fréquence du rayonnement émis. L'intensité peut s'écrire alors sous cette forme :

$$I(L, \nu) = \frac{j_0}{G_0} (e^{G(\nu)L} - 1) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{\varphi}{4\pi} \frac{c}{\eta} (e^{G(\nu)L} - 1) \quad (2.5.12)$$

Avec, $j_0 = j(\nu = \nu_0)$ et $G_0 = G(\nu = \nu_0)$. Le coefficient de gain est déterminé expérimentalement en mesurant l'intensité en fonction de la longueur du plasma. Les spectromètres utilisés pour mesurer l'intensité ne disposent pas généralement d'une bonne résolution spectrale devant la largeur spectrale très étroite des raies laser X. La forme spectrale du signal détecté sera dominée par la fonction d'appareil des outils de diagnostic utilisés. Le détecteur intègre l'émission de sortie sur le profil de la raie. L'expression de l'intensité pour une raie de profil quelconque a été calculée par Linford et al [2.5.5] dans le cas du régime non saturé :

$$I(L) = \int I(L, \nu) d\nu = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} \Delta\lambda \frac{j_0}{G_0} \frac{[e^{G_0 L} - 1]^2}{\sqrt{G_0 L e^{G_0 L}}} \quad (2.5.13)$$

2.5.4. Régime de saturation

Lorsque le produit gain - longueur devient important (supérieur à 15), le comportement de l'intensité rayonnée décrit par l'équation (2.5.11) cesse d'être vrai. La croissance de l'intensité avec la longueur du plasma ne sera plus exponentielle mais linéaire (figure 2.5.4). On atteint alors le régime de saturation où le rayonnement modifie les populations des niveaux par émission stimulée. En effet, lorsque l'intensité du rayonnement devient importante c'est à dire lorsque le taux d'émission stimulée devient du même ordre de grandeur que les taux de pompage, il dépeuple d'une façon non négligeable le niveau supérieur de la transition laser. Le coefficient de gain (appelé gain saturé) diminue alors et devient dépendant de l'intensité du rayonnement. Expérimentalement, on cherche toujours à atteindre ce régime car c'est le régime où on extrait le maximum d'énergie du plasma.

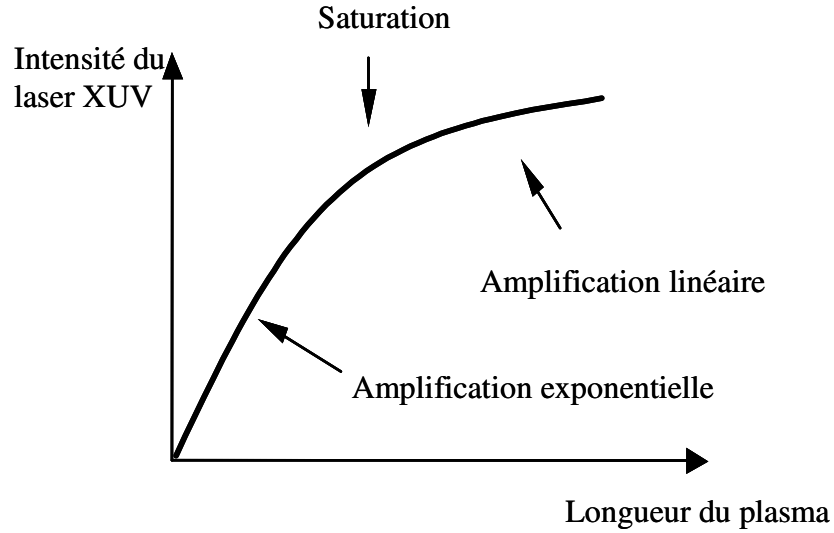


Figure 2.5.4. Forme typique de variation de l'intensité du laser X en fonction de la longueur du plasma (l'intensité est en échelle logarithmique).

Dans le cas d'un élargissement homogène et de l'équation stationnaire, le gain en régime saturé s'exprime sous la forme :

$$G_s(\nu_0) = \frac{G_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (2.5.14)$$

$$I_s = \frac{h\nu_0}{\sigma(\nu)\tau} \quad (2.5.15)$$

I_s est l'intensité de saturation : intensité pour laquelle le gain est divisé par deux. τ est le temps de restauration du gain et σ est la section efficace dépendante de la largeur du profil de raie pour l'émission stimulée tel que :

$$\sigma(\nu) = \frac{A_{21}\lambda_0^2}{4n^2g_1}\Phi(\nu) \quad (2.5.16)$$

Où n est l'indice de réfraction du milieu. Il est ~ 1 dans notre cas. A partir de l'équation de Linford, on peut calculer le produit gain - longueur à la saturation, en posant $I = I_s$ et en utilisant la forme asymptotique pour $G_0L \gg 1$:

$$\left[G_0 L - \frac{1}{2} \ln(G_0 L) \right]_s = \ln\left(\frac{4\pi\eta}{A_{21}\phi\tau} \right) \quad (2.5.17)$$

$(G_0 L)_s$ dépend des propriétés atomiques du milieu et de la géométrie du plasma et varie généralement entre 15 et 20.

2.5.5. Dispersion de vitesse de groupe

En pompage longitudinal, la création du milieu amplificateur se déroule au fur et à mesure que le laser de pompe traverse le plasma. Compte tenu des densités auxquelles nous avons réalisé nos expériences (à peu près 10^{17} cm^{-3}), nous pouvons considérer que le laser de pompe se propage à une vitesse très proche de c . Par ailleurs, il a été démontré au début des années 1970 que la vitesse de groupe de l'émission amplifiée dans un système ASE dépend sensiblement du facteur de gain [2.5.6]. Il peut alors se produire une désynchronisation importante entre l'émission amplifiée et le moment de création du gain dans le milieu. Le gain local que va rencontrer le faisceau laser X peut varier au cours de sa propagation. Si on introduit la vitesse de groupe v_g dans l'équation (2.5.10), on aura :

$$\left(\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) I(z, \nu) = j(\nu) + G(\nu) I(z, \nu) \quad (2.5.18)$$

Le retard de vitesse de groupe est maximal au centre de la raie où le gain $G(\nu_0)$ est maximal. Pour une raie à élargissement homogène on peut estimer la valeur de v_g , au centre de la raie de largeur $\Delta\nu$, par [2.5.7]:

$$\frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} + \frac{G_s(\nu_0)}{2\pi\Delta\nu} \quad (2.5.19)$$

Cette équation est valable en régime non saturé comme en régime saturé. La vitesse de groupe est d'autant plus faible que le gain est fort et la largeur de la raie est étroite. Pour un gain maximal de 160 cm^{-1} , une largeur de raie de $\Delta\nu = 50 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$ autour de $41,8 \text{ nm}$, on a $v_g = 0,4 c$. Cet effet qui aura un impact déterminant sur l'amplification de la raie laser X sera donc à prendre en considération.

2.5.6. Largeur spectrale

La largeur naturelle – due à la durée de vie du niveau supérieur - de la raie qui correspond à la transition laser X peut être élargie par deux processus :

- par effet Doppler : il intervient dans les milieux gazeux et dépend de la température ionique. Les émetteurs, ayant différentes vitesses dans le plasma, émettent dans le référentiel du laboratoire à différentes fréquences. La distribution de vitesses des ions conduit ainsi à un élargissement de la raie émise. Dans le cas d'une distribution maxwellienne, la raie prend une forme gaussienne :

$$\nu_D(\omega) = \frac{1}{\Delta\nu_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right] \quad (2.5.20)$$

$$\text{avec} \quad \Delta\nu_D = 4\omega_0 \sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i c^2} \ln 2} \quad (2.5.21)$$

T_i et m_i sont respectivement la température et la masse des ions. Nous traitons le cas d'ions lourds en interaction avec une impulsion femtoseconde. L'émission du laser X est produite pendant quelques picosecondes après le passage du laser et les ions n'ont pas le temps de se chauffer par collisions avec les électrons. La température ionique peut être prise comme étant la température ambiante (300 K). Pour la raie 4d - 4p du Kr IX, on a $\Delta\lambda/\lambda = 6.10^{-7}$.

- par collisions avec les électrons : les émetteurs subissent en permanence des collisions avec les électrons libres du plasma, perturbant leurs niveaux atomiques et élargissant la raie émise. Pendant le processus d'émission (de durée typique de 10 ps), une succession de perturbations (de durée typique de 100 fs) peuvent avoir lieu. La raie centrée autour ω_0 possède alors un profil lorentzien de la forme :

$$\nu_C(\omega) = \frac{\tau_C}{\pi} \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau_C^2} \quad (2.5.22)$$

Où τ_c est le temps moyen entre deux collisions. Si nous ne prenons en compte que les collisions élastiques, il est égal au temps de séparation entre les deux particules [2.5.8]. Lorsque la pression ou la température croît, la largeur de la raie augmente.

Pour une pression de 15 Torr, nous avons calculé un élargissement du aux collisions de l'ordre de $\Delta\lambda/\lambda = 3 \cdot 10^{-5}$. L'élargissement par effet Doppler est donc négligeable. D'autres phénomènes peuvent encore élargir la raie tel que l'élargissement Stark statique dû aux ions mais leur contribution est aussi négligeable. L'élargissement se fait essentiellement par collisions dans notre cas.

2.6. DESCRIPTION DES CODES NUMERIQUES

Nous disposons trois codes numériques qui permettent de simuler le plasma créé par OFI. Nous les décrirons dans ce paragraphe et donnerons quelques exemples des résultats numériques.

2.6.1. Code 1 : code de physique atomique

Nous disposons d'un code numérique qui permet de donner une description atomique du plasma et suivre son évolution dans un point spatial après le passage du laser. Ce code, qu'on appellera code 1, est composé de deux parties.

2.6.1.1. Distribution énergétique des électrons

Cette partie a été développée à partir du code, proposé par Pert [2.6.1] qui inclut le chauffage par Bremsstrahlung inverse (paragraphe 2.3.3.b). Il permet de calculer la distribution énergétique des électrons en un point sur l'axe du laser, à chaque instant après le passage du laser. Nous avons calculé la distribution en énergie des électrons pour une impulsion laser d'intensité maximale $I_{\max} = 5 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$, avec $\Delta t = 30 \text{ fs}$ (à mi-hauteur et profil gaussien), en polarisation circulaire en interaction avec un milieu gazeux de xénon à 10 Torr (soit $3 \cdot 10^{17} \text{ atmes.cm}^{-3}$), à différents instants après le passage du laser (qui

correspond à $t = 0$). Le même calcul a été effectué pour le krypton à une pression de 10 Torr, en utilisant une impulsion gaussienne de $I_{\text{max}} = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ et $\Delta t = 30 \text{ fs}$.

Après le passage de l'impulsion laser, une population d'électrons libres peuple le plasma et leur énergie cinétique dépend essentiellement du champ laser au moment de l'ionisation. La distribution d'énergie des électrons est non maxwellienne et prend la forme décrite sur la figure 2.6.1. Les collisions permettent ensuite d'échanger l'énergie entre les électrons et tendent à thermaliser la distribution.

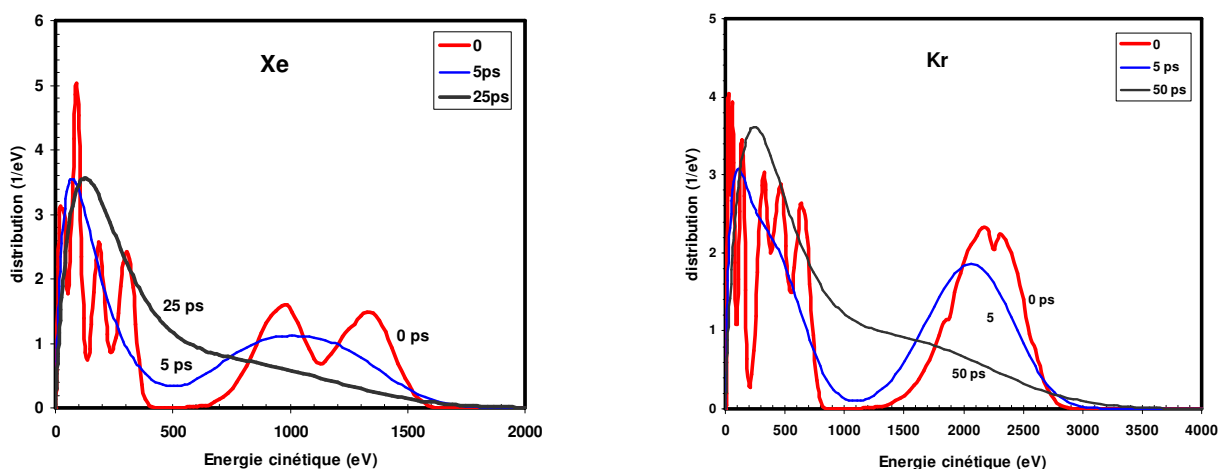


Figure 2.6.1. Distributions énergétiques des électrons à différents moments après le passage de l'impulsion laser.

Comme le montre la figure 2.6.1, la distribution s'étend sur une gamme très large d'énergie qui va jusqu'à 1500 eV pour le xénon et jusqu'à 2800 eV pour le krypton. Ce dernier, ayant des potentiels d'ionisation plus élevés, produit des électrons plus énergétiques. La fonction de distribution initiale n'est pas maxwellienne. Elle est constituée de petites distributions centrées autour des énergies associées aux différents degrés d'ionisation. Le passage du huitième au neuvième degré d'ionisation s'exprime par une zone où la distribution est presque nulle. La distribution évolue par collisions rapides et commence à relaxer vers un équilibre thermique. Après 50 ps, une distribution quasi-maxwellienne s'établit, d'énergie moyenne autour de 350 eV pour le xénon et 500 eV pour le krypton.

La figure 2.6.2 présente comment la distribution énergétique des électrons varie en fonction de la polarisation du laser. Ce calcul, réalisé en faisant varier le paramètre ϕ ,

montre que même pour des états de polarisation qui tendent vers la polarisation linéaire, il existe toujours des électrons qui possèdent une énergie suffisante pour pomper le niveau supérieur. Lorsque ϕ diminue, bien que la distribution ne se trouve plus sur un domaine large de très forte énergies, elle est toujours présente sur une gamme d'énergie élevée. Pour $\phi = 0,2$, une quantité non négligeable d'électrons est centrée autour de 350 eV.

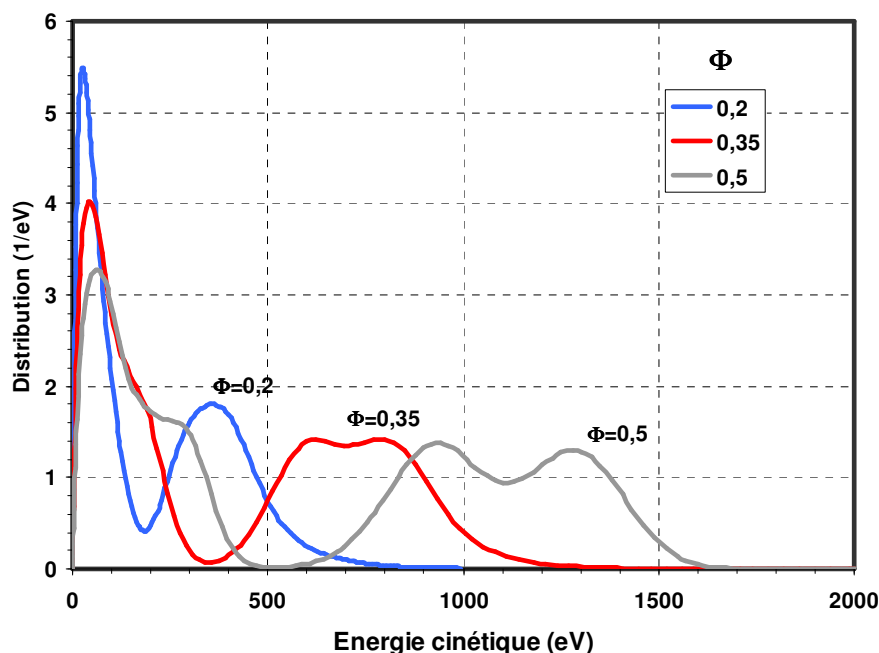


Figure 2.6.2. Distributions énergétiques des électrons d'un atome de Xe pour différents états de polarisation, juste après le passage du laser avec $I_{max} = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ et $\Delta t = 30 \text{ fs}$.

2.6.1.2. Calcul du coefficient de gain, émissivité, intensité de saturation et largeur de raie

A partir des distributions énergétiques des électrons, le code 1 calcule l'évolution du coefficient de gain et de l'émissivité après le passage du laser. Les données atomiques ont été fournies par le code « SUPERSTRUCTURE » [2.6.2], ainsi que les taux de collisions [2.6.3], associés à une distribution non maxwellienne. Sur le tableau 2.6.1, nous avons présenté les différents niveaux atomiques de Xe^{8+} et Kr^{8+} utilisés dans le calcul. Notons que le pompage peut s'effectuer indirectement. Les électrons sont excités à des niveaux supérieurs au deuxième niveau de la transition laser avant de se désexciter vers ce niveau.

Xe^{8+}	Kr^{8+}
[Pd]	[Ni]
[Kr] $4d^9 4f^1$	[Ar] $3d^9 4l^1$ ($l = 0 \rightarrow 3$)
[Kr] $4d^9 5l^1$ ($l = 0 \rightarrow 4$)	[Ar] $3d^9 5l^1$ ($l = 0 \rightarrow 4$)
[Kr] $4d^9 6l^1$ ($l = 0 \rightarrow 5$)	[Ar] $3d^9 6l^1$ ($l = 0 \rightarrow 5$)

Tableau 2.6.1. Configurations des niveaux atomiques utilisées par le code.

Les données à l'entrée de ce code sont la pression du gaz utilisé et les paramètres de l'impulsion de laser : intensité maximale, durée d'impulsion, longueur d'onde et polarisation. A la sortie, nous avons le calcul de l'évolution du : gain local, émissivité, intensité de saturation et largeur de raie en émission spontanée. Nous donnons ici quelques exemples significatifs.

a. Coefficient de gain

La figure 2.6.3 montre l'évolution du coefficient du gain pour la raie 5d - 5p à une pression de 15 Torr de xénon après le passage d'une impulsion laser (à $t = 0$) tel que : $I_{\max} = 5 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, $\Delta t = 30 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$ et polarisé circulairement, et pour la raie de 4d - 4p à une pression de 20 Torr de krypton créé par une impulsion laser tel que : $I_{\max} = 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, $\Delta t = 30 \text{ fs}$ et $\lambda = 800 \text{ nm}$ et polarisé circulairement. Sur la même figure, nous avons présenté l'évolution de la température électronique moyenne (si on considère que la distribution est maxwellienne) et de l'état de charge moyen du plasma. Après le passage du laser, les électrons libres commencent à pomper le niveau 2, le gain augmente rapidement et atteint son maximum ($160 - 170 \text{ cm}^{-1}$) après 3-4 picosecondes. D'autre part, les collisions conduisent aussi à une ionisation des ions Xe^{8+} et Kr^{8+} . L'état de charge moyen qui était $Z = 8$, à $t = 0$ augmente progressivement. La durée de vie du gain est par conséquent limitée par l'ionisation des ions Xe^{8+} et Kr^{8+} et donc la destruction du milieu amplificateur. Notons que la température est presque constante pendant l'émission laser.

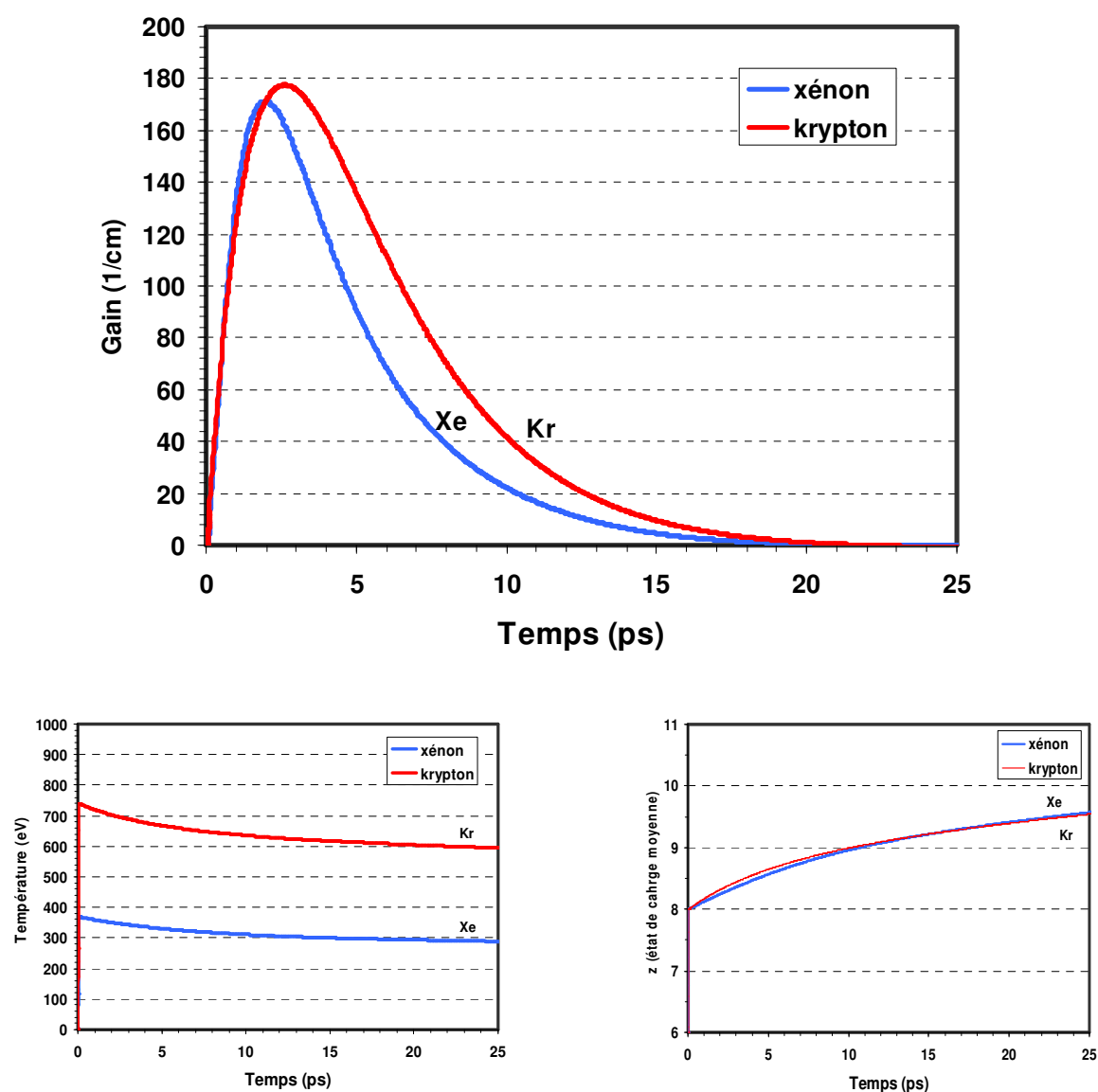


Figure 2.6.3. Evolutions du facteur du gain, de la température électronique et la charge moyenne après le passage du laser.

b. Emissivité

L'émissivité est proportionnelle à la population du niveau supérieur de la transition laser. Temporellement l'émissivité augmente avec le pompage par collisions avant de diminuer du fait de la surionisation du plasma. Ceci est bien illustré sur la figure 2.6.4, où on a tracé l'émissivité pour la raie 5d - 5p pour trois pressions différentes de xénon et dans les conditions d'impulsion décrites dans le sous paragraphe précédent. L'évolution de

l'émissivité suit celle du gain. En augmentant la pression, on augmente le pompage (donc la densité de population N_2), l'émissivité devient plus importante. Cependant l'état de charge moyenne croît plus rapidement, donc la durée de vie de l'émissivité devient par conséquent plus courte.

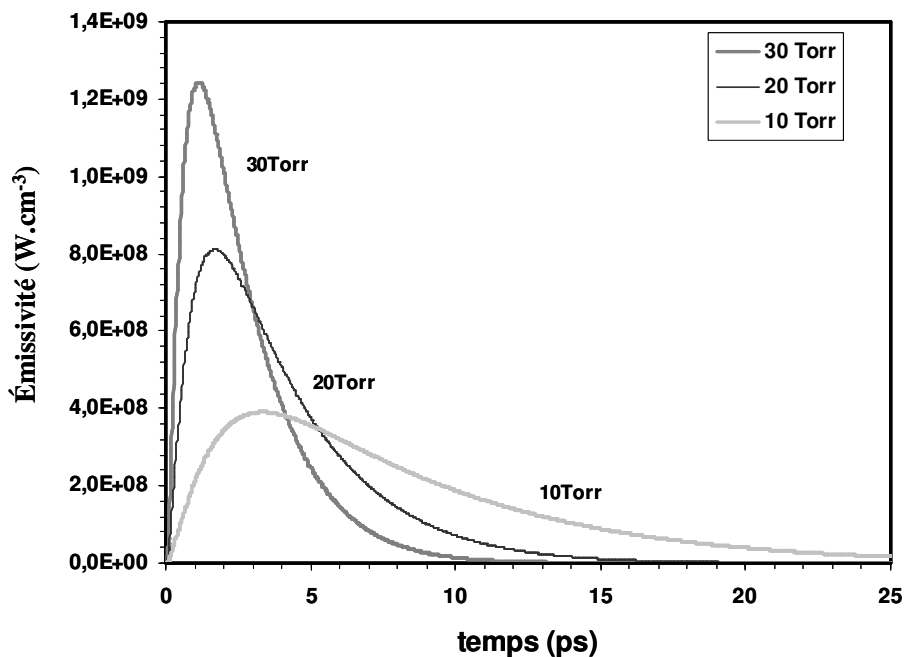


Figure 2.6.4. Evolution de l'émissivité (dans 4π) pour trois pressions de xénon.

c. Intensité de saturation

Pour une pression de 15 Torr de xénon et une impulsion tel que $I_{\max}=7.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, $\Delta t = 30 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$ et polarisé circulairement, nous avons calculé une intensité de saturation de l'ordre de 7.10^7 W.cm^{-2} pour la raie 5d-5p à 41,8 nm. Dans le cas du krypton à 32,8 nm ; pour une pression de 20 Torr de krypton et une impulsion tel que $I_{\max} = 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, $\Delta t = 30 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$ et polarisé circulairement, nous avons trouvé une intensité de saturation de l'ordre $3,5.10^7 \text{ W.cm}^{-2}$. Ces faibles intensités de saturation découlent de la faible densité d'émetteurs et de la largeur spectrale très étroite dans ces milieux dilués. Pour augmenter l'intensité de saturation, il faudrait pouvoir accroître la densité du plasma. Ceci est confirmé par le calcul présenté sur la figure 2.6.5, où la coupure de l'intensité de saturation correspond au passage de Xe^{8+} à Xe^{9+} . Entre 10 et 30 Torr, l'intensité de

saturation a augmenté d'un facteur six. D'autre part, pour une pression de 15 Torr, nous avons calculé un produit gain - longueur à la saturation de l'ordre de 15 pour la raie de xénon palladiumoïde et 16 pour la raie de krypton nickelloïde.

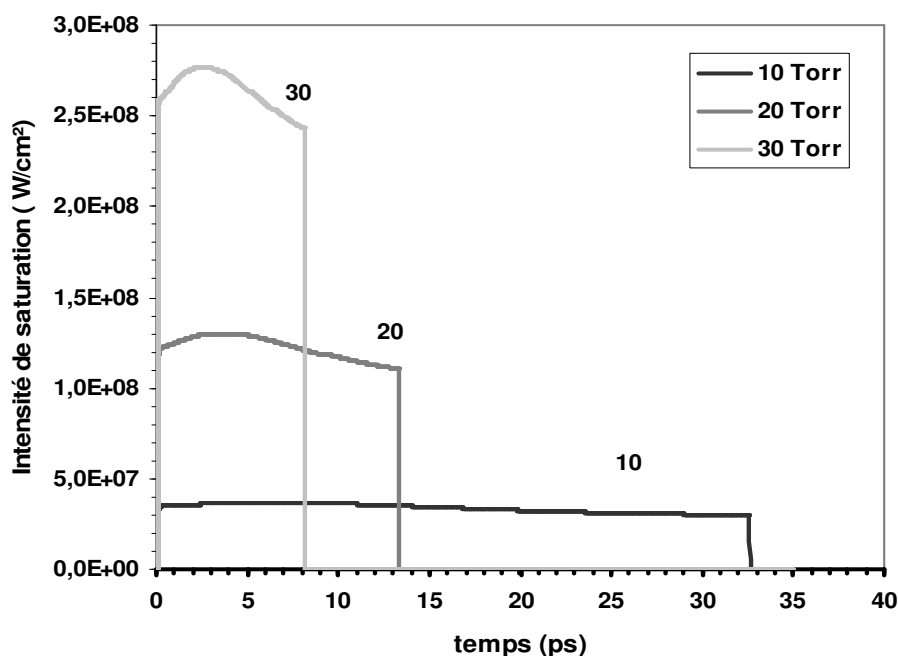


Figure 2.6.5. Evolution de l'intensité de saturation après le passage du laser pour différentes pressions de xénon à une intensité maximale de $7.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

d. Largeur de raie

La figure 2.6.6 montre le calcul de $\Delta\lambda/\lambda$ en émission spontanée en fonction de la pression (de 5 à 30 Torr) pour la raie 5d – 5p à 41,8 nm en utilisant une impulsion laser de pompe et une impulsion tel que $I_{\text{max}} = 7.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, $\Delta t = 30 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$ et polarisé circulairement. Comme nous avons vu dans le paragraphe 2.5.6, la largeur de la raie croît linéairement avec la pression. $\Delta\lambda/\lambda$ en émission spontanée est de l'ordre de 10^{-5} . La largeur de la raie du laser X sera plus étroite à cause du rétrécissement par le gain.

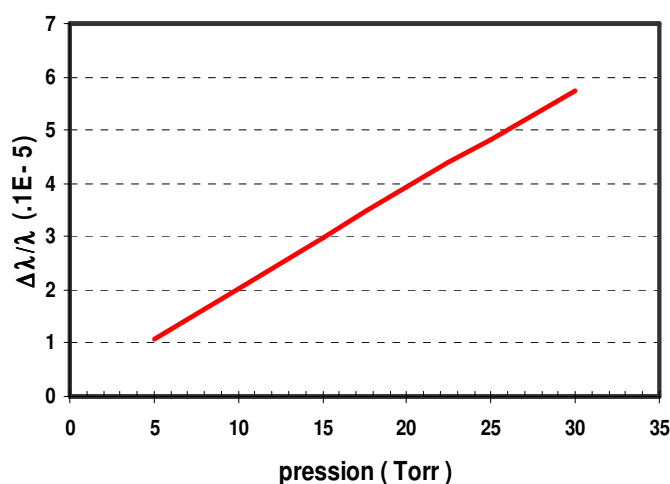


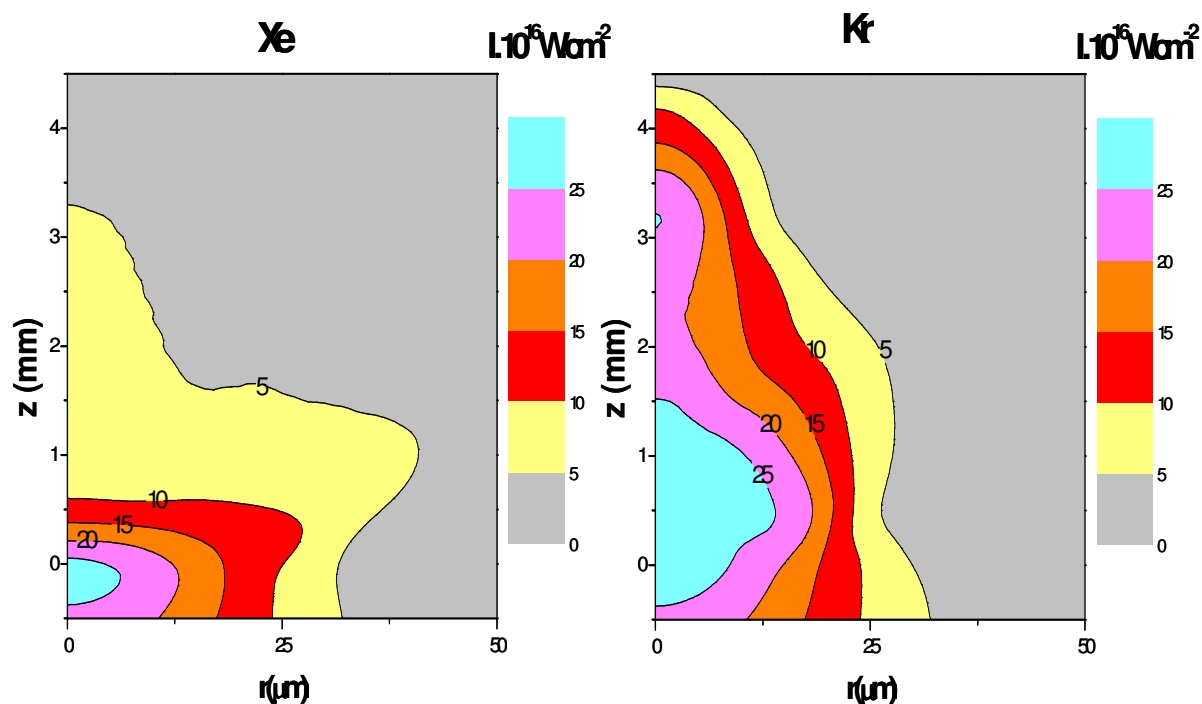
Figure 2.6.6. Largeur de raie de xénon à 41,8 nm en émission spontanée en fonction de la pression

2.6.2. Code 2 : Modélisation de la propagation du laser de pompe

Afin de modéliser la propagation de l'impulsion laser et ainsi calculer les différentes espèces ioniques qui en résultent par effet tunnel, nous avons utilisé un code qui a été développé à partir de celui décrit dans la référence [2.6.4]. En résolvant les équations de Maxwell dans un milieu gazeux donné (au début neutre), il permet de simuler la propagation en fonction du temps de l'impulsion laser en 3D. Il prend l'hypothèse d'une symétrie cylindrique. Ce code prend en compte la réfraction due à l'ionisation ainsi que les effets d'auto focalisation relativiste. L'impulsion laser est décrite à l'entrée par des profils temporel et spatial gaussiens. Les effets hydrodynamiques du plasma qui sont négligeables à l'échelle femtoseconde ne sont pas pris en considération. Le code ne tient pas compte de l'élargissement spectral de l'impulsion pendant la propagation. La pression du gaz utilisé, l'intensité de l'impulsion laser et sa durée (à mi-hauteur), l'état de polarisation, le waïst du faisceau, la position du point de focalisation, la longueur de la cellule constituent les données d'entrée. Nous verrons qu'il existe une fuite de gaz à la face d'entrée et de sortie qui est simulée par un profil de densité exponentielle (paragraphe 3.3.2.2). Les données de sortie sont : la carte de l'intensité maximale créée dans le plasma, le profil spatial de l'impulsion de pompe, la carte d'ionisation et de gain maximal. Le code ne permet pas de suivre l'évolution du plasma et ne donne l'état de plasma que juste après le passage du laser. Nous présentons quelques exemples des résultats numériques.

2.6.2.1. Répartition de l'intensité maximale dans le plasma

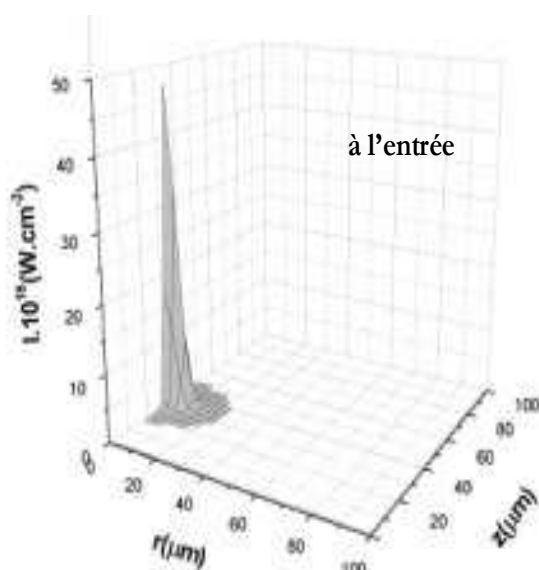
Prenons le cas d'une cellule de 4 mm de long remplie de xénon (puis de krypton) à 15 Torr ($\sim 5 \times 10^{17}$ atomes. cm^{-3}). Le point de focalisation ($W_0 = 25 \mu\text{m}$) est à 2 mm à l'intérieur de la cellule dans le vide. Le laser est polarisé circulairement, $\lambda = 820 \text{ nm}$ $\Delta t = 40 \text{ fs}$ (à mi-hauteur) et $I_{\text{max}} = 5 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ (dans le plan focal). La figure 2.6.7 montre la distribution de l'intensité maximale créée dans le plasma de Xe et de Kr. L'axe (Oz) est l'axe de propagation du laser (dans le sens positif). Notons la translation du foyer effectif dans le plasma vers l'entrée de la cellule. L'énergie est dispersée sur des zones larges radialement. Une petite zone sur l'axe conserve une forte intensité. Ceci est particulièrement vrai pour le xénon. Pour le krypton, le plasma est moins ionisé car les potentiels d'ionisation sont plus élevés. Le faisceau est ainsi moins réfracté et son intensité sur l'axe est plus élevée par rapport à celle dans le plasma de xénon.



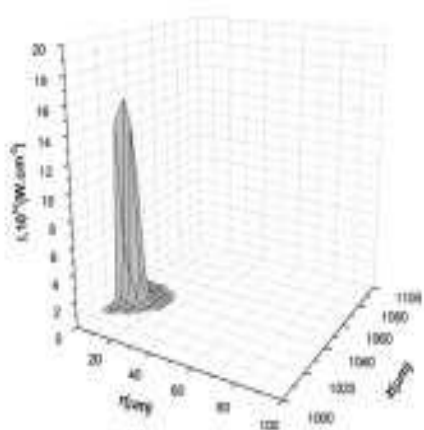
2.6.7. Distribution de l'intensité maximale créée par le laser de pompe dans un plasma de Xe (ou Kr).

2.6.2.2. Profil spatial de l'impulsion de pompe

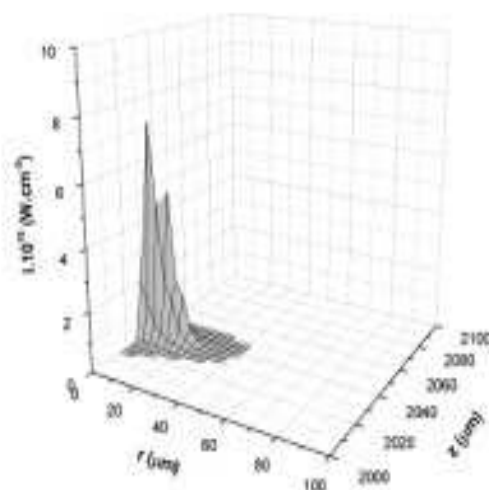
Comme nous avons dit, l'ionisation est intimement liée aux propriétés spatiales et temporelles de l'impulsion laser. Son évolution influe sur le champ électrique qui l'a créé. La figure 2.6.8 permet de suivre les déformations introduites dans les propriétés de l'impulsion, pendant la propagation, dans une cellule remplie de xénon et en prenant les conditions décrites dans le sous paragraphe précédent. L'impulsion est représentée dans sa boîte numérique pour différents positions de z . A l'entrée, l'impulsion possède, radialement, un profil spatial gaussien de $25\text{ }\mu\text{m}$ à mi-hauteur. Son profil selon (Oz) indique l'aspect gaussien temporel de l'impulsion ($\Delta t = 40\text{ fs}$ à mi-hauteur ce qui correspond à $12\text{ }\mu\text{m}$ de propagation selon z). Au fur et à mesure que le laser se propage, le front avant de l'impulsion ionise le milieu. Le profil perd rapidement son caractère gaussien. Plusieurs pics d'intensité apparaissent. Au bout de 4 mm de propagation, le pic d'intensité diminue d'un ordre de grandeur et la taille du faisceau devient trois fois plus grande.



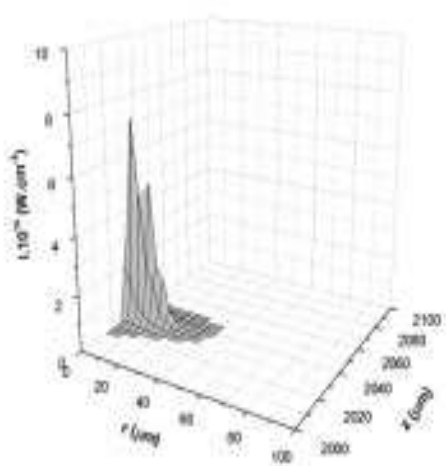
à l'entrée



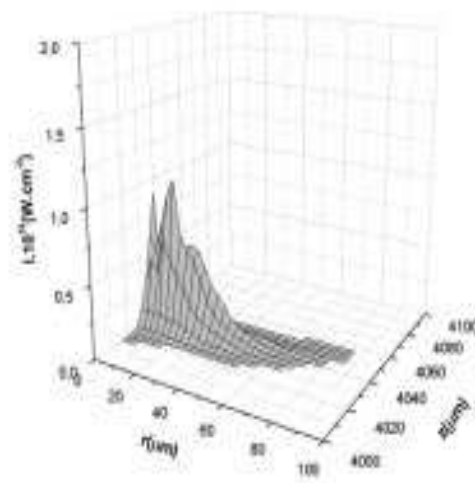
après ~ 1 mm de propagation



après ~ 2 mm de propagation



après ~ 3 mm de propagation

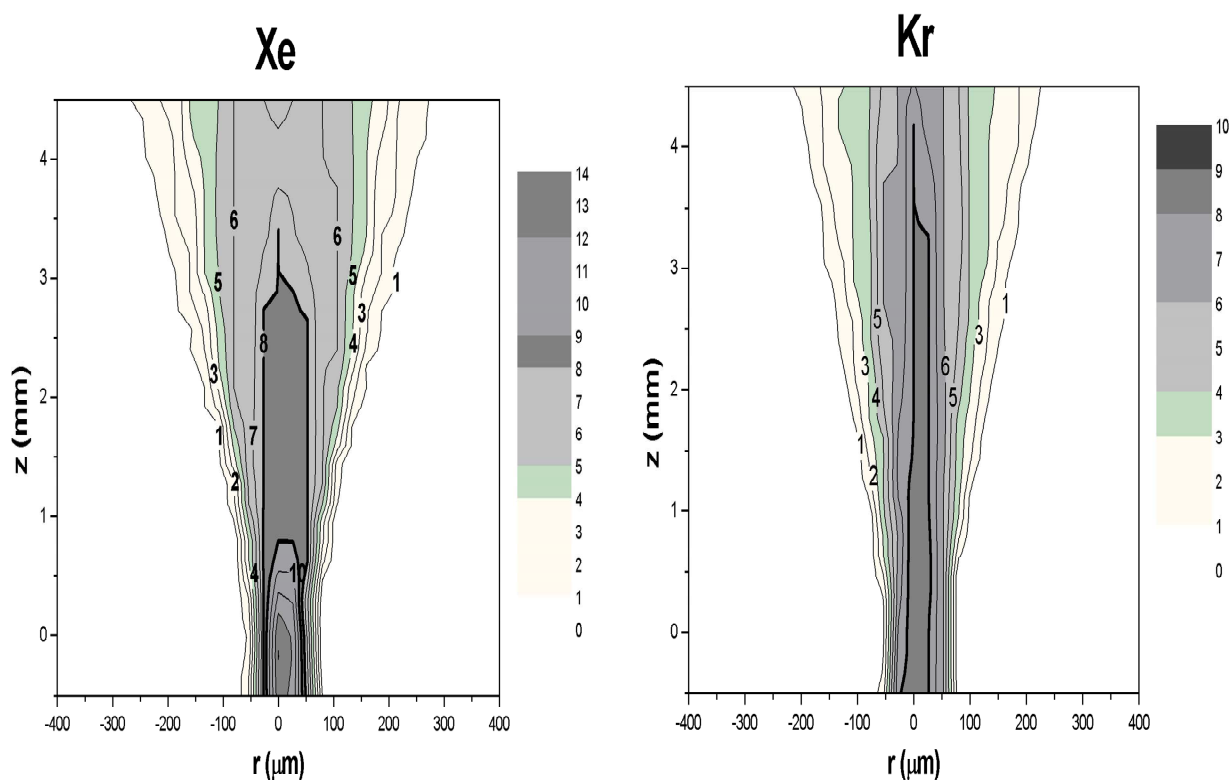


à la sortie de la cellule

2.6.8. Evolution du profil spatiale d'intensité du laser de pompe pendant sa propagation, calculé pour une cellule remplie de xénon à 15 Torr.

2.6.2.3. Cartes d'ionisation

A partir de la distribution d'intensité dans le plasma, le code calcule l'état d'ionisation du milieu. La figure 2.6.9 présente l'état de charge moyen du plasma juste après le passage du laser. Nous avons pris les données d'entrée décrites dans le paragraphe 2.6.2.1. Le plasma est composé de plusieurs espèces ioniques, allant jusqu'à Xe^{14+} (ou Kr^{8+}). Pour le xénon, une zone de surionisation ($z > 8$) est formée à l'entrée (sur 1 mm) autour de l'axe. La zone du gain s'étend ensuite sur 2 mm de longueur. Pour le krypton, on voit apparaître un plasma amplificateur plus étroit mais plus long qui s'étend jusqu'à 3,5 mm. Dans ce calcul, les ions sont supposés figés et sont à la température ambiante ($\sim 0,025$ eV). Le code ne permet pas de suivre l'évolution du plasma après le passage du laser. Notons qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser une cellule plus longue que 4 mm car il ne se forme plus de plasma amplificateur après 3,5 mm.



2.6.9. Distribution des ions dans le plasma juste après le passage du laser. La zone entourée par un trait gras correspond à une zone de charge moyenne $Z = 8$.

2.6.2.4. Cartes de gain

La carte du facteur du coefficient de gain maximal est présentée sur la figure 2.6.10. Les données d'entrée sont décrites dans le paragraphe 2.6.2.1. Un très fort gain occupe une large zone. Contrairement à ce que laisse penser la nature du plasma, le gain est presque homogène sur la majeure partie de la zone de gain. Il se situe entre 150 et 180 cm^{-1} . Il faut rappeler aussi que ce gain a été créé progressivement par le laser de pompe qui se propage avec la célérité de la lumière. Le gain local que va rencontrer le rayon amplifié dépend de sa vitesse de propagation (paragraphe 2.5.5). Le gain effectif non saturé du milieu dépend donc à la fois de l'évolution du gain local et de la vitesse de groupe du laser X. La distribution du gain qui va participer réellement à l'amplification ne sera pas par conséquent homogène.

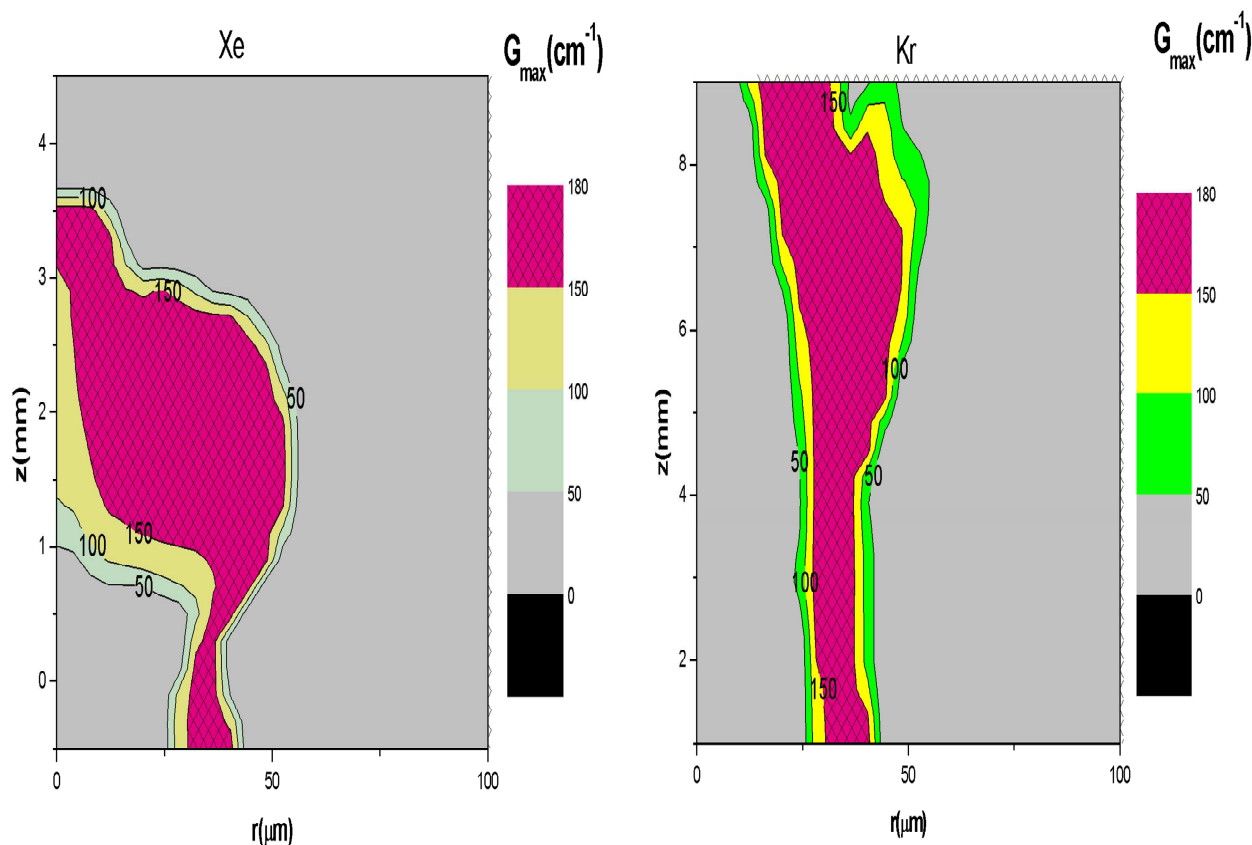


Figure 2.6.10. Carte du gain local non saturé dans un plasma de xénon et de krypton.

La zone grillée correspond à un gain compris entre 180 et 150 cm^{-1} .

2.6.3. Code 3 : Modélisation de l'amplification du laser X

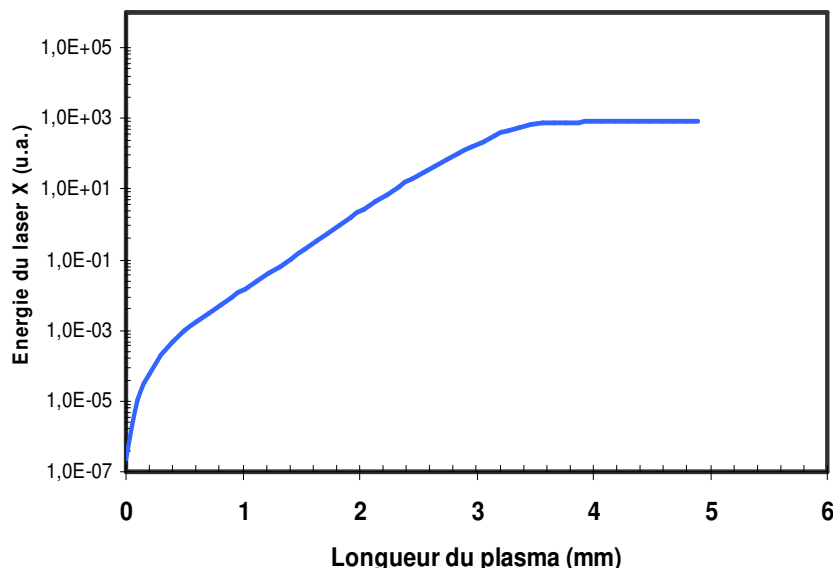
Nous disposons d'un code numérique qui permet de simuler l'amplification et la propagation du laser X dans le plasma [2.6.5], à partir de l'équation de transfert radiatif dans un système ASE, en considérant la dispersion de vitesse de groupe due au gain (équation 2.5.19 et 2.5.15). Ce code est utilisé en post-processeur du code 1 et code 2. Le code 2 délivre les données atomiques nécessaires pour simuler l'amplification tels que le facteur de gain local, l'intensité de saturation et l'émissivité en fonction de l'intensité maximale du laser pompe. Pour le facteur de gain par exemple, on a $G(z,r,t) = f(I_{\max}(z,r,t))$. La fonction f a été déterminée à partir du code 1 et dépend de la pression. De l'autre côté, le code 2 délivre la distribution de l'intensité maximale dans le plasma amplificateur. Cependant, la carte d'ionisation calculée par ce code correspond à un plasma figé après le passage du laser. Or, le plasma évolue par collisions rapides et la distribution de charge moyenne sera différente après quelques picosecondes lorsque le coefficient de gain atteint son maximum. Les zones ayant un état de charge moyen inférieur à huit peuvent en effet se transformer en zone de gain. Pour cela, le code 3 permet d'ajouter des zones de gain supplémentaires. Ce point sera discuté dans le paragraphe 3.2.3.2. Le code 3 tient d'autre part, compte de la réfraction du rayonnement XUV. La trajectoire du rayonnement amplifié est décrite par l'équation (2.4.16). Les données d'entrée sont la pression du gaz et les paramètres de l'impulsion laser de pompe. Le code fournit en sortie l'énergie du laser X à 41,8 nm $E(z,r,\lambda,\Omega,t)$ émise dans l'angle solide Ω à une position (r,z) et à l'instant t , pour chaque composante du spectre. A partir de ceci on peut suivre l'évolution de l'énergie totale, la largeur de raie et la durée d'impulsion du laser X.

2.6.3.1. Energie du laser X à 41,8 nm

La figure 2.6.11 montre comment évolue l'énergie totale du laser X dans le plasma en fonction de la longueur du plasma amplificateur (4mm + 0,5mm $\times$ 2). Les données d'entrée décrites dans le paragraphe 2.6.2.1. L'amplification du laser X dépend de trois paramètres : la répartition du gain local, la durée de vie du gain et la vitesse de groupe de l'émission amplifiée. On parle alors d'un gain effectif qui caractérise le milieu.

Sur le premier 0,5 mm, l'énergie du laser X croît lentement du fait qu'il existe un petit plasma amplificateur, comme on le voit sur la carte d'ionisation de xénon (voir la

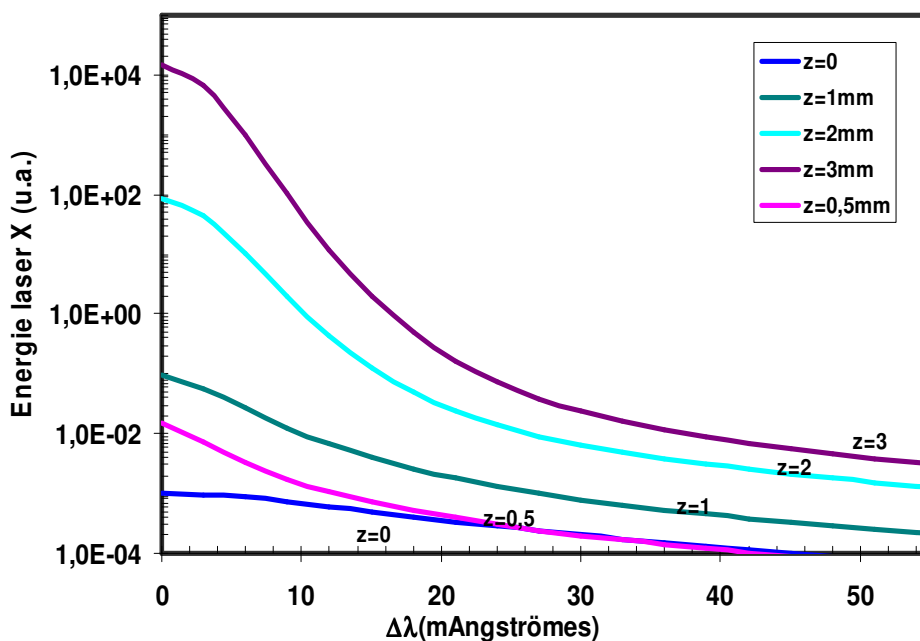
figure 2.6.9). Ensuite, elle croit rapidement jusqu'à $z = 4,18$ mm qui marque la fin du plasma de Xe^{8+} .



2.6.11. Energie du laser X à 41,8 nm en fonction de la longueur du plasma.

2.6.3.2. Largeur de raie du laser X à 41,8 nm

Du fait des effets de rétrécissement par le gain, la largeur spectrale après amplification est bien entendu plus étroite que la largeur de la transition laser en émission spontanée, calculée par le code 1. Le code 3 permet de suivre comment évolue la largeur spectrale de la raie laser à 41,8 nm au cours de son amplification dans le plasma. Le résultat du calcul est présenté sur la figure 2.6.12. Les données d'entrée décrites dans le paragraphe 2.6.2.1. Pour ce calcul nous considérons une largeur naturelle $\Delta\lambda/\lambda = 7.10^{-5}$ (cette valeur est choisie arbitrairement pour prendre en compte tous les effets d'élargissement). Nous définissons la raie par un profil lorentzien. Comme le montre la figure, le centre de la raie est rapidement amplifié par rapport aux autres composantes du spectre. A la sortie du plasma de 3 mm de long, on a $\Delta\lambda \sim 5 \text{ mÅ}$ ce qui correspond à $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-5}$. Compte tenu de la résolution de notre spectromètre, nous ne serons pas en mesure d'évaluer la largeur spectrale des sources laser X par OFI au cours de nos différentes expériences.

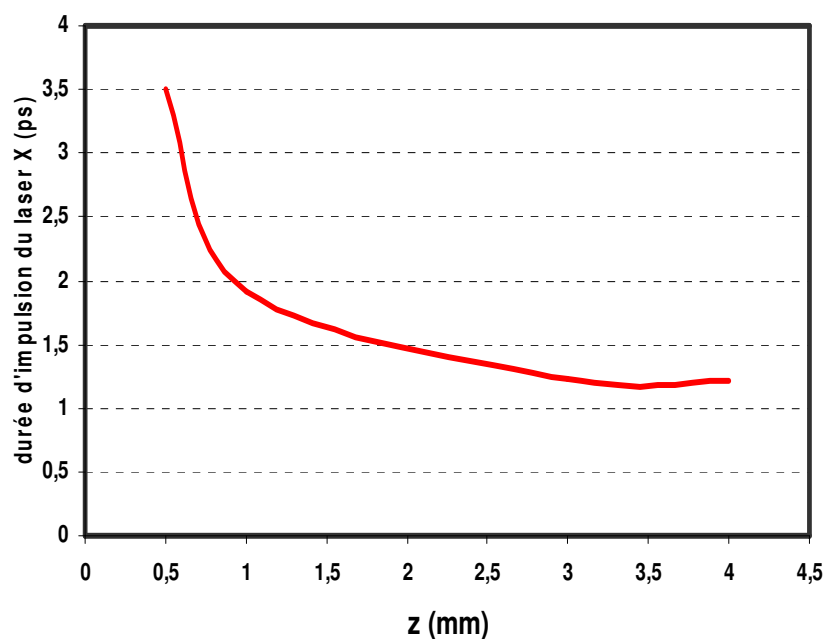


2.6.12. Largeur de la raie à 41,8 nm pour différentes positions dans le plasma.

2.6.3.3. Durée d'impulsion du laser X à 41,8 nm

La figure 2.6.13 montre comment évolue la durée d'impulsion (à mi-hauteur) du laser X pendant sa propagation dans le milieu. Les données d'entrée décrites dans le paragraphe 2.6.2.1. Au début du plasma, on voit naître l'impulsion du laser X. A $z = 0,5$ mm, la durée est de $\Delta t = 3,5$ ps. L'émission s'est produite après 2,5 ps du passage de l'impulsion laser de pompe à cette position. Le centre de la raie est rapidement amplifié. En effet, à $z = 1$ mm, on a $\Delta t = 1,92$ ps. A $z = 3$ mm, l'impulsion devient plus courte ($\Delta t = 1,23$ ps). A $z = 4$ mm, on a $\Delta t = 1,92$ ps.

D'autre part, on peut à partir de cette durée, calculer l'énergie du laser X à la saturation. A 15 Torr, l'intensité de saturation est de $7 \cdot 10^7$ W/cm², pour la raie à 41,8 nm. Le rayon du plasma amplificateur est d'environ 50 μ m (à partir de la figure 2.6.9). Ce qui donne une énergie du laser X de 10,6 nJ à la saturation, et un nombre de photons de l'ordre de $2 \cdot 10^9$ photons / impulsion.



2.6.13. Durée d'impulsion du laser X à 4,18 nm en fonction de la longueur du plasma.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre deux schémas de laser X OFI collisionnel dans le xénon palladiumoïde et le krypton nickeloïde. Ces ions sont créés par effet tunnel et nous avons montré qu'une intensité de l'ordre de $10^{16} - 10^{17} \text{ W/cm}^2$ est nécessaire pour leur création. Les électrons sont chauffés par ATI. Au moment de leur ionisation, les électrons acquièrent de l'énergie du champ électrique du laser qui dépend de l'état de polarisation. Nous avons montré que la polarisation circulaire est nécessaire pour produire des électrons chauds pour le pompage collisionnel. Nous avons souligné l'effet de la réfraction du laser de pompe sur la formation du milieu amplificateur. Nous avons rappelé les quantités physiques et les équations qui permettent de définir et étudier l'amplification dans un système ASE. Nous avons aussi signalé que l'émission amplifiée subit un retard important et que l'élargissement de la raie du laser X se fait par collisions.

Nous avons présenté trois codes numériques que nous utiliserons par la suite :

- code 1 : il permet de calculer la distribution énergétique non maxwellienne des électrons après le passage du laser. Il permet de suivre l'évolution du gain local, la température et

l'état de charge moyen. Un très fort gain local qui atteint son maximum après quelques picosecondes du passage du laser de pompe, de l'ordre de 180cm^{-1} est attendu à des pressions relativement basses (15 – 30 Torr). L'intensité de saturation est de $10^7 - 10^8$ W/cm².

- code 2 : il permet de simuler la propagation du laser de pompe dans le milieu. A une pression de 15 Torr, un plasma amplificateur de quelques millimètres de long est attendu.

- code 3 : il combine les deux premiers codes et calcule l'intensité du signal XUV amplifié. Numériquement, on attend à la saturation : une énergie aux alentours de 10 nJ, une durée d'impulsion autour de deux picosecondes et une largeur de raie tel que $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-5}$.

REFERENCES DU CHAPITRE II

- [2.1.1] [B. E. Lemoff, C. P. J. Barty, and S. E. Harris, Opt. Lett. 19,569 (1994).
- [2.2.1]. L. V. Keldysh, Sov. Phys.-JETP 20 1307 (1965)
- [2.2.2.] F. A. Ilkov, J.E. Decker and S.L. Chin, J. Phys. B 25, 4005 (1992)
- [2.2.3] S. Augst et al., JOSA B 8, 858 (1991)
- [2.2.4] T. Augustine et al., J. Phys. B 25, 4181 (1992)
- [2.3.1] M. V. Ammosov, N. B. Delone, V. P. Krainov, Sov. Phys. JETP 64, 1991 (1986)
- [2.3.2] N B Delone and V P Krainov, Physics Uspekhi 41,469 (1998)
- [2.3.3] M. B. Smirnov and V. P. Krainov, J. Phys. B, 31 L519 (1998)
- [2.4.1] R. Rankin et al, Opt. Lett. 16, 835 (1991)
- [2.5.1] W. L. van Wyngaarden, K. Bhadra and R. J. W. Henry, Phys. Rev. A. 20 1409 (1979)
- [2.5.2] Thèse de doctorat, L. Upcraft, Université de York (2001).
- [2.5.3] D. Salzman, Atomic physics in hot plasmas, Oxford University Press (1998).
- [2.5.4] W. Lotz, Z. Phys., 216 241 (1968)
- [2.5.5] G. L. Lindford and al., App. Opt. 13, 379 (1974)
- [2.5.6] L. W. Casperson and A. Yariv, Phys. Rev. Lett. 26, 293 (1971).
- [2.5.7] F. Strati et G. J. Tallents, Phys. Rev. A 64, 013807 (2001)
- [2.5.8] J. Hawkes and I. Latimer, Lasers – Theory and Practice, Prentice Hall International Series in Optoelectronics (1995)
- [2.6.1] G. J. Pert, J. Phys B, 34 881 (2001)

[2.6.2] W. Eissner et al., *Comp. Phys. Comm.* 8, 270 (1974)

[2.6.3] W. Eissner, *Comp. Phys. Comm.* 114, 295 (1998)

[2.6.4] S. C. Rae, *Opt. Commun.* 97, 25 (1993).

[2.6.5] Le code nous a été fourni par G. Maynard, Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Université Paris – Sud.

Chapitre III

**LASER X OFI DANS UNE
CELLULE DE GAZ**

INTRODUCTION

Bien que la raie à 41,8 nm dans le xénon palladiumoïde a été déjà observée avant le début de cette thèse, plusieurs aspects n'étaient pas bien compris et maîtrisés. Mon travail s'est concentré dans un premier temps pour étendre ce schéma à une longueur d'onde plus courte dans le krypton nickeloïde à 31,8 nm. Ensuite, nous avons tenté d'optimiser, de caractériser et de comprendre le comportement de ces lasers XUV en fonction des différents paramètres à notre disposition. Ceci nous était possible grâce aux codes numériques mis à notre disposition et qui sont décrits dans le chapitre précédent. Les expériences se sont déroulées au LOA, à l'exception d'une seule expérience qui a été réalisée sur une autre installation (le laser « UHI », au CEA – Saclay) où aucun effet laser X n'a pu être observé. Notre travail s'est concentré par la suite à améliorer les performances de ces deux sources. Nous avons utilisé dans un premier temps une optique de focalisation de longueur focale plus longue (2 m) pour allonger le milieu amplificateur. Nous présentons dans ce chapitre, les résultats obtenus dans une cellule remplie de xénon ou de krypton, en utilisant une focale de 1 m et ensuite ceux obtenus en utilisant une focale de 2 m. Les résultats expérimentaux sont présentés simultanément avec les résultats des simulations. Nous commencerons ce chapitre par décrire les différents dispositifs et diagnostics qui ont été utilisés pendant nos expériences.

3.1. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

3.3.1. Laser de pompe

Les expériences présentées dans ce mémoire ont été réalisées dans la salle jaune qui accueille le laser le plus puissant du LOA. Cette installation est une chaîne Titane Saphir et produit des impulsions femtosecondes ultracourtes de puissance 100 TW (10^{15} watt) à une cadence de 10 Hz (10 impulsions par seconde). Sa construction date du début des années 1990 et les travaux de développement et d'investissement pendant ces dernières années ont

conduit à des qualités de faisceau et d'intensité qui sont maintenant reconnues sur l'échelle internationale. Actuellement, elle est capable de délivrer une impulsion de durée typique de 30-35 fs et d'énergie maximale 2,5 J dans le domaine infrarouge autour de 820 nm. Comme la plupart des installations des lasers de puissance actuels, cette chaîne fonctionne avec la technique de dérive de fréquence « CPA » [3.1.1].

L'oscillateur fonctionne en régime d'autoblocage de modes et est constitué d'un cristal de saphir dopé au titane de 4,5 mm pompé par un laser à argon ionisé (5 W en continu) et une cavité qui fait 170 cm de long. Il délivre une impulsion de 15 à 18 fs de durée, qui contient 2 nJ et avec une largeur spectrale de 52 nm centrée autour de 800 nm.

L'impulsion en sortie d'oscillateur est ensuite étirée temporellement à 300 ps par un étireur de type Offner [3.1.2]. Un filtre acousto-optique programmable (un « dazzler ») est placé après l'étireur et permet de contrôler la phase et l'amplitude spectrale afin de compenser le rétrécissement par le gain [3.1.3]. Cet élément et le bon réglage des réseaux (du compresseur) permettent une meilleure compression de l'impulsion.

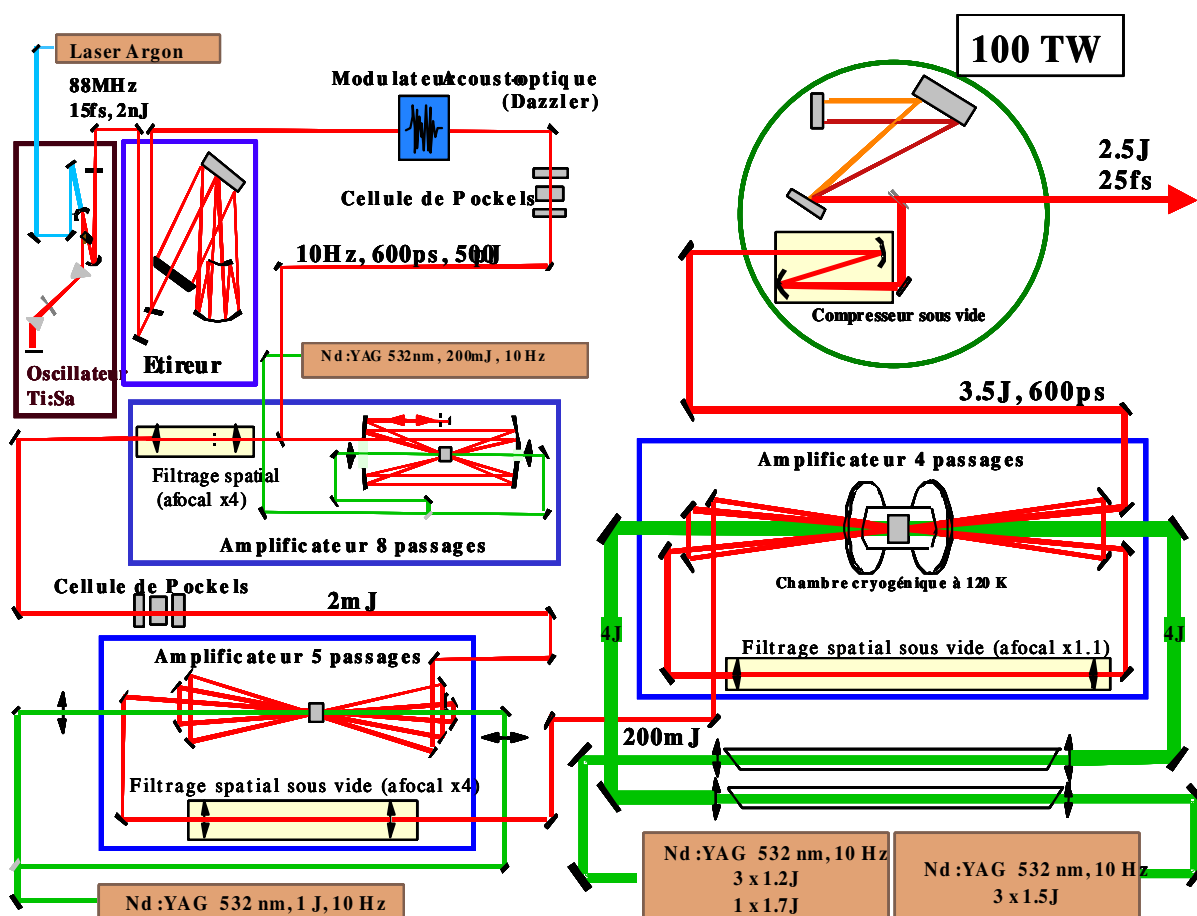


Figure 3.1.1. Schéma de la chaîne du laser de la salle jaune.

Le faisceau est ensuite injecté dans trois amplificateurs de puissance successifs. Ils sont tous des amplificateurs multi-passages et sont constitués de cristaux de titane saphir pompés par des lasers Nd : YAG doublés en fréquence, d'énergie variable (80 mJ, 500 mJ, 4 J), de cadence 10 Hz, de longueur d'onde 532nm. Une très grande partie de l'énergie qu'ils produisent (plus de 90 %) est absorbée par les cristaux. On comprend alors la nécessité de refroidissement de l'installation. En effet, bien que le titane saphir soit un excellent conducteur thermique, un gradient de température important s'établit dans les amplificateurs de puissance induisant un effet de lentille thermique et des stress thermo-mécaniques non négligeables. Cet effet devient surtout plus important pour le cristal du 3^{ème} étage d'amplification qui subit une puissance moyenne de 80 W. Pour cela, le cristal du dernier étage est refroidi grâce à un cryostat qui permet de le maintenir le cristal à -150° malgré les 7 J des lasers de pompe. (-150°). Il est disposé dans une enceinte sous vide pour éviter la condensation inévitable à cette température. L'impulsion à la sortie du dernier amplificateur contient jusqu'à 2,5 J d'énergie maximale et 300 ps de durée et sera recomprimée sous vide par un système de réseaux de diffraction.

Lors de son passage dans les cristaux des étages d'amplification, la qualité optique du faisceau se détériore, à cause de l'inhomogénéité de ces milieux. Une optique active (un miroir déformable) [3.1.4] est placée dans le compresseur pour corriger les défauts de phase et permet d'obtenir la meilleure qualité de focalisation.

Les aberrations introduites lors de l'étirement et l'amplification introduisent des piédestaux qui détériorent le contraste de l'impulsion. Un grand effort était fait pour améliorer le contraste temporel avec l'ASE. L'absence d'un préamplificateur régénératif (une cavité) évite déjà le passage plusieurs fois dans le milieu et limite l'ASE. Nous disposons d'une dynamique à la sortie supérieure à sept ordres de grandeur (mesurée avec une diode rapide et un oscillateur large bande).

3.1.2. Dispositif expérimental du laser X

3.1.2.1. Contrôle et focalisation du faisceau de pompe

A la sortie de la chaîne laser, le faisceau dont le diamètre $2W_0 = 55$ mm (définie par $I(W_0) = I_{\max}/e^2$) est envoyé vers la chambre d'interaction. La propagation et le contrôle du faisceau se font sous vide (10^{-3} - 10^{-4} mbar) pour éviter les effets non linéaires.

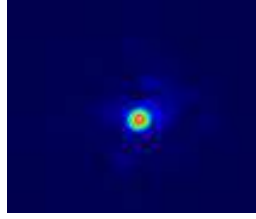


Figure 3.1.2. Exemple de la tache du faisceau focalisée par un miroir parabolique de 2 m de focale détectée par une CCD 16 bits (à la limite de diffraction d'un faisceau gaussien).

Les optiques utilisées sont en réflexion, afin d'éviter tout étirement temporel de l'impulsion laser. Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, le laser de pompe est polarisé circulairement à l'aide d'une lame quart d'onde. Celle-ci est motorisée afin de pouvoir contrôler l'ellipticité du laser sous vide. Cette lame est la seule optique fonctionnant en transmission. Le laser est focalisé dans une cellule de gaz à l'aide d'un miroir sphérique travaillant sur l'axe ou de paraboles hors axe. Deux longueurs focales ont été utilisées, 1 et 2 mètres. Une image typique de tache focale est présentée sur la figure 3.1.2. Si les qualités de focalisation sont rendues plutôt bonne grâce à la présence du miroir déformable disposé dans le compresseur, on note toutefois qu'une partie importante (jusqu'à 50 %) de l'énergie du laser est dispersée autour de la tache principale.

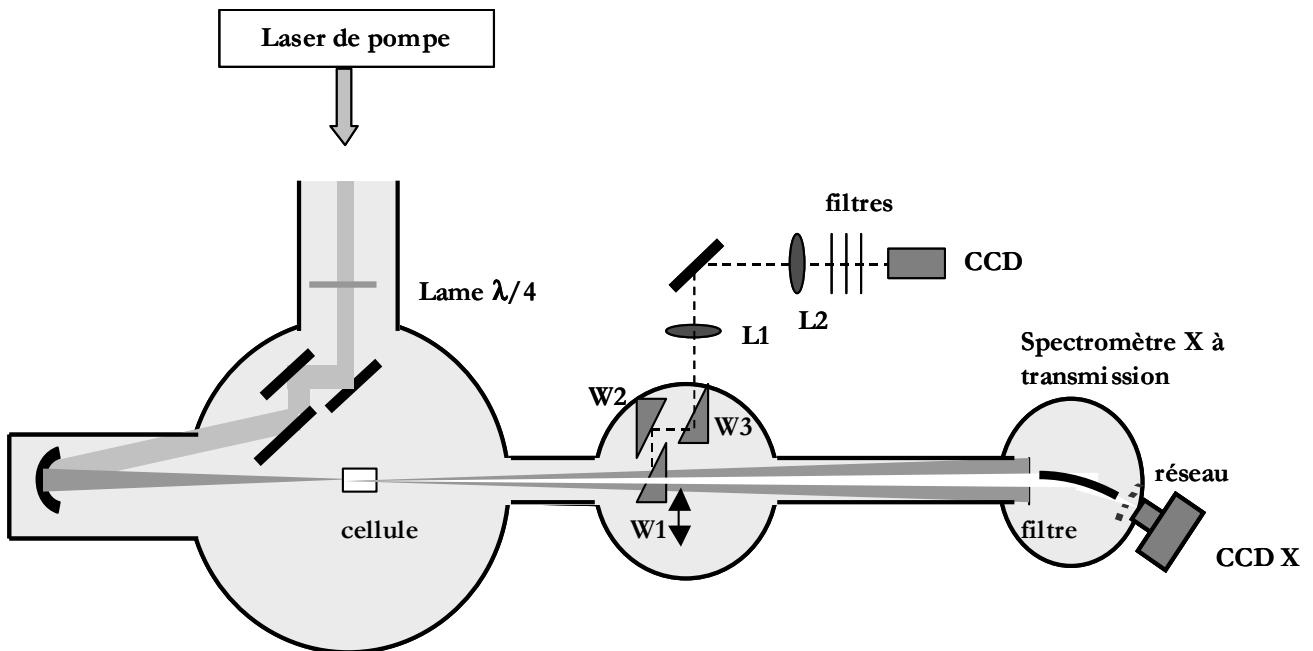


Figure 3.1.3. Dispositif expérimental du laser X dans une cellule de gaz (le faisceau de pompe en gris et le faisceau du laser X en blanc).

3.1.2.2. La cible : cellule de gaz de longueur variable

Les études présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec une cellule de gaz de longueur variable. Elle est fixée sur un système de platines de translation motorisés qui permet de contrôler sa position dans les trois directions. L'entrée et la sortie sont fermées par de minces feuilles métalliques. Une fois le laser aligné sur son axe, la cellule de gaz est percée de part en part par le laser lui-même. La cellule contient du xénon ou bien du krypton et est alimentée en permanence pour qu'il y règne une pression constante et homogène. Toutefois, le gaz s'échappe par les deux trous en créant une extension de plasma hors de la cellule. On estime que le trou créé par le laser est de 0,5 mm de diamètre. Nous supposons alors que le gaz s'étend à jusqu'à 0,5 mm de part et d'autre de la cellule. Dans les calculs de propagation que nous présenterons dans ce chapitre, nous supposons un gradient de pression exponentielle dans cette région tel que :

$$P(z) = P_0 e^{-z} \quad (3.1.1)$$

Où P_0 est la pression à l'intérieur de la cellule et z est en millimètres.

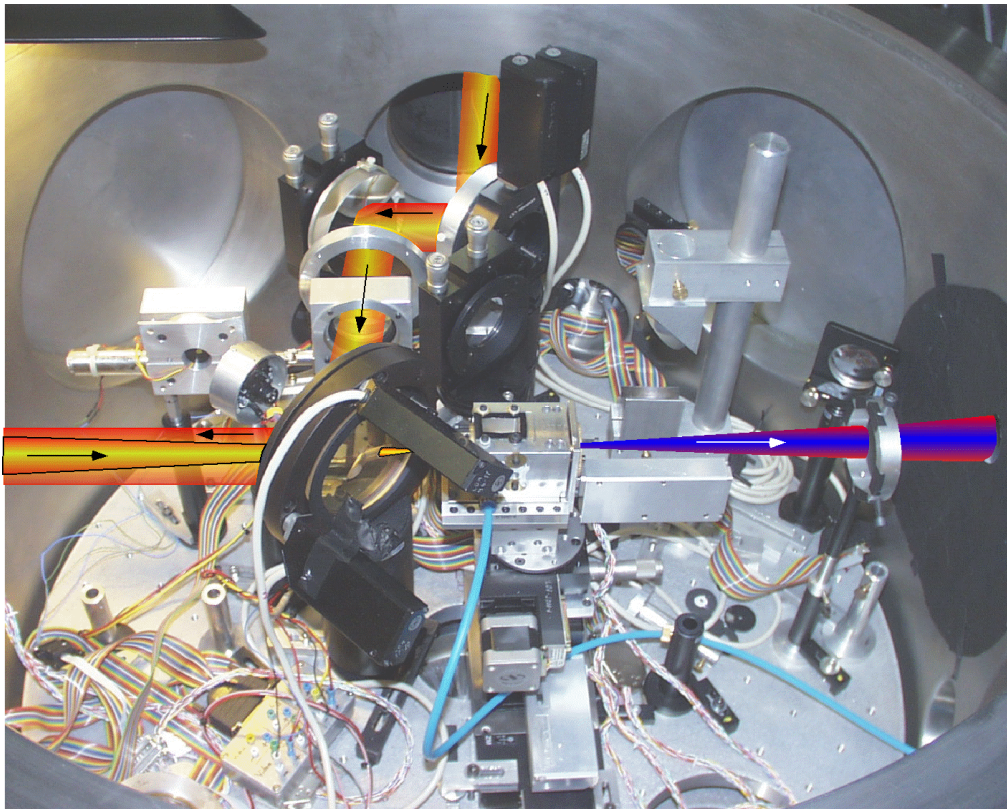


Figure 3.1.4. Enceinte principale des expériences du laser X et on voit la cellule alimentée en gaz.

3.1.2.3. Diagnostics

a- Système d'imagerie : Un système d'imagerie en champ proche permet de caractériser la qualité de la tache focale (voir figure 3.1.3). Il est constitué de deux lentilles L1 et L2, trois lames prismatiques non traitées (W1, W2, W3), qui permettant d'atténuer l'intensité du faisceau avant de le faire sortir de l'enceinte, et une caméra CCD (de 16 bits de dynamique). La première lame (W1) est éclipable, ce qui permet de laisser passer le faisceau laser X vers le spectromètre X.

b- Spectromètre XUV : Le diagnostic principal de nos expériences est un spectromètre XUV par transmission. Il est utilisé pour analyser l'émission XUV dans l'axe du laser de pompe et est constitué essentiellement de trois éléments. Le premier est un miroir sphérique recouvert d'or, de 4 m de focale et 10 cm de diamètre, utilisé sous une incidence de 10° . Il permet de faire l'image du plasma dans le plan horizontal, sur la caméra CCD XUV. Sa réflectivité est de 75 % à 41,8 nm. Le deuxième élément est un réseau à transmission de 2000 traits/mm. Il est carré et fait 5 mm $\times$ 5 mm, il est en or et repose sur une grille de support de pas 17 μ m. Son efficacité, a été mesurée sur synchrotron (LURE), est d'environ 3% dans les ordres +1 et -1. Le troisième élément est le détecteur qui est une caméra CCD rétro-éclairée et amincie de 16 bits de dynamique, Généralement, elle est refroidie à -20°C lors de l'enregistrement des résultats expérimentaux. La distance entre le plasma et l'entrée du spectromètre est de l'ordre de 2 m. La taille d'un pixel de la caméra CCD donne une résolution en longueur d'onde $\Delta\lambda/\lambda$, de l'ordre de $1,3 \cdot 10^{-4}$. Toutefois, les fortes aberrations du système optique couplées à la réduction du système d'imagerie limitent la résolution. La résolution effective est de l'ordre de $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-3}$. Afin de bloquer le laser de pompe et ne laisser passer que le signal XUV, nous avons disposé un filtre aluminium doublé de 2×1250 angströms à l'entrée du spectromètre. La transmission de ce filtre est théoriquement de 54,4% à 41,8 nm (29,7 eV). Toutefois compte tenu des problèmes d'oxydation de l'aluminium, la transmission réelle de ce type de filtre est plutôt autour de 10 à 20 %. Sur la figure 3.1.5, nous présentons la transmission d'un filtre d'aluminium de 2500 angströms d'épaisseur (équivalent de notre filtre doublé) en traits continus et d'un autre filtre avec une couche d'oxyde de 200 angströms (ce qui fait 50 angströms d'oxyde sur chaque face de chaque filtre). Nous observons une forte diminution de la transmission à 41,8 et 32,8 nm par rapport au filtre non oxydé.

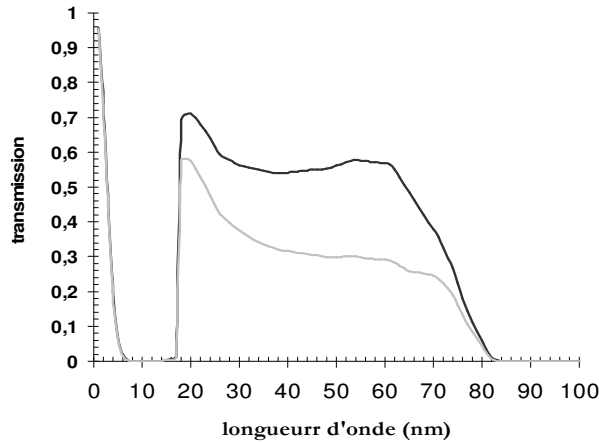


Figure 3.1.5. Transmission d'un filtre d'aluminium de 0,2 μm d'épaisseur en fonction de la longueur d'onde (trait noir) et transmission d'une filtre de 0,2 d'Al oxydé (plus 20 nm de Al_2O_3) [3.1.5].

c- Empreinte du faisceau : L'image directe du faisceau du laser X est détectée par une CCD XUV (la même utilisée pour le spectromètre X), placée sur l'axe du laser. Deux filtres d'aluminium coupent le faisceau infrarouge de pompe tout en laissant passer l'émission XUV.

d- Spectromètre à électrons : Le spectromètre à électrons à temps de vol "dit bouteille magnétique" est un élément essentiel pour la détermination du profil temporel de l'impulsion XUV en utilisant la méthode de corrélation croisée que nous décrirons par la suite. Ce spectromètre est couramment utilisé pour déterminer la durée d'impulsions des harmoniques d'ordre élevé et dispose d'une grande efficacité de collection. Deux impulsions ou bien « couleurs » (une infrarouge et celle du laser X) sont focalisées dans la zone sensible où on a injecté de l'argon (ou un autre gaz) qui sera ionisé une seule fois. La zone d'interaction, située entre les deux pôles d'un électro-aimant est soumise à un fort champ magnétique (de l'ordre de 1 T). Les photoélectrons éjectés ont, sous l'action de la force de Lorentz, un mouvement hélicoïdal. Les électrons pénètrent ensuite dans le tube de temps vol où règne un champ magnétique plus faible (de l'ordre de 10^{-3} T) et sont conduits vers le détecteur qui est ici une galette, de micro – canaux, reliée à un oscilloscope. Ce spectromètre est très sensible au champ magnétique terrestre. Ainsi un champ de compensation a été appliqué à l'extérieur du spectromètre.

3.2. CARACTERISATION ET OPTIMISATION DES LASERS A 41,8 ET 32,8 nm

3.2.1. Conditions expérimentales

Les premiers résultats ont été obtenus en utilisant un miroir sphérique d'un mètre de focale. Le profil d'intensité de la tache principale, dans la distribution d'Airy, correspond à une gaussienne de $W_0 = 23 \mu\text{m}$ (défini en $1/e^2$). L'intensité maximale sur cible (dans le vide) est environ $5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Différents paramètres interviennent dans la génération du laser X : la pression, l'état de polarisation du champ électrique, la position de focalisation et l'intensité du laser de pompe...

3.2.2. Spectres du laser X et calibration de l'énergie

La figure 3.2.1 montre un spectre intégré temporellement émis par une colonne de 4 mm de plasma de xénon. La pression dans la cellule est de 15 Torr (20 mbar). L'impulsion laser de 300 mJ d'énergie est focalisée à 2 mm après la face d'entrée de la cellule. Dix tirs du laser ont été accumulés pour obtenir ce spectre. La coupure à 17,1 nm (au premier ordre) est due au filtre d'aluminium. Si l'émission spontanée du plasma est confondue avec le niveau de bruit du signal, une raie à 41,8 nm domine complètement le spectre d'émission du plasma. L'intensité de cette raie montre d'une façon manifeste l'effet laser correspondant à la transition $4d^9 5d^1 S_0 - 4d^9 5p^1 P_1$ du xénon IX. Par ailleurs, nous voyons de part et d'autre de la raie laser apparaître des petites raies satellites issues de la diffraction combinée de la raie laser X, à la fois sur le réseau et sur la grille support du réseau.

Le signal du laser X a montré une forte sensibilité au contraste du laser. En ajustant le niveau d'amplification dans le premier étage et le délai de la cellule de Pockels, un contraste de l'ordre de 5×10^6 à 10^7 a été mesuré. Un test complémentaire a consisté à produire des harmoniques d'ordre élevé du laser probablement générés par le front montant de l'impulsion qui ne peuvent être émis que si le plasma n'est pas pré-ionisé. Si aucune étude systématique de l'influence du contraste sur l'effet laser n'a été réalisée dans le cadre de cette thèse car il est difficile de faire varier le contraste de manière contrôlée, il nous est apparu qu'aucun effet laser n'est observable pour un contraste inférieur à quelques 10^5 . Des études, menées en 1995 sur ce sujet, ont montré qu'une pré-ionisation (due à un faible

contraste ou une pré-impulsion) a des effets délétères sur la création du milieu lasant en régime OFI [3.2.1]. Ceci peut donner une explication aux plusieurs tentatives sans succès de reproduire l'émission du laser X à 41,8 nm dans d'autres laboratoires.

En augmentant l'énergie de pompe jusqu'à 600 mJ, nous avons obtenu un effet laser sur la transition 4d - 4p du krypton IX à 32,8 nm (figure 3.2.2). Mise à part une énergie de pompe bien supérieure, les conditions de génération sont très semblables à celles du laser à 41,8 nm : laser en polarisation circulaire dans une cellule de 4 mm de long, à une pression de 20 Torr). Toutefois, il est intéressant de noter que ce laser à 32,8 nm est la première extension du schéma OFI aux ions nickeloïdes et que l'observation de cette raie n'a été possible que suivant ce schéma. Différentes tentatives ont eu lieu en pompage transitoire mais sans succès [3.2.2].

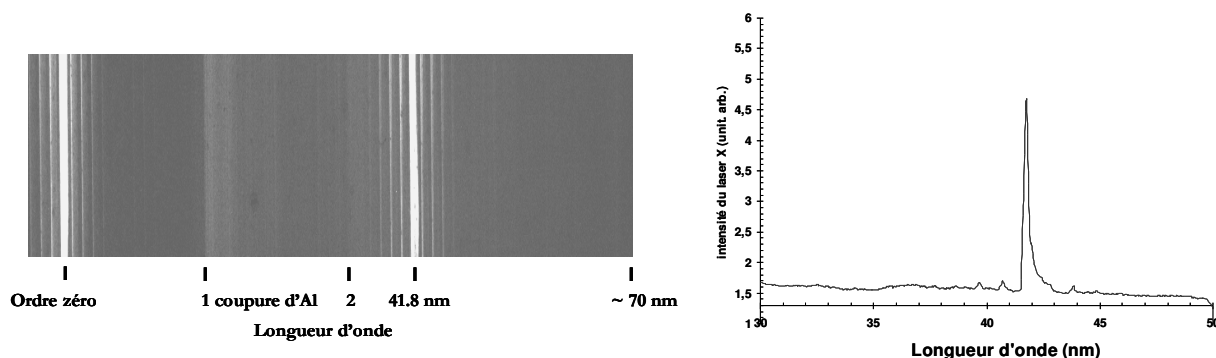


Figure 3.2.1. Spectre du laser X à 41,8 nm. Image détectée par la CCD et spectre intégré longitudinalement.

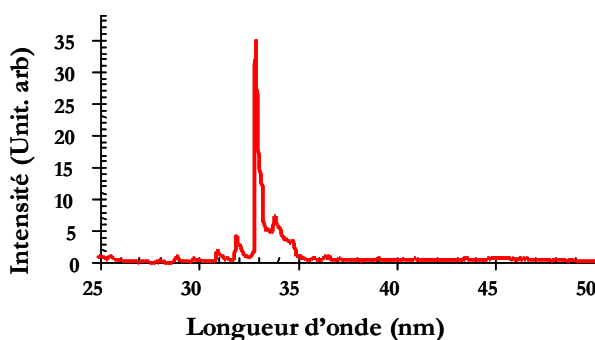


Figure 3.2.2. Spectre du laser X à 32,8 nm.

Nous pouvons estimer le nombre de photons produits à la sortie de la colonne de plasma. Pour ceci, nous considérerons la transmission des filtres oxydés (20 %), la réflectivité du miroir sphérique en incidence rasante (70 %), l'efficacité du réseau et de la

caméra CCD et les dimensions des filtres qui limitent le nombre de photons collectés. En considérant que la divergence du faisceau laser X est de 10 mrad (voir paragraphe 3.2.9), nous estimons que le laser à 41,8 nm délivre de l'ordre de $5 \cdot 10^9$ photons / impulsion et le laser X à 32,8 nm émis $(2 - 3) \cdot 10^9$ photons par impulsion. Dans le cas du krypton, les spectres obtenus sont en général deux fois moins intenses que ceux obtenus dans le Xe IX. Nous pouvons évaluer le nombre de photons à 32,8 nm comme étant de l'ordre de 10^9 par tir. Compte tenu des valeurs attendues à la saturation (paragraphe 2.6.3.3) nous pouvons en déduire que le régime de saturation a été atteint. Pour y voir un peu plus clair, nous nous sommes intéressés à mesurer le coefficient de gain de ces deux sources.

3.2.3. Gain effectif du plasma amplificateur

3.2.3.1. Mesure du coefficient du gain

La mesure du coefficient de gain en pompage longitudinal n'est pas une tâche aisée. En effet, la longueur exacte du milieu amplificateur n'est pas bien connue et les inhomogénéités du gain suivant l'axe de propagation peuvent jouer un rôle très important sur la mesure. Toutefois, en faisant varier la longueur de la cellule de gaz, et ceci sans changer les conditions d'interaction, il est possible d'en extraire un gain effectif.

Une mesure du coefficient de gain effectif du laser à 41,8 nm a précédemment été réalisée en 2001 au LOA [3.2.3]. Ces premiers résultats, que nous présentons sur la figure 3.2.3.a, ont montré une croissance exponentielle du rayonnement laser jusqu'à une longueur de 2,2 mm de long. Pour des longueurs plus importantes, l'accroissement devient plus lent et présente un comportement typique de la saturation. Un coefficient de gain de l'ordre de 67 cm^{-1} et un produit gain longueur à la saturation de l'ordre de 15 ont pu être déduits de cette courbe.

Dans ce travail de thèse, nous n'avons pas tenté de reproduire ce résultat mais nous nous sommes attachés à mesurer le coefficient de gain de la transition 4d - 4p du krypton IX à 32,8 nm. Cette mesure est présentée sur la même figure 3.2.3.b, avec un ajustement selon la formule de transfert radiatif (équation 2.5.10). Il apparaît clairement de très fortes similitudes avec les mesures réalisées dans le xénon. Pour le laser X à 32,8 nm. La saturation est atteinte pour une longueur de plasma de 3,5 mm et $G_0 = (78 \pm 2) \text{ cm}^{-1}$. Le produit gain-longueur est de $27 \pm 0,7$. Les fortes valeurs du produit – gain dans les deux cas

confirment que l'amplification est saturée. Rappelons qu'une longueur additionnelle du plasma due au gaz s'échappant des orifices de la cellule a été prise en compte (plus 0,5 mm de chaque côté) pour obtenir simultanément des valeurs raisonnables du coefficient de gain. Dans le cas contraire, nous aurions obtenu un coefficient de gain plus grand mais la valeur correspondante de l'émissivité n'était plus réaliste. Il semble toutefois que la valeur de coefficient du gain dans le cas du krypton est surestimée. Seulement une partie du plasma intervient dans l'amplification de la raie laser. La longueur exacte du milieu amplificateur reste indéterminable expérimentalement.

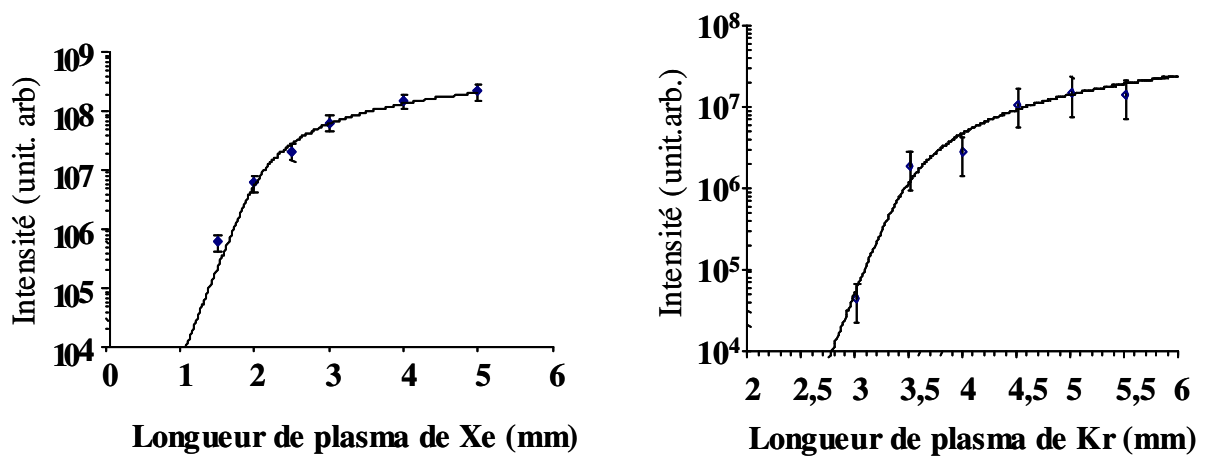


Figure 3.2.3. Signal du laser X dans le xénon IX (a) et le krypton IX (b) en fonction de la longueur de plasma. La courbe d'intensité est calculée analytiquement (ajustée aux valeurs mesurées).

3.2.3.2. Calcul du coefficient de gain

Nous avons calculé l'évolution de l'intensité du laser à 41,8 nm X dans un plasma de xénon à 15 Torr en utilisant le code 3 (voir paragraphe 2.6.3). La figure 3.2.4 montre que le signal laser croît exponentiellement jusqu'à 3,7 mm avec un facteur de gain effectif de 50 cm^{-1} . Pour des longueurs plus importantes, le signal se stabilise du fait de l'absence de plasma huit fois ionisé. Ceci n'est pas en parfait accord avec le résultat expérimental présenté sur la figure 3.2.3 où le signal laser croît de façon monotone jusqu'à 5 mm de cellule.

Toutefois, comme nous l'avons précisé précédemment, notre code ne prend pas en compte l'évolution hydrodynamique du plasma après le passage de l'impulsion de pompe.

Il est toutefois possible que les zones moins ionisées ($6+$ et $7+$) finissent par participer à l'amplification lorsqu'elles auront atteint le bon état de charge, du fait de l'ionisation collisionnelle ou radiative postérieures au moment de création du plasma. Ceci aura pour conséquence d'allonger de façon significative la partie amplificatrice du plasma.

Si nous ne disposons pas des outils numériques nécessaires pour tenir en compte de toutes les propriétés hydrodynamiques du plasma, nous avons calculé l'émission à 41,8 nm produite à la sortie de la colonne de plasma, en considérant l'hypothèse que la zone de gain s'étend aux zones de Xe^{6+} et Xe^{7+} (si on ajoute seulement la zone de Xe^{7+} , le résultat ne change pas beaucoup). Dans cette zone, nous supposons un coefficient de gain uniforme qui est calculé pour une intensité local de $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. C'est le gain qui règne en fait sur la majeure partie de la zone de Xe^{8+} . Le résultat du calcul est présenté sur la même figure (figure 3.2.4) et montre cette fois un meilleur accord avec l'expérience. L'intensité du laser à 41,8 nm croît jusqu'à une longueur de 4,7 mm. Le facteur de gain effectif calculé est autour de 50 cm^{-1} , ce qui est toujours plus faible que la valeur mesurée. Notons d'autre part que le gain effectif est bien inférieur au gain local maximal qui est de l'ordre de $(150 - 180) \text{ cm}^{-1}$ (voir paragraphe 2.6.2.4). Ceci découle du fait que les rayons amplifiés se propagent avec une vitesse inférieure à c (paragraphe 2.5.5) et ne rencontrent pas le gain local maximal.

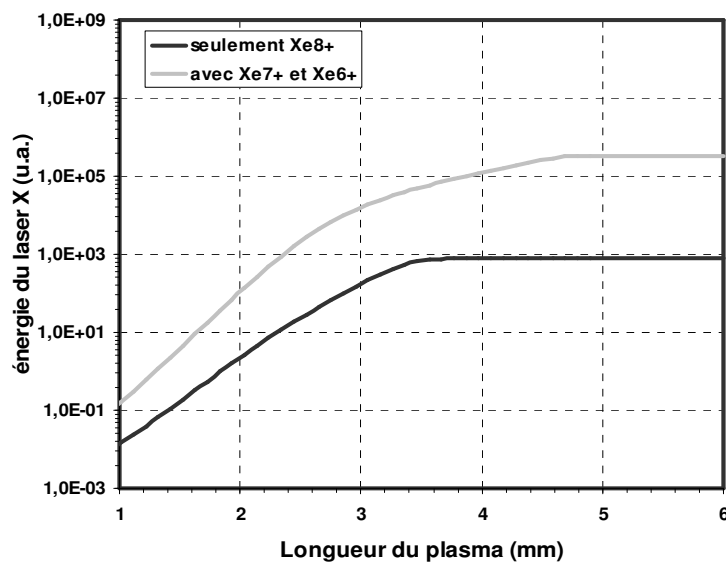


Figure 3.2.4. Energie du laser X calculée à 15 Torr en fonction de la longueur du plasma.

3.2.4. Dépendance en pression

La pression du gaz joue un rôle essentiel dans les conditions de production des lasers XUV par OFI. S'il est souhaitable de travailler à haute pression pour accroître le nombre d'ions lasants et ainsi augmenter l'intensité de saturation du plasma, l'augmentation de la pression pose un réel problème pour la propagation du laser de pompe sur une longueur centimétrique.

3.2.4.1. Résultat expérimental

Nous avons mesuré les signaux à 42,8 et 32,8 nm (dans le xénon puis dans le krypton respectivement) pour différentes pressions comprises entre 0 à 60 Torr (figure 3.2.5). La pression est mesurée au niveau du tube qui alimente en continu la cellule en gaz. La cellule est de 3 mm de long pour éviter d'accentuer les effets liés à la propagation. Les deux courbes ont été normalisées au signal maximum afin de les comparer car elles ont été obtenues avec deux caméras CCD différentes. Dans les deux cas, le signal croît rapidement jusqu'à une pression optimum avant de décroître plus lentement. Le maximum du signal est piqué à 15 Torr pour le Xe^{8+} (soit une densité atomique de $4,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) et aux alentours de 20 Torr pour le Kr^{8+} . Par contre, une différence notable sur la gamme de pression efficace apparaît entre les deux lasers. Le laser à 41,8 nm fonctionne sur une gamme de pression bien plus étroite que le laser à 32,8 nm. Le laser à 41,8 nm fonctionne entre 10 et 22 Torr (à mi-hauteur), alors que le laser à 31,8 nm émet pour une pression comprise entre 12 et 32 Torr.

Pour tenter de mieux comprendre la figure 3.2.5, il est intéressant de regarder séparément les effets liés à la physique atomique et ceux liés à la propagation du laser de pompe en fonction de la pression du gaz.

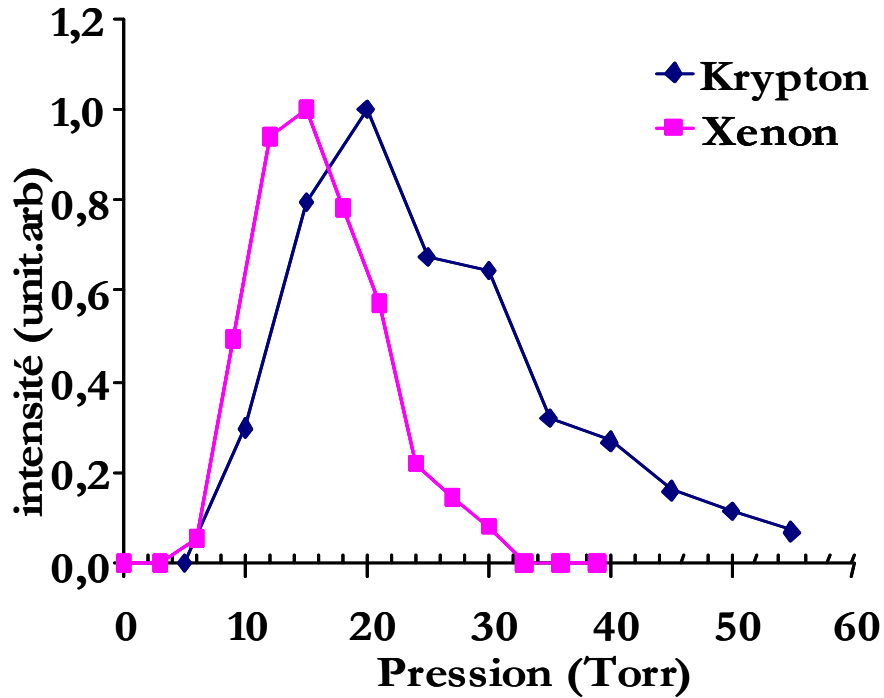


Figure 3.2.5. Signaux du laser X à 41,8 nm (carrés) et à 32,8 nm (losanges) en fonction de la pression. Les traits qui relient les points ont été ajoutés pour guider l'œil.

3.2.4.2. Calcul du gain local en fonction de la pression

Prenons dans un premier temps le cas du xénon. Considérons un plasma de xénon créé par une impulsion laser tel que $\Delta t = 30$ fs et $I_{\max} = 5 \cdot 10^{16}$ W/cm², et calculons avec le code 1 qui est décrit dans le paragraphe 2.6.1, la dynamique du facteur du gain, pour la raie 5p - 5d à 41,8nm, et ceci pour différentes valeurs de pressions de 5 à 30 Torr. On peut tirer trois remarques de ce calcul, présenté sur la figure 3.2.6. Premièrement, le coefficient de gain croît avec la pression. Le maximum a augmenté de 140 à 185 cm⁻¹ entre 5 et 30 Torr. Deuxièmement, la durée du gain est d'autant plus courte que la pression est élevée. Elle est de 15 ps (à mi-hauteur) pour 5 Torr et passe à 7 ps pour 10 Torr puis à 3,7 ps pour 30 Torr. Troisièmement, le maximum de gain apparaît de plus en plus tôt en augmentant la pression. La figure 3.2.7 montre les évolutions de l'état charge et de la température pour différentes valeurs de la pression. On observe clairement que l'état de charge du plasma évolue d'autant plus rapidement que la pression augmente. Ceci est à relier à un accroissement de l'ionisation collisionnelle qui contribue à ioniser l'ion lasant après le passage de l'impulsion laser et donc à détruire le milieu amplificateur. La durée du gain est donc

directement liée au processus de surionisation causé par les collisions électron - ion. La température électronique moyenne chute en effet plus vite pour des pressions élevées.

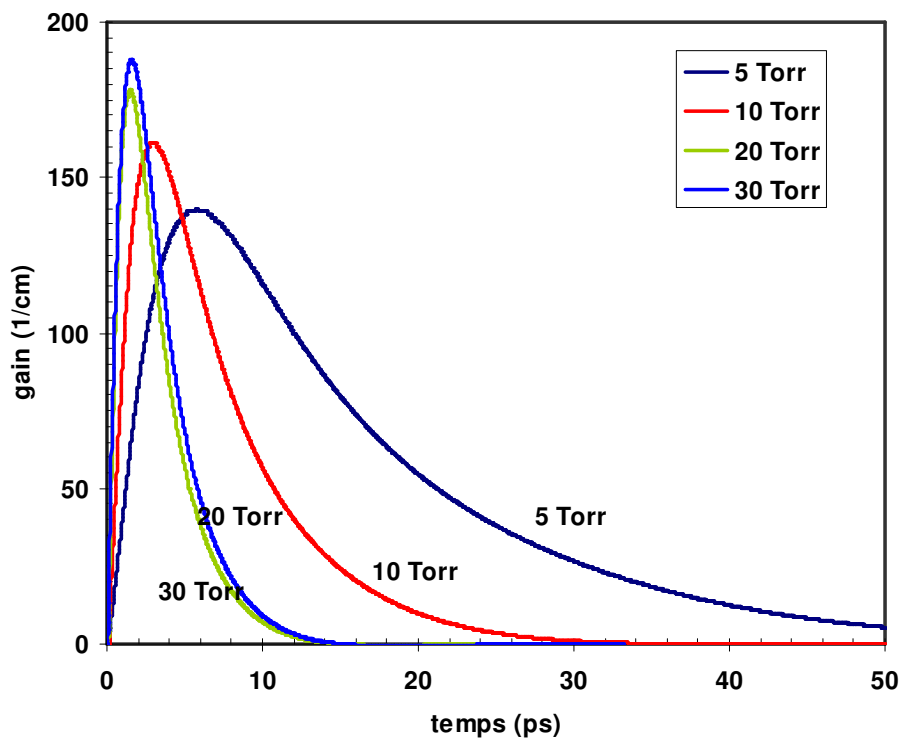


Figure 3.2.6. Evolution du coefficient de gain pour différentes pressions de xénon à une intensité de $5.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

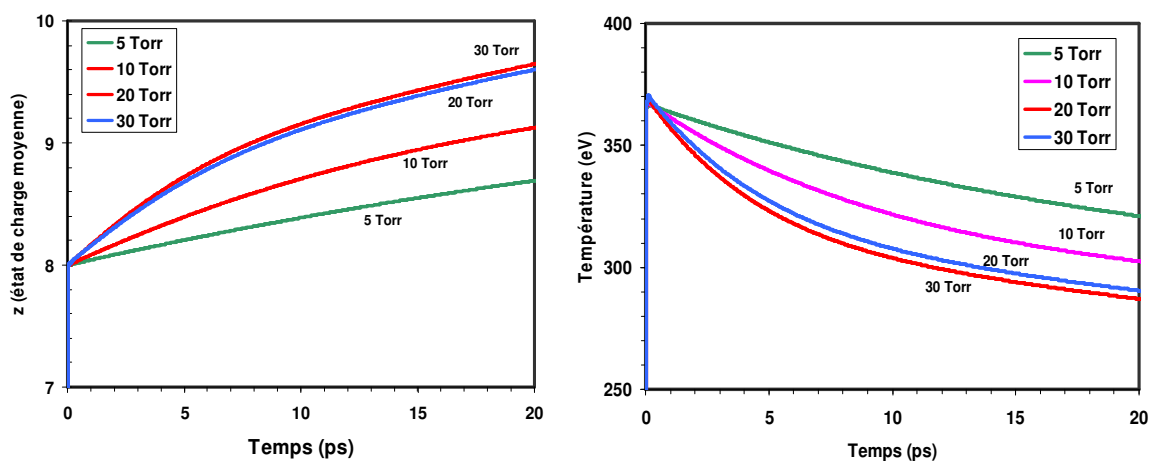


Figure 3.2.7. Evolution de l'état charge et de la température pour différentes pressions de xénon à une intensité de $5.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

Un comportement similaire a été observé dans le cas du krypton. La figure 3.2.8 montre en effet que le coefficient du gain maximal est comparable à celui du xénon (autour de 180 cm^{-1} à 30 Torr). Par contre les durées du gain sont plus importantes que celles calculées pour le xénon. Elle est de 23 ps à 5 Torr, 9 ps à 10 Torr et 7 ps à 30 Torr. Le passage à l'état de charge supérieur nécessite une énergie plus importante pour le de Kr^{8+} que pour le Xe^{8+} . Le plasma de Kr^{8+} est par conséquent plus stable vis à vis de l'ionisation collisionnelle. Le facteur du gain de la raie $4d - 4p$ dure plus longtemps et reste relativement important pour des pressions supérieures à 30 Torr. Ceci permet de comprendre au moins qualitativement pourquoi le laser à 32,8 nm fonctionne sur plus large gamme de pression que le laser à 41,8 nm.

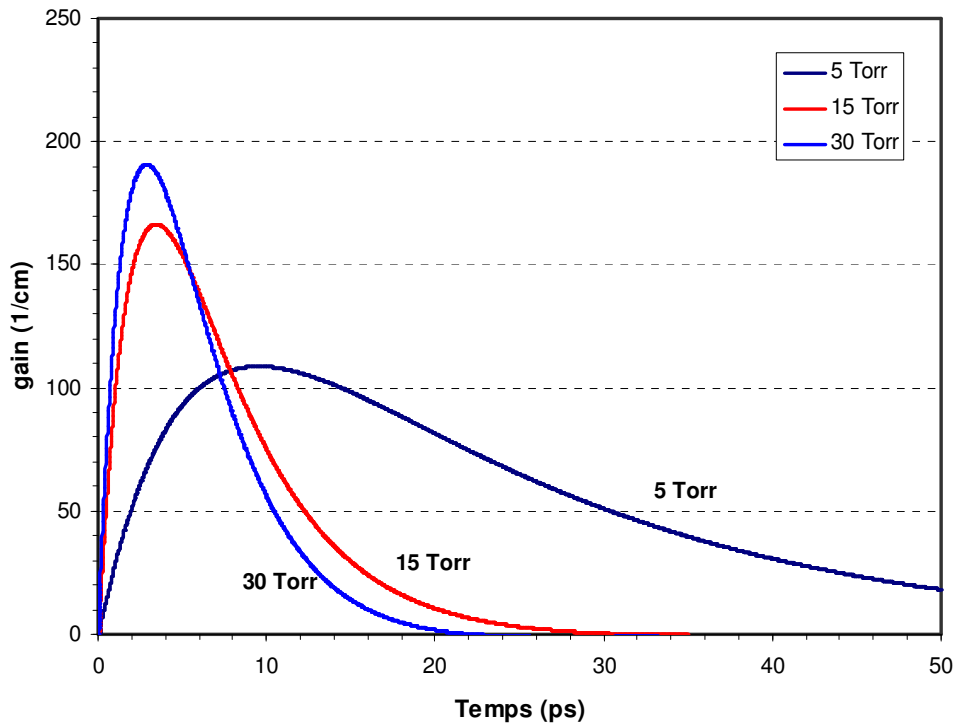


Figure 3.2.8. Evolution du coefficient de gain pour différentes pressions de krypton à une intensité maximale de $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$.

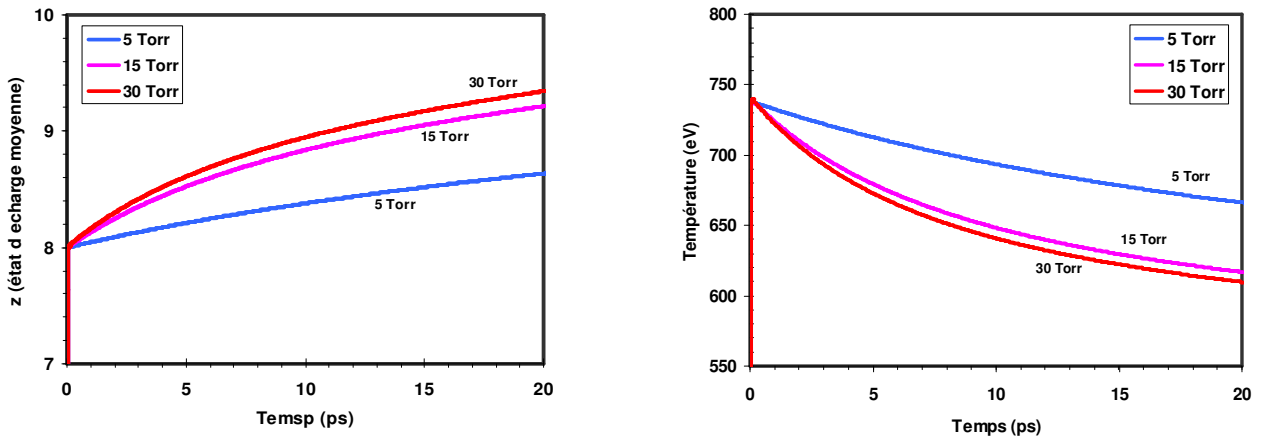


Figure 3.2.9. Evolutions de l'état charge et de la température pour différentes pressions de xénon à une intensité de $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$.

Les calculs présentés montrent clairement que la durée du gain dépend essentiellement de la durée de vie de la zone huit fois ionisée. En augmentant la pression et bien que la durée du gain devienne plus courte, l'augmentation du facteur du gain doit impliquer une augmentation exponentielle de l'intensité du laser X, si on est au dessous du seuil de saturation. D'autre part, nos calculs présentés sur la figure 3.2.10 montrent clairement que l'intensité de saturation croît avec la pression du gaz. Elle est en effet neuf fois plus élevée à 30 Torr par rapport à 10 Torr. Du point de vue de physique atomique, on s'attend à une croissance continue de l'intensité de la raie laser avec la pression. Toutefois, il semble difficile de comprendre la présence d'un optimum de l'effet laser pour des pressions autour de 15-20 Torr. Nous nous sommes donc intéressé à la propagation du laser de pompe pour différentes conditions de pression.

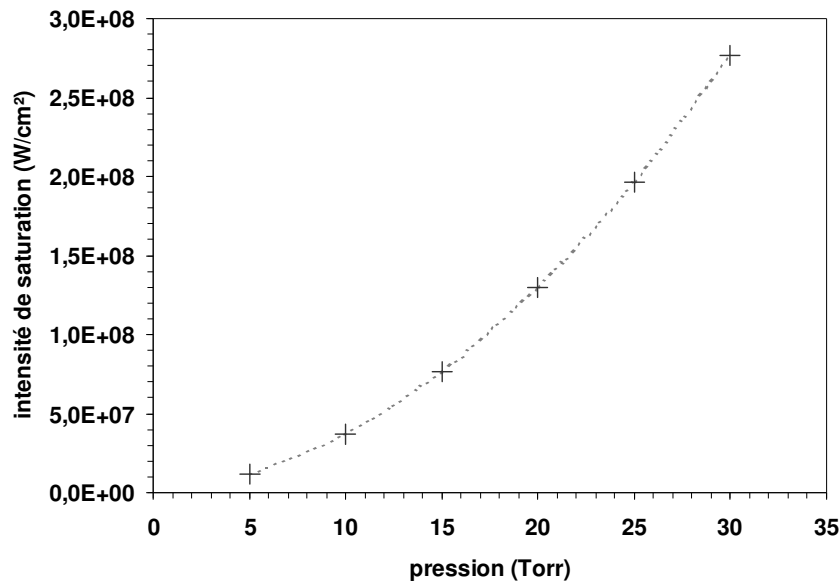


Figure 3.2.10. L'intensité de saturation calculée de la raie de Xe^{8+} en fonction de la pression à une intensité maximale de $7.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

3.2.4.3. Calcul de la propagation du faisceau de pompe

La figure 3.2.11 montre le calcul de propagation du faisceau de pompe (paragraphe 2.6.2) pour différentes pressions de xénon, de 5 à 25 Torr, dans les conditions expérimentales : $I_{\text{max}} = 5.10^{17} \text{ W/cm}^2$, $\Delta t = 40 \text{ fs}$, point de focalisation à 2 mm à l'intérieur. La fuite devant et après la cellule est simulée par un profil de densité exponentiel qui s'étend jusqu'à 0,5 mm (des deux côtés). La figure montre l'intensité de pompe maximale créée dans le plasma. La zone où règne une intensité entre $(1,8 - 8) \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ (zone grillée) correspond à une zone de Xe^{8+} (paragraphe 3.2.5). La zone entre $(0,5 - 1,8) \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ correspond à une zone de Xe^{6+} et Xe^{7+} . A basses pressions, le faisceau ne rencontre pas d'importants problèmes pour se propager. Conservant une forte intensité, il peut créer de larges zones de Xe^{8+} . En augmentant la pression, le volume de la zone de gain diminue. A 15 Torr, elle s'étend jusqu'à 3,5 mm selon z et devient limité à 2,5 mm à 25 Torr. Ce calcul montre bien les conséquences négatives de la pression sur la zone de gain. En augmentant la pression, le volume du plasma amplificateur diminue d'une façon nette, alors que comme nous l'avons vu le facteur de gain local augmente.

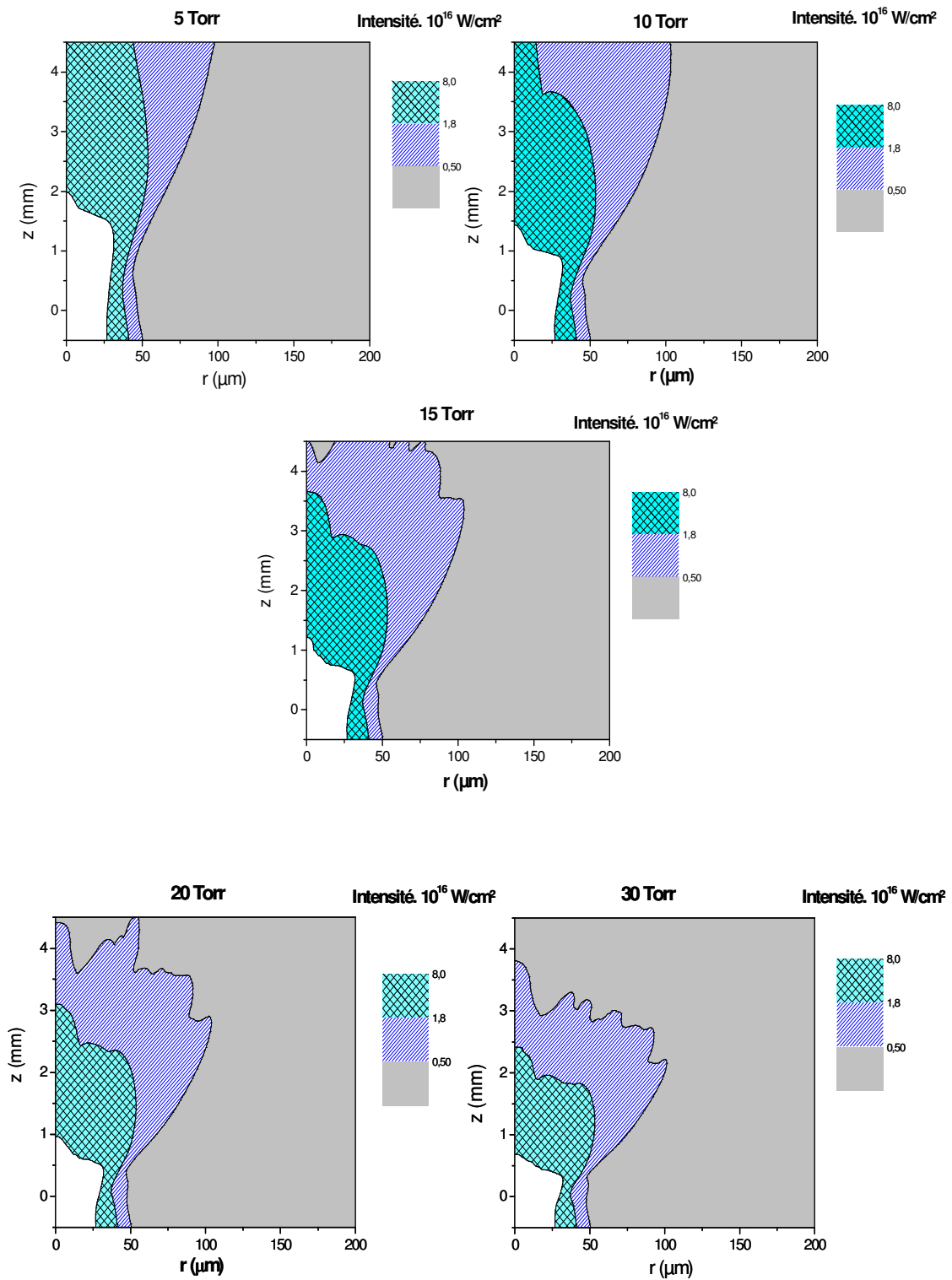


Figure 3.2.11. Cartes d'ionisation du plasma de xénon pour différentes pressions. La zone grillée correspond à une zone de Xe^{8+} , la zone en blanc correspond à une zone de surionisation ($z > 8$).

3.2.4.4. Calcul complet de l'intensité du laser à 41,8 nm en fonction de la pression

La pression optimum, observée expérimentalement, correspond à l'équilibre entre les conditions d'une forte amplification (un pompage fort et un nombre d'émetteurs élevé) et les contraintes imposées par la propagation du laser de pompe. Sur la figure 3.2.12, nous présentons le calcul du code 3, décrit dans le paragraphe 2.6.3 : l'intensité du laser à 41,8 nm en fonction de la pression (de 5 à 30 Torr). Le maximum de signal est calculé autour de 25 Torr, ce qui est supérieur à la valeur mesurée mais tout de même raisonnablement proche compte tenu de la complexité des processus impliqués dans la modélisation du plasma amplificateur. Il est probable que le calcul de propagation en géométrie cylindrique, ne rend pas parfaitement compte de l'allure réelle du plasma et qu'un traitement 3D de la propagation permettrait de se rapprocher bien d'avantage de la réalité. Toutefois la figure 3.2.12 illustre bien comment la pression optimum pour l'effet laser correspond à un compromis entre, les qualités amplificatrices du plasma et les conditions de propagation.

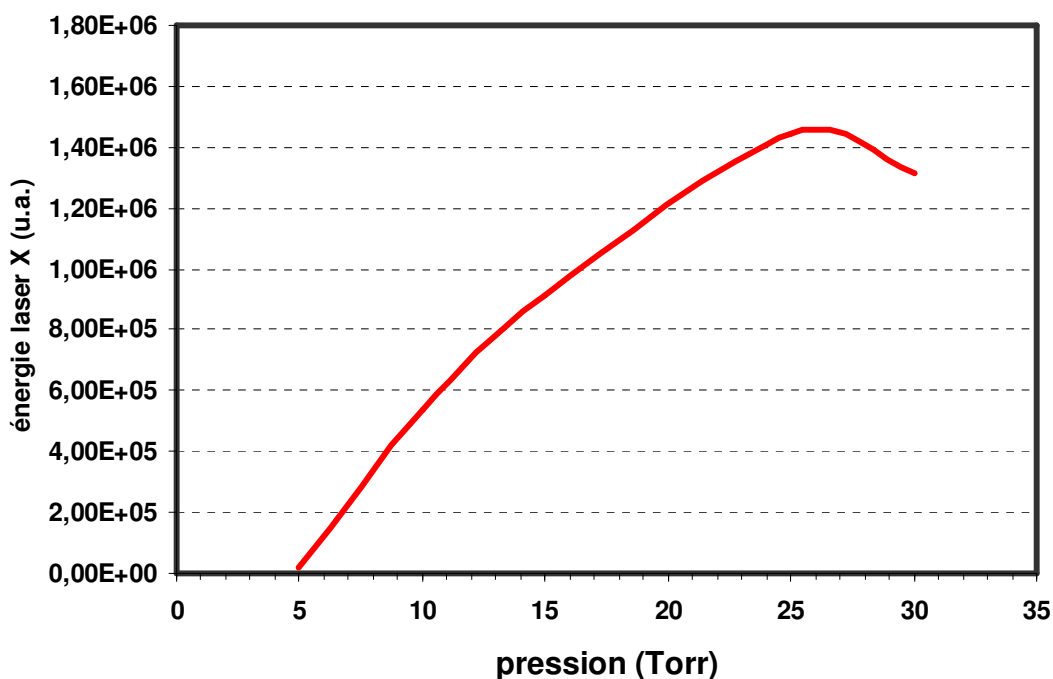


Figure 3.2.12. Energie calculée du laser X à 41,8nm en fonction de la pression.

3.2.5. Influence de l'intensité du laser de pompe

Nous examinons ici, comment l'intensité des lasers à 41,8 et 32,8 nm dépend de l'intensité du laser de pompe. Ces mesures ont été réalisées en faisant varier l'énergie du laser tout en conservant constante la durée d'impulsion. Les mesures de la figure 3.2.13 ont été obtenues dans une cellule de 4 mm de long remplie de xénon et de krypton dans les conditions optimales de pression. Le point de focalisation est à 2 mm à l'intérieur de la cellule. La figure 3.2.13 montre le signal détecté pour différentes intensités laser de $9 \cdot 10^{16}$ W.cm^{-2} jusqu'à 10^{18} W.cm^{-2} . Pour le xénon, à partir du $9 \cdot 10^{16}$ W.cm^{-2} on voit apparaître le signal à 41,8 nm. La création du Kr^{8+} nécessite une intensité plus élevée; la raie à 31,8 nm apparaît à partir de $4 \cdot 10^{17}$ W.cm^{-2} . Dans les deux cas, le signal augmente d'une façon monotone avec l'intensité (ou l'énergie) de pompe. Toutefois, le signal de la raie à 41,8 nm marque un plateau pour une intensité supérieure à $6 \cdot 10^{17}$ W.cm^{-2} .

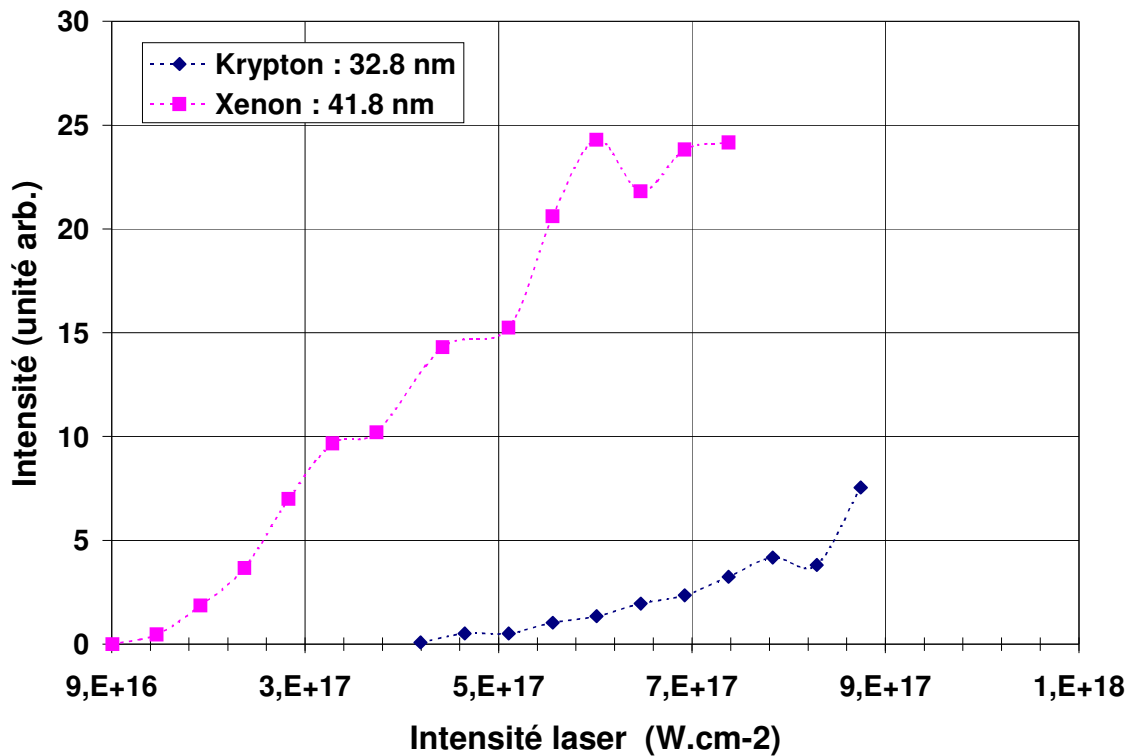


Figure 3.2.13. Intensités des signaux du laser X à 41,8 nm (carrés) et à 32,8 nm (losanges) mesurées en fonction de l'énergie du laser de pompe. Les valeurs mesurées sont reliées par un trait continu pour guider l'œil.

Le calcul de l'énergie de la raie à 41,8 nm en fonction de l'intensité est présenté sur la figure 3.2.14. Une croissance rapide est observée à partir de $3 \cdot 10^{17}$ W/cm. Elle augmente d'un facteur trois à $5 \cdot 10^{17}$ W/cm², ce qui est proche de la valeur mesurée expérimentalement (un facteur deux entre les deux intensités a été mesurée). Comme nous l'avons observé expérimentalement, le signal XUV devient presque constant pour des intensités supérieures à $5 \cdot 10^{17}$ W/cm². Comme nous l'avons dit précédemment, l'effet laser dépend directement des qualités amplificatrices du plasma formé et de la propagation du laser de pompe. Nous allons étudier comment ces deux paramètres cruciaux dépendent de l'intensité du laser de pompe.

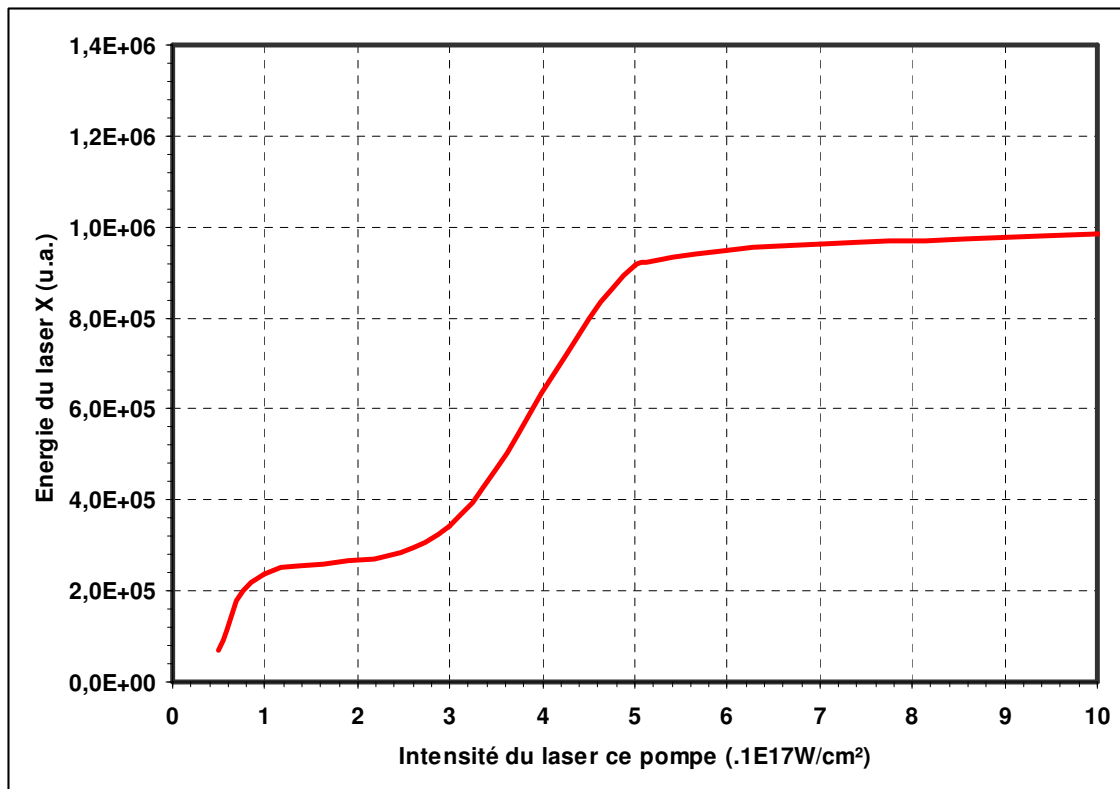


Figure 3.2.14. Energie du laser X calculée en fonction de l'intensité du laser de pompe.

La figure 3.2.15 montre l'évolution du facteur de gain local calculé dans une cellule de xénon à 15 Torr, pour différentes intensités allant de 10^{16} W.cm⁻² à 10^{17} W.cm⁻² (la durée de l'impulsion est fixée à 40 fs). Le facteur de gain commence d'apparaître à partir d'une intensité de $1,8 \cdot 10^{16}$ W.cm⁻², où les ions Xe⁸⁺ sont créés, et augmente rapidement à 170 cm⁻¹. Jusqu'à $5 \cdot 10^{16}$ W.cm⁻², le profil de gain reste constant et garde la même durée de vie. Lorsque l'intensité augmente, l'état de charge créé par le laser augmente au-delà de Xe⁸⁺.

Le gain commence à diminuer jusqu'à ce qu'il s'annule pour des intensités supérieures à $8 \cdot 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. Sur une large zone de l'intensité efficace pour le pompage (qui est entre $1,8$ et $8 \cdot 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$), le profil de gain reste constant. Ce calcul montre que le facteur de gain local varie peu avec l'intensité de pompe si cette dernière est suffisante pour créer une zone de gain. Ceci explique pourquoi sur la figure 2.6.10 le gain était presque homogène (entre $150 - 180 \text{ cm}^{-1}$) sur la plus grande partie du milieu amplificateur.

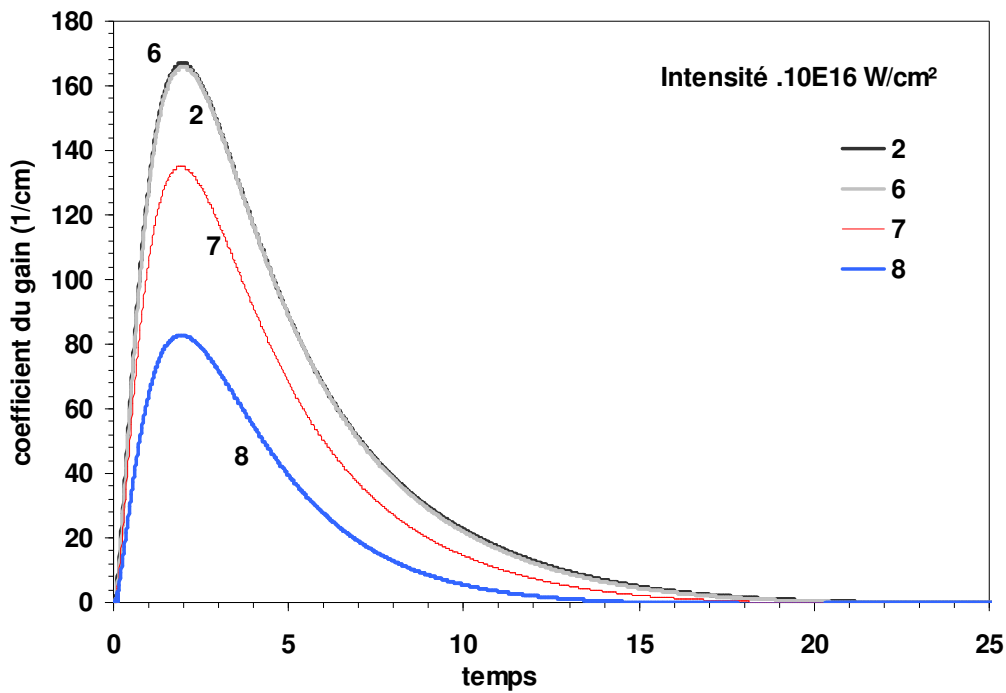


Figure 3.2.15. Evolution du coefficient de gain dans le xénon pour différentes intensités à 15 Torr.

Du fait qu'il faut plus d'énergie pour créer le Kr^{8+} , l'énergie de pompe nécessaire pour avoir un gain non nul, est plus élevée (figure 3.2.16). A partir d'une intensité de $3 \cdot 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, le gain commence d'apparaître dans le milieu de ($G_{\text{max}} = 25 \text{ cm}^{-1}$). Sur la gamme entre $5 \cdot 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ et $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, le facteur de gain est très élevé (autour de $G_{\text{max}} = 170 \text{ cm}^{-1}$) et varie peu. Il commence ensuite à diminuer mais reste élevé jusqu'à une intensité de $2,5 \cdot 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$. Ceci explique pourquoi le signal à 32,8 nm a commencé d'apparaître plus tard que celui à 41,8 nm et qu'il n'a cessé d'augmenter.

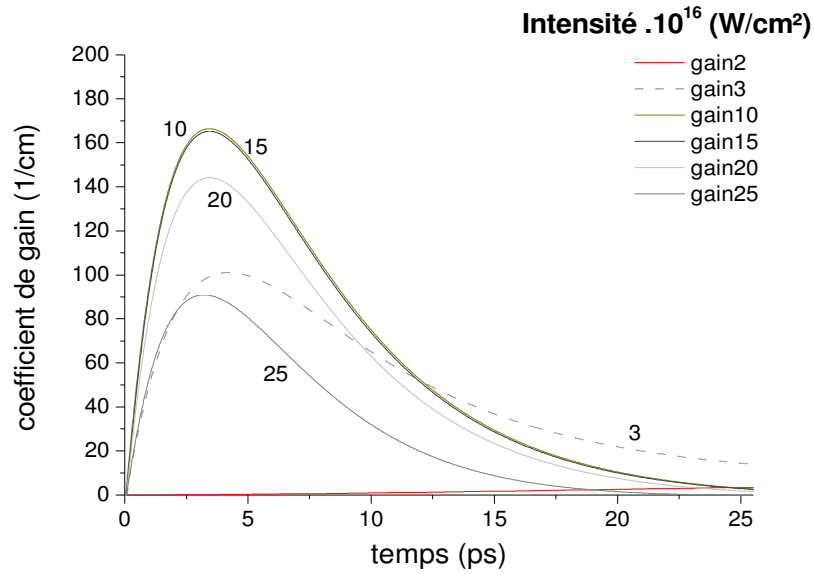


Figure 3.2.16. Evolution du coefficient de gain dans le krypton pour différentes intensités à 15 Torr.

La figure 3.2.17 montre le calcul de propagation du faisceau de pompe dans une cellule de 4 mm remplie de xénon à la pression de 15 Torr, pour différentes intensités de pompage (la durée est fixée à 40 fs). Après le passage d'une impulsion de $5 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ d'intensité maximale (dans le vide), il se forme un petit plasma de Xe^{8+} qui ne dépasse pas 2,5 mm de long. Lorsque l'intensité de pompage augmente, la zone de Xe^{8+} s'élargit mais l'effet de la réfraction s'accroît. Les hautes intensités semblent compenser la défocalisation du faisceau, en étendant radialement la zone de gain. A $5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$, le plasma amplificateur s'étend radialement jusqu'à 200 μm . Ceci devrait contribuer à une augmentation de la divergence du faisceau que nous n'avons pu mettre en évidence car notre système de détection ne peut collecter que les photons émis dans un angle solide bien déterminés. Expérimentalement, le signal détecté n'a pas augmenté après $6 \cdot 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$.

En conclusion, il apparaît clair que l'intensité du laser de pompe (dans la gamme d'ionisation de l'ion lasant) a un effet modeste sur la valeur du gain local et de l'intensité de saturation. Il semble donc que l'augmentation du signal laser X en fonction de l'intensité laser découle du fait que le plasma devient de plus en plus long et large pour les intensités importantes. Ceci est bien vérifié en comparant les figures 3.2.13 et 3.2.17 car c'est à partir d'une intensité de pompe de $5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$, qu'un clair plasma amplificateur s'est formé.

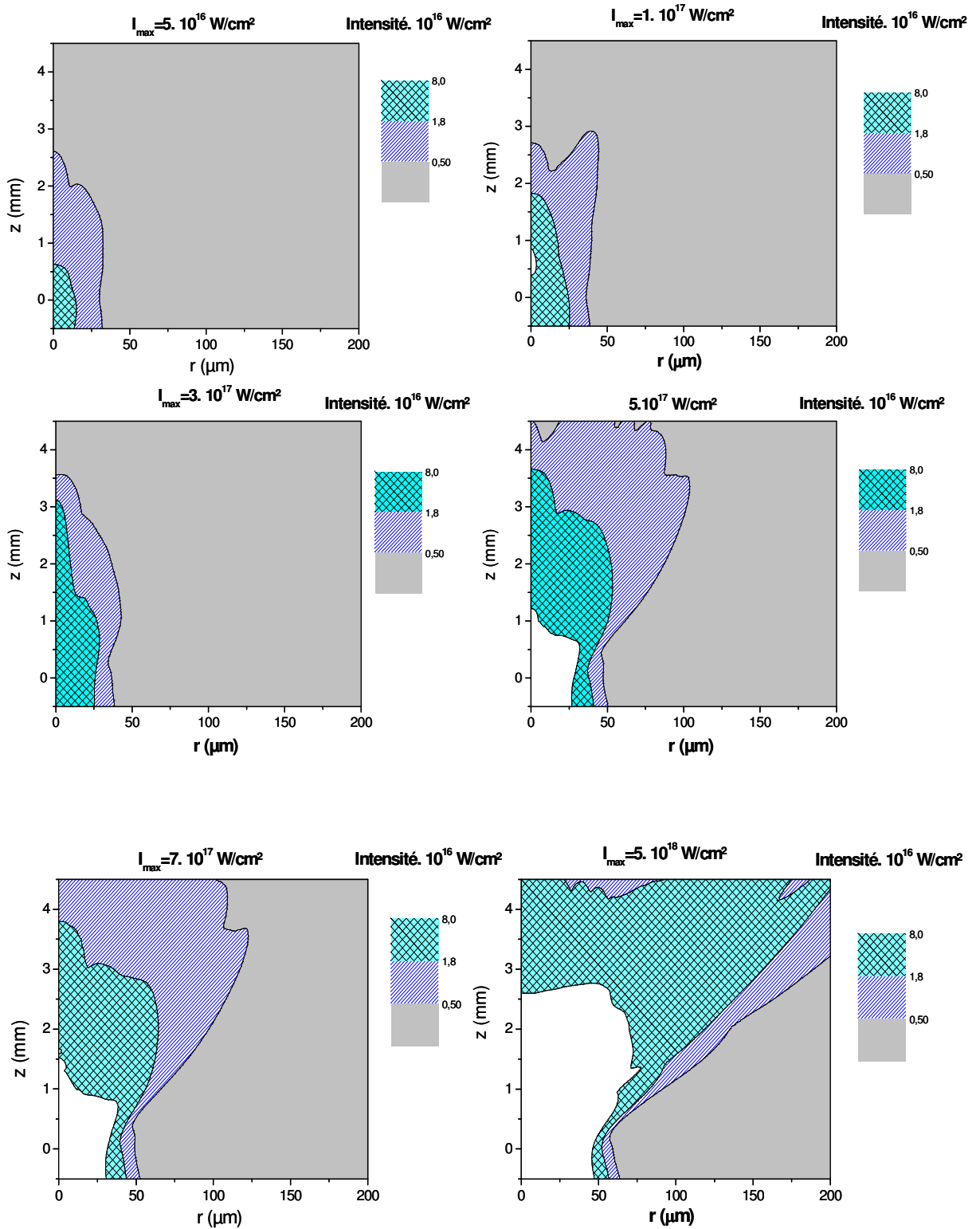


Figure 3.2.17. Calculs de propagation par le code 2, pour différentes intensités maximales de pompage (dans le vide). La zone grillée correspond à une population de Xe^{8+} .

L'intensité du laser de pompe dépend de la durée d'impulsion. Il nous a semblé intéressant de regarder l'influence d'une intensité de pompe donnée pour différentes durées d'impulsion laser. Dans ce but, nous avons fait varier la durée d'impulsion du laser de pompe (en changeant la distance entre les deux réseaux du compresseur) pour différentes valeurs d'énergie. La figure 3.2.18 montre le signal du laser à 41,8 nm pour différentes valeurs d'énergie et durée d'impulsion, en fonction de l'intensité laser correspondante. Il semble clair que le signal à 41,8 nm dépend essentiellement de l'intensité laser et ceci quelque soit la combinaison énergie - durée choisie. En effet, pour différentes configurations d'énergie et de durée d'impulsion, le signal à 41,8 nm suit le même comportement et ne dépend que de l'intensité du laser de pompe. Un laser de 700 mJ, 60 fs produit le même effet qu'un laser de 300 mJ et 30 fs de durée.

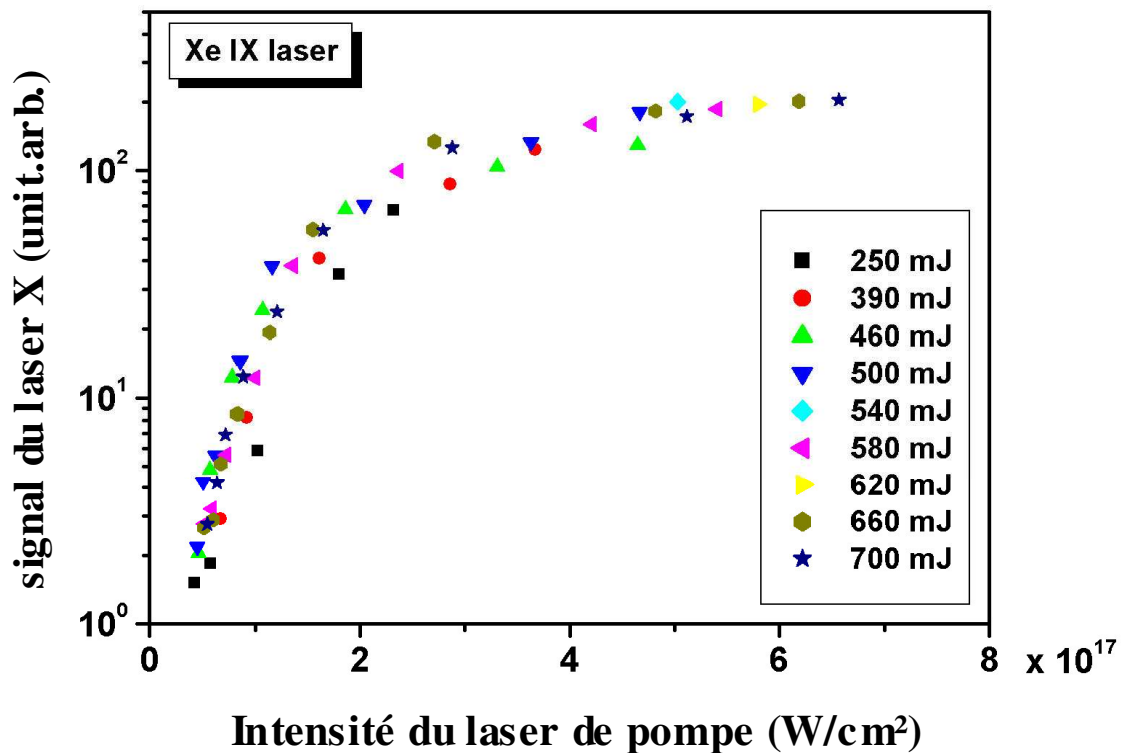


Figure 3.2.18. Signal du laser X à 41,8 nm en fonction de l'intensité du laser de pompe pour différentes durées d'impulsion.

La figure 3.2.19 montre le calcul de propagation dans une cellule de xénon à 15 Torr pour trois durées d'impulsions 20, 40 et 100 fs (l'intensité maximale de l'impulsion est fixée à $5 \cdot 10^{17}$ W/cm²). Cette figure montre que les dimensions de la zone huit fois ionisée du plasma varient légèrement avec la durée d'impulsion pour une intensité donnée. Toutefois, elle ne varie quasiment pas quand on passe de 40 à 100 fs, ce qui correspond à la gamme des durées utilisées pendant la mesure. Pour les durées les plus longues on observe une défocalisation plus importante du laser de pompe liée au fait qu'une grande partie de l'impulsion interagit avec un milieu préionisé (induit par le front avant de l'impulsion).

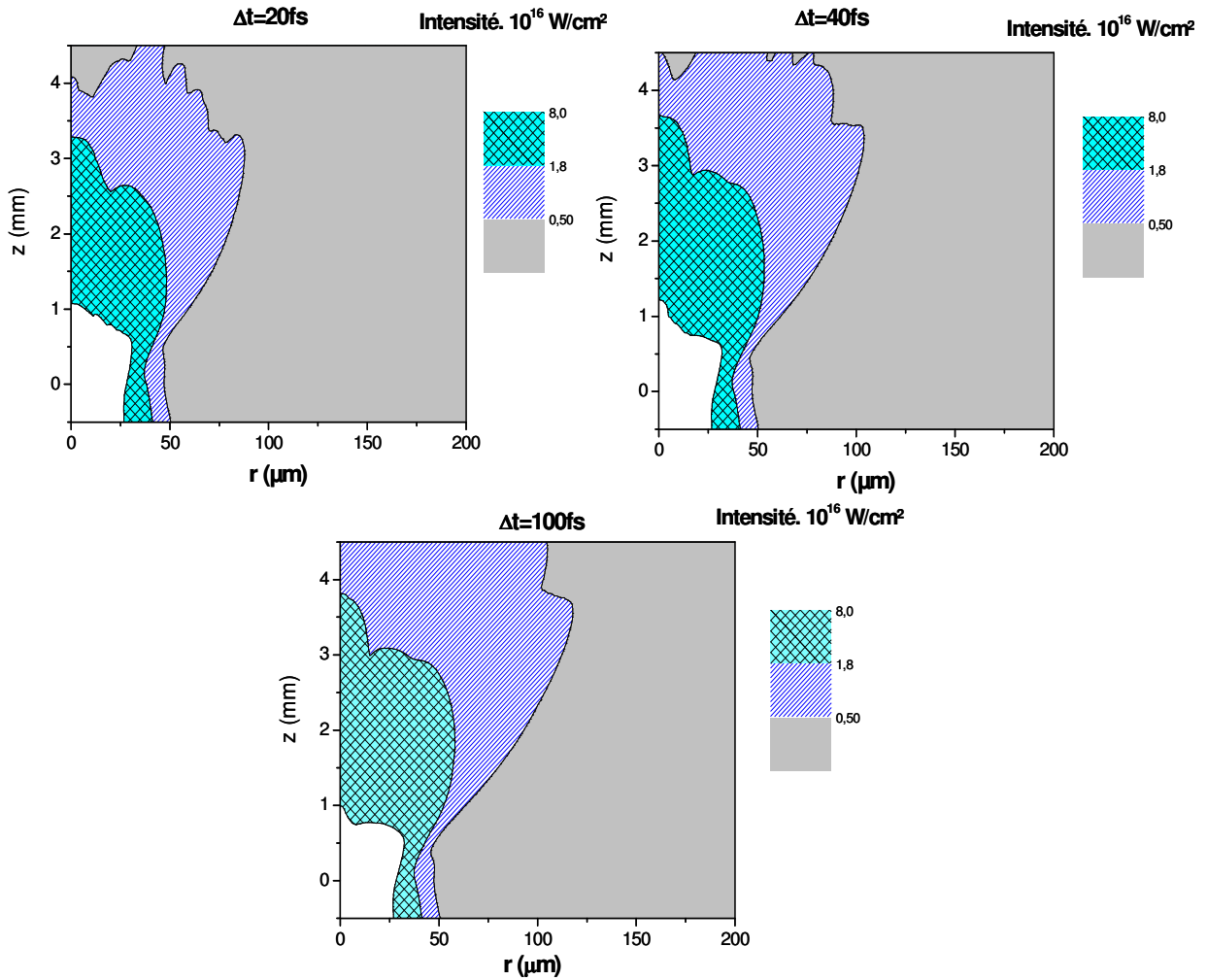


Figure 3.2.19. calculs de propagation, à 15 Torr, pour trois durées d'impulsion ayant la même intensité maximale de pompage ($5 \cdot 10^{17}$ W/cm²). La zone grillée correspond à une population de Xe^{8+} .

3.2.6. Dépendance de la polarisation

Puisque le pompage est réalisé par excitation collisionnelle, le contrôle du taux de pompage revient à contrôler la température électronique du plasma. Comme nous avons vu dans le paragraphe 2.3.3, le chauffage s'effectue par ATI et dépend de la longueur d'onde du laser et de l'état de polarisation du champ électrique. Expérimentalement, nous ne pouvons agir que sur le dernier paramètre pour contrôler le pompage. La figure 3.3.20, montre, en fonction de l'angle de la lame quart d'onde, le signal du laser X dans une cellule de 4 mm de long remplie de xénon à 15 Torr et dans une cellule de 4 mm remplie de krypton à 20 Torr. Les angles 0° et 45° correspondent respectivement à une polarisation circulaire et linéaire du champ électrique. Les deux courbes ayant un comportement similaire : leur maximum est autour de 0° et restent pratiquement constant dans la gamme $\pm 7^\circ$. Pour des angles plus importants, l'intensité des raies laser décroît rapidement allant jusqu'à s'annuler autour de $\pm 30^\circ$. La zone autour de zéro correspond au comportement d'un laser en régime de forte saturation. Le signal de sortie reste constant bien que nous diminuions l'énergie cinétique des électrons. Lorsque l'intensité n'est plus saturée, elle diminue rapidement avec le pompage qui devient de plus en plus faible quand on se rapproche de la polarisation linéaire

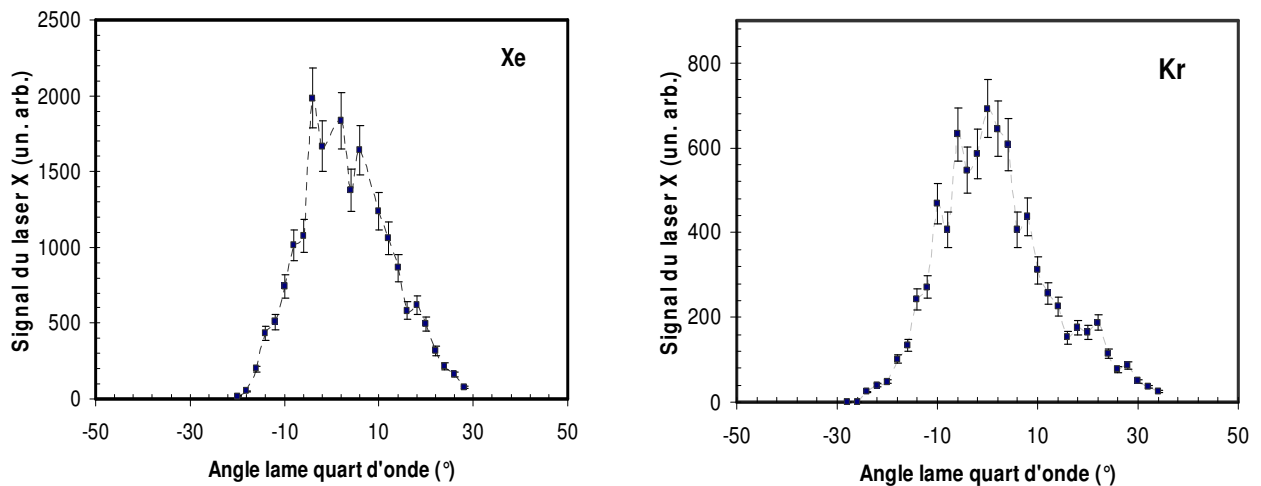


Figure 3.2.20. Dépendance de la polarisation : Signal du laser X mesuré dans le xénon et le krypton en fonction de l'angle de la lame quart d'onde. Les traits interrompus sont pour guider l'œil.

Nous utilisons les moyens dont nous disposons pour expliquer ce résultat. Le calcul de propagation du faisceau de pompe, effectué par le code 2 décrit dans le paragraphe 2.6.2, est présenté sur la figure 3.2.21. Le paramètre ϕ détermine l'état de polarisation du champ électrique (voir paragraphe 2.3.2). $\phi = 0,5$ correspond à la polarisation circulaire et $\phi = 0$ à la polarisation linéaire. Comme le montre l'équation (2.3.3), les taux d'ionisation par effet tunnel sont un peu plus élevés en polarisation linéaire. Par conséquent la zone de Xe^{8+} est légèrement plus grande (surtout radialement). Le résultat de calcul montre que l'état de polarisation joue un rôle très limité sur le volume du milieu amplificateur. La dépendance de l'état de polarisation peut être compris exclusivement par les mécanismes de pompage au niveau du gain local.

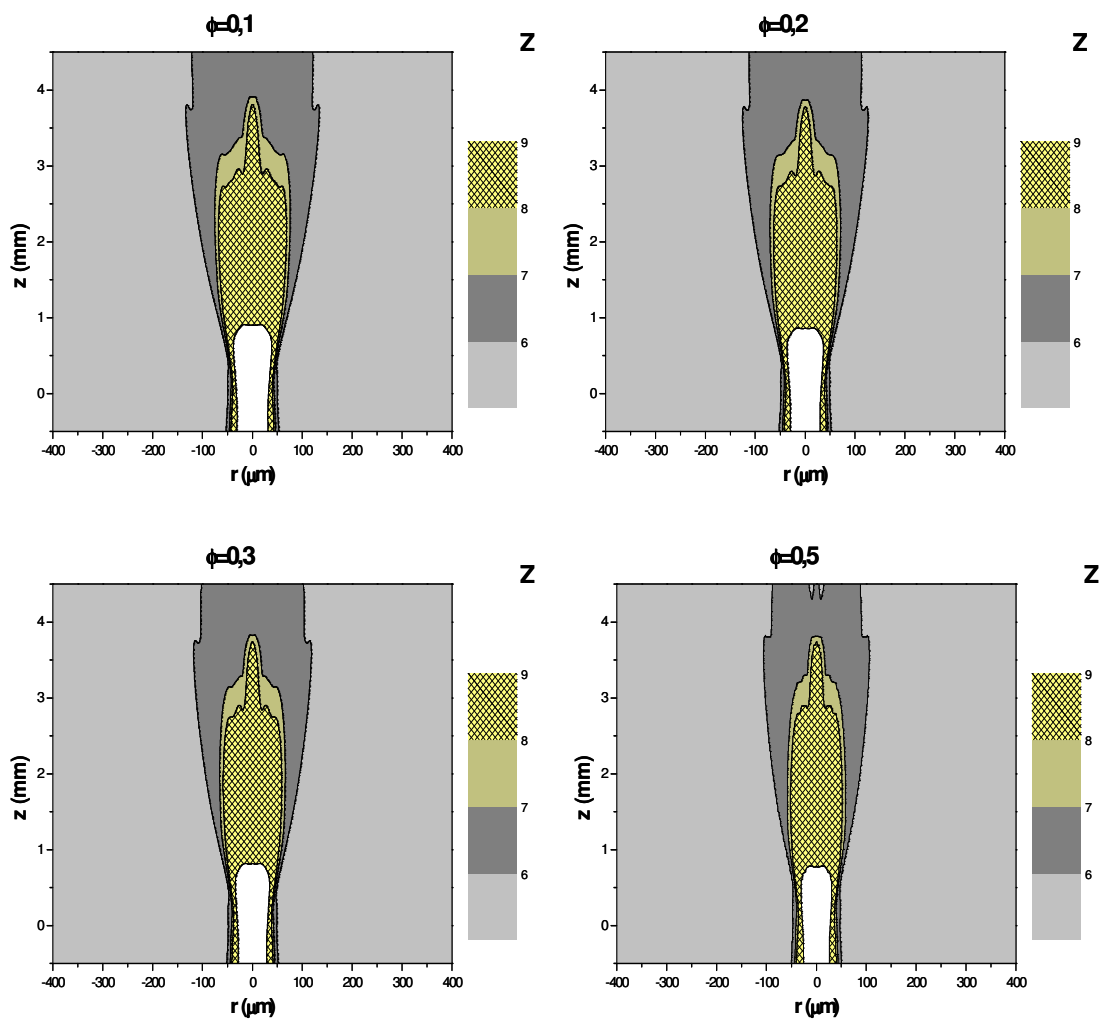


Figure 3.2.21. Cartes d'ionisation juste après le passage du laser, pour différents états de polarisation, à 15 Torr.

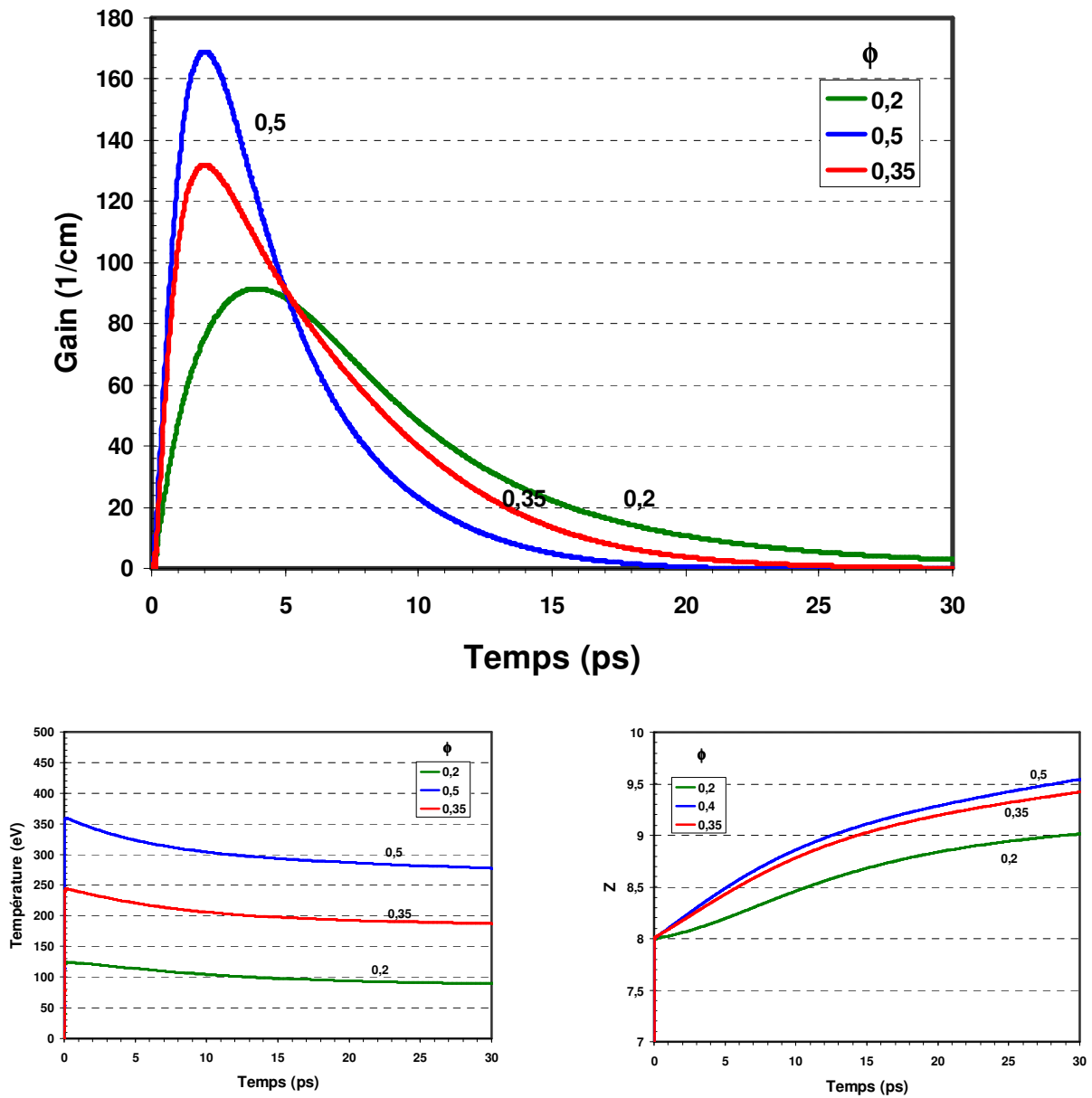


Figure 3.2.22. Evolutions du : facteur de gain, température électronique et état de charge moyen pour différents états de polarisation.

Comme nous avons vu dans le paragraphe 2.6.1.1, une quantité non négligeable d'électrons est libérée avec une très forte énergie et ceci reste vraie même lorsque la polarisation est linéaire mais il faut rappeler aussi que plus l'énergie des électrons est élevée, plus a probabilité d'exciter le niveau supérieur plutôt que le niveau inférieur est élevée (figure 2.5.2). Comme le montre la figure 3.2.22, l'énergie moyenne des électrons décroît rapidement avec ϕ . Juste après le passage du laser elle est de 360 eV pour $\phi = 0,5$ et

chute jusqu'à moins de 100 eV pour $\phi = 0,2$. Notons d'autre part que la durée de vie augmente lorsque ϕ diminue. Ceci est dû au fait que l'ionisation collisionnelle devient moins importante. Pour $\phi = 0,2$ par exemple le passage du $Z = 8$ à $Z = 9$ ne se fait qu'après 29 ps, alors qu'elle se passe après 12,5 ps lorsque $\phi = 0,5$. Par conséquent, le facteur de gain dure plus longtemps lorsque ϕ diminue mais son pic voit une décroissance rapide. $G_{\max}$ a diminué presque d'un facteur deux entre $\phi = 0,5$ et $\phi = 0,2$. Ceci explique pourquoi le niveau de signal du laser à 41,8 et 32,8 nm chute lorsque la polarisation du laser de pompe tend vers une polarisation linéaire.

3.2.7. Dépendance du point de focalisation

Un autre facteur qui joue un rôle important sur la propagation du laser de pompe est le point où le faisceau est focalisé dans la cellule de gaz. Le signal du laser à 41,8 nm en fonction de ce paramètre est présenté sur la figure 3.2.23. Ce résultat a été obtenu dans une cellule de 4 mm de long remplie de xénon à une pression de 15 Torr. Le point de focalisation a été repéré par rapport à la position du plan focal dans le vide. Il a été varié de -2 à $+4$ mm par rapport à la face d'entrée de la cellule (position zéro). Le maximum de signal a été observé entre $+1$ et $+2$ mm et a été sensible à cette position. Il suffit de bouger de 2 mm pour faire chuter l'intensité de la raie. La focalisation à l'intérieur de la cellule semble compenser la réfraction du faisceau.

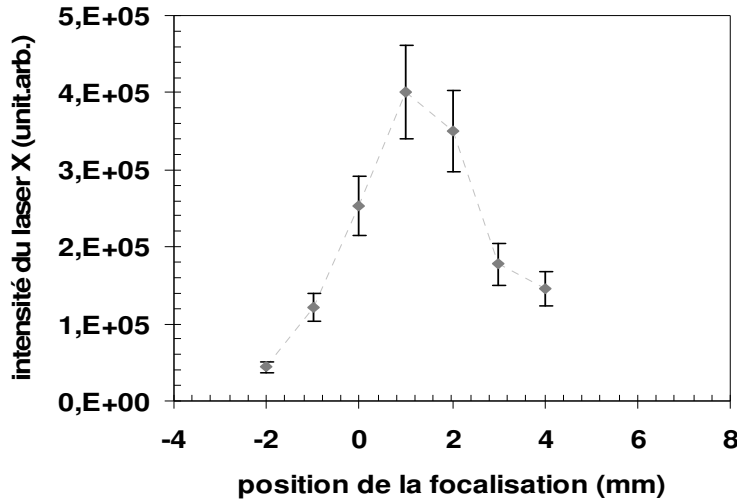


Figure 3.2.23. Signal du laser X à 41,8 nm dans une cellule de 4 mm de long à 15 Torr en fonction du point de focalisation. $z = 0$ est l'entrée, le sens positif est à l'intérieur de la cellule.

La figure 3.2.24 présente le calcul de propagation du faisceau de pompe, pour différentes positions de focalisations. Notons d'abord que du fait de la réfraction du laser de pompe, la position du foyer est systématiquement avancée vers la face d'entrée de la cellule. Ensuite, on voit que focaliser à l'intérieur de la cellule permet à priori de compenser les effets de réfraction et de confiner l'intensité du laser de pompe autour de l'axe. Si ce calcul semble indiquer qu'il est souhaitable de focaliser plus à l'intérieur de la cellule pour former un plasma long, il ne montre pas de condition optimale claire pour la position de $z = 2$ mm. Il faut noter que notre modèle ne prend pas en compte qu'une partie importante de l'énergie de pompe est bloquée sur la face avant de la cellule. Ce phénomène est d'autant plus marqué quand on focalise le laser de pompe profondément à l'intérieur de la cellule. Le laser peut mesurer plusieurs centaines de microns de diamètre sur la face d'entrée de la cellule. De plus, ce calcul suppose un faisceau gaussien, ce qui est loin d'être le cas, dès qu'on s'écarte de la position focale. Ceci est essentiellement causé par les modulations induites par la présence d'un miroir déformable [3.1.4]. Du fait de la géométrie cylindrique du code, le profil exact du faisceau laser ne peut pas être pris en compte de façon rigoureuse.

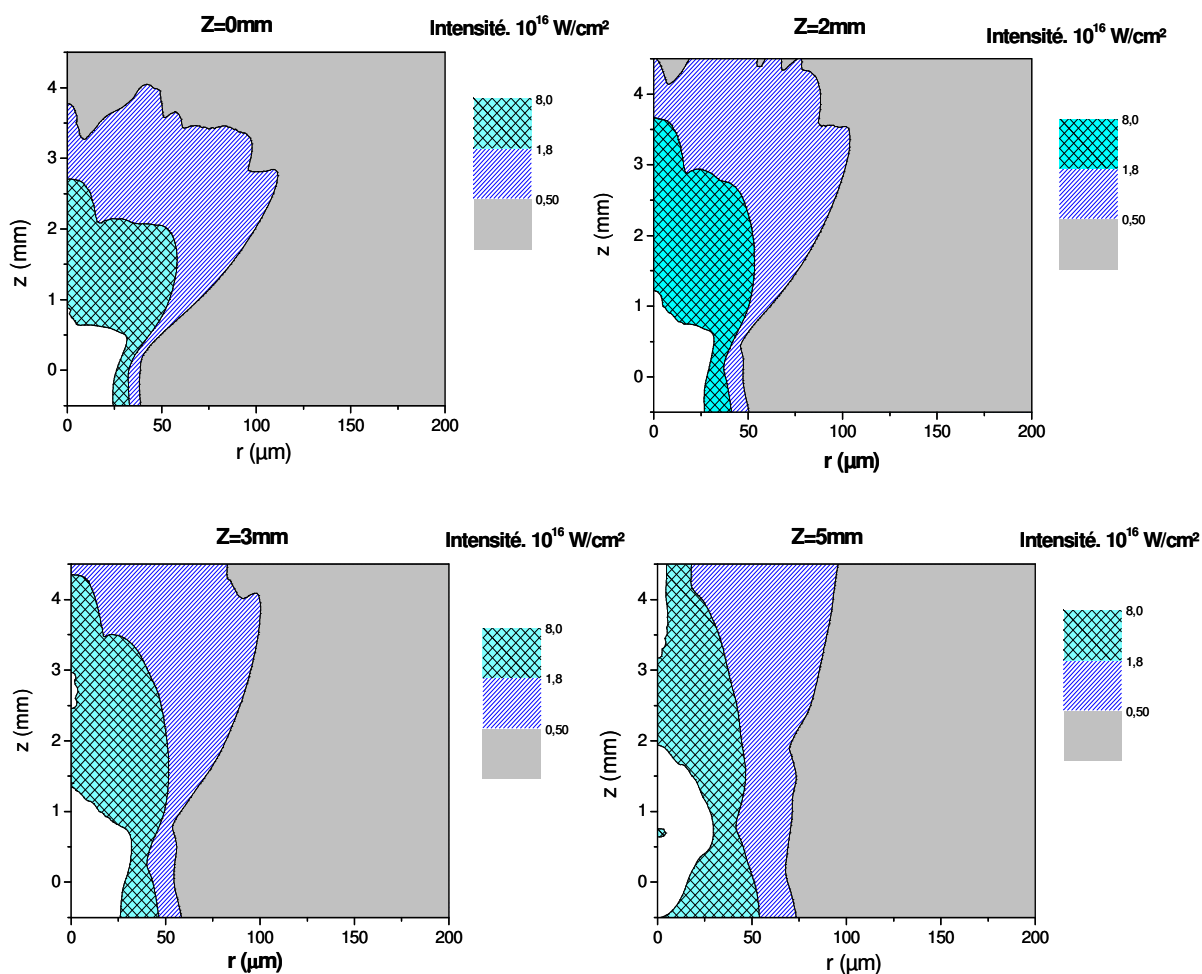


Figure 3.2.24. Calcul de propagation à 15 Torr de xénon pour différentes positions de focalisation.

3. 2.8. Empreintes du faisceau laser X à 41,8 nm

Nous avons caractérisé le profil spatial en champ lointain du laser X à 41,8 nm. Le faisceau est envoyé directement sur une CCD XUV à l'aide d'un miroir plan à 45° en iridium. Deux filtres d'aluminium de 250 nm d'épaisseur sont placés devant la CCD pour couper le laser infrarouge et l'émission spontanée du plasma. La transmission du miroir n'a pas été mesurée mais la valeur calculée est de 20 % à 41,8 nm. Afin de mesurer la divergence du faisceau, deux fils croisés sont mis à 30 cm après la sortie de la cellule. L'image du faisceau est enregistrée pour différentes valeurs de pression de 5 à 30 Torr (figure 3.2.25). A 5 Torr, aucun signal n'a pu être détecté. En augmentant la pression, le

faisceau commence à apparaître. Le signal le plus intense est obtenu comme prévu pour une pression de 15 Torr. Du fait que le volume de la colonne de plasma amplificateur augmente au fur et à mesure que la pression augmente, la divergence du faisceau croît avec la pression jusqu'à 15 Torr. A 15 Torr la divergence du faisceau est de l'ordre de 10 mrad dans les deux directions horizontale et verticale. Sur la figure 3.2.11, nous remarquons que le plasma amplificateur s'étend radialement jusqu'à $r = 42 \mu\text{m}$ (géométrie cylindrique) et 3,5 mm selon z (si on ne considère que la zone de Xe^{8+}), ce qui fait une dimension : $4 \text{ mm} \times 42 \mu\text{m}$. L'angle de divergence est alors de 10,5 mrad. Si on suppose que les zones de Xe^{6+} et Xe^{7+} font partie de la zone de gain, la dimension du plasma ampliateur devient : $5 \text{ mm} \times 52 \mu\text{m}$, ce qui fait un angle de 10,4 mrad. Dans les deux cas, on trouve une valeur très proche de celle mesurée. Par ailleurs, le point commun de toutes les images est l'inhomogénéité du faisceau détecté. Il est probable que l'inhomogénéité du plasma amplificateur due aux effets de propagation joue un rôle sur l'allure du profil spatiale du faisceau laser X. Toutefois, les surintensités ou « speckels » que l'on observe ont été récemment expliqué dans la thèse de Guilbaut [3.2.4], dans le cas des lasers X en régime transitoire, source assez proche des lasers X par OFI en terme de durée d'impulsion. Celui-ci a montré qu'elles provenaient du fait que les sources laser X de durée ps (c'est le cas ici), possèdent une bonne cohérence temporelle mais une faible cohérence spatiale. En conséquence, de petites structures peuvent apparaître dans le profil spatial du faisceau XUV. Il serait intéressant par la suite de tirer des informations sur la taille de source des lasers OFI en tentant de reproduire ces résultats avec le code développé récemment par Guilbaut. Ceci dépasse le cadre de cette thèse et sera réalisé dans un futur proche.

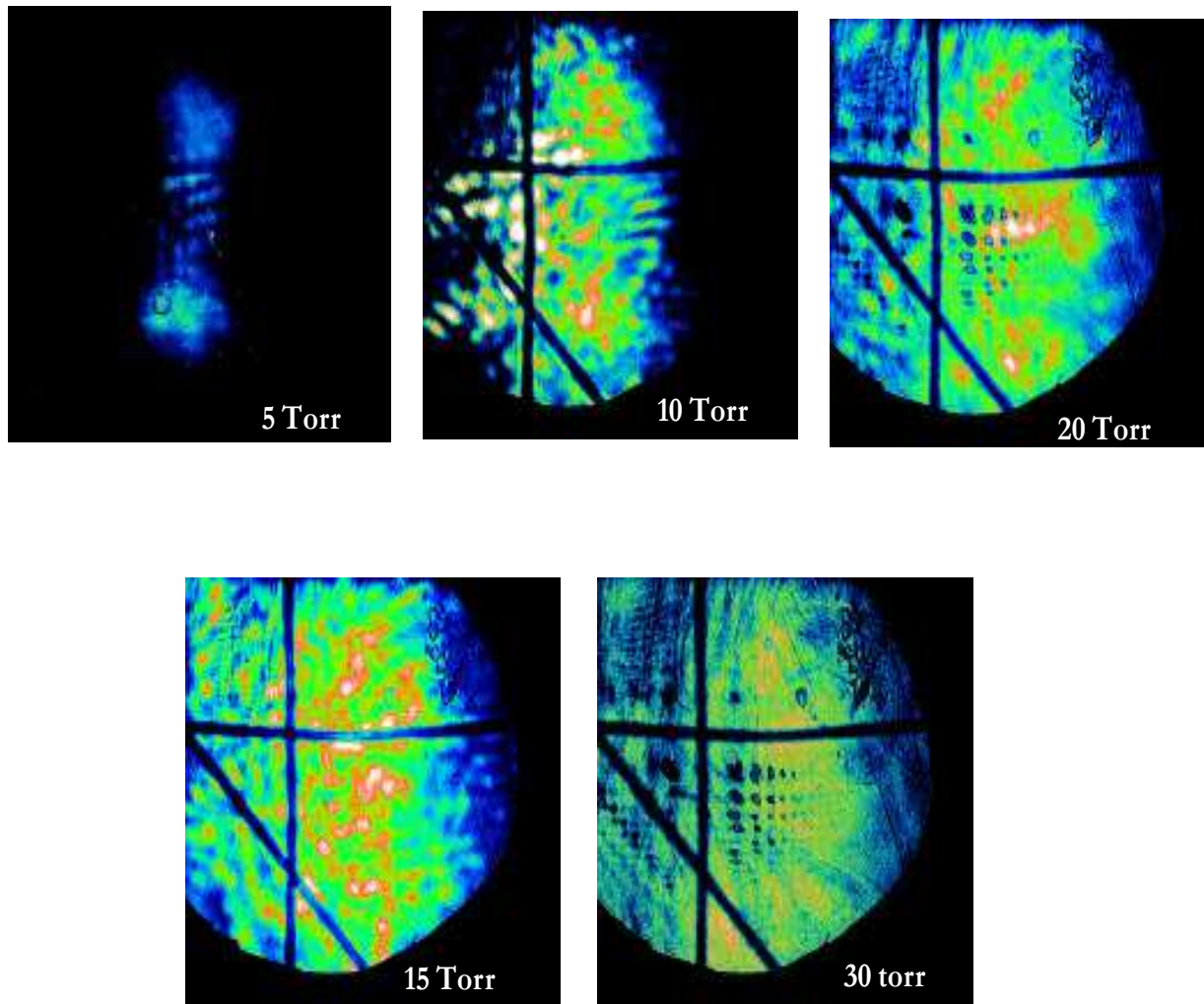


Figure 3.2.25. Images directes du faisceau du laser X à 41,8 nm dans une cellule de 4 mm de xénon pour quatre pressions (de 10 à 30 Torr).

3.2.9. Mesure de la durée d'impulsion du laser X à 41,8 nm

Connaître la durée d'impulsion des lasers X par OFI est une étape essentielle pour une caractérisation complète de cette source. La méthode généralement employée consiste à utiliser une caméra à balayage de fente couplée à un spectromètre XUV. Cette méthode ne pose pas de problème quand il s'agit de mesurer de durée de plusieurs dizaines de ps [3.2.5] mais devient critique pour des sources des durées de l'ordre de ps. Les résolutions les plus fines obtenues avec ce type de détecteur sont de l'ordre de la picoseconde et peuvent atteindre dans certains cas 500 fs avec une faible dynamique. Ainsi, des mesures ont été réalisées pour les lasers X transitoires et des durées de l'ordre de 2 ps ont pu être obtenues

[3.2.6]. Attirés par des résolutions bien supérieures, nous avons employé une technique généralement utilisée pour la mesure de la durée des harmoniques d'ordre élevée de durée inférieure à 100 fs : la méthode par corrélation croisée d'une impulsion XUV et infrarouge.

3.2.9.1. Méthode de corrélation croisée

La méthode de corrélation croisée consiste à mesurer comment le signal d'ionisation produit par une impulsion laser X et une impulsion d'un laser infrarouge « sonde », dépend du retard introduit entre ces deux impulsions. Ce signal est proportionnel à la convolution entre les deux impulsions :

$$I_{\text{det}} \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_{\text{XUV}}(t) \times I_{\text{IR}}(t - \tau) dt \quad (3.2.1)$$

Et permet par déconvolution, la mesure de l'une connaissant préalablement l'autre. Pendant son excitation par un photon énergétique $h\nu_{\text{XUV}}$ et un autre de faible énergie $h\nu_{\text{IR}}$ l'atome peut absorber ou émettre un ou plusieurs photons IR (si le laser infrarouge est suffisamment intense). Le photon XUV va extraire l'électron de son atome, et au cours de la collision avec un photon IR l'électron peut perdre ou bien gagner l'énergie d'un ou plusieurs photons IR. Quand on analyse le spectre d'électron produit par ces transitions à deux couleurs, on observe un pic principale dû à l'ionisation par le photon XUV et des bandes latérales séparées de $\pm\omega_{\text{laser}}$, $\pm 2\omega_{\text{laser}}$, $\pm 3\omega_{\text{laser}}$... dues à l'absorption ou l'émission d'un ou plusieurs photons IR.

Sur la figure 3.2.26, nous illustrons le principe de photo-ionisation à deux couleurs (laser X + laser infrarouge). Si l'énergie du photon X est suffisante, l'atome peut être ionisé (ionisation au-dessus du seuil) donnant lieu à un électron libre qui sera collecté par le spectromètre à électrons. Dans notre cas, la source laser XUV à 41.8 nm est très monochromatique et doit donner lieu à la présence d'un pic unique dans le spectre d'électrons. Si on superpose temporellement ce laser XUV et un laser IR, l'ionisation résultante libère des électrons séparés par l'énergie d'un photon IR. Ainsi en décalant temporellement les deux impulsions XUV et IR, on peut mesurer la hauteur des pics satellites (ou "side-band"). De cette mesure, on peut reconstruire la durée de l'impulsion XUV, connaissant l'impulsion IR. On appelle communément l'impulsion IR, l'impulsion "d'habillage".

La résolution de cette mesure est limitée par la durée d'impulsion du faisceau d'habillage. Elle peut être de 40 fs dans notre cas en utilisant le faisceau sonde de la salle jaune.

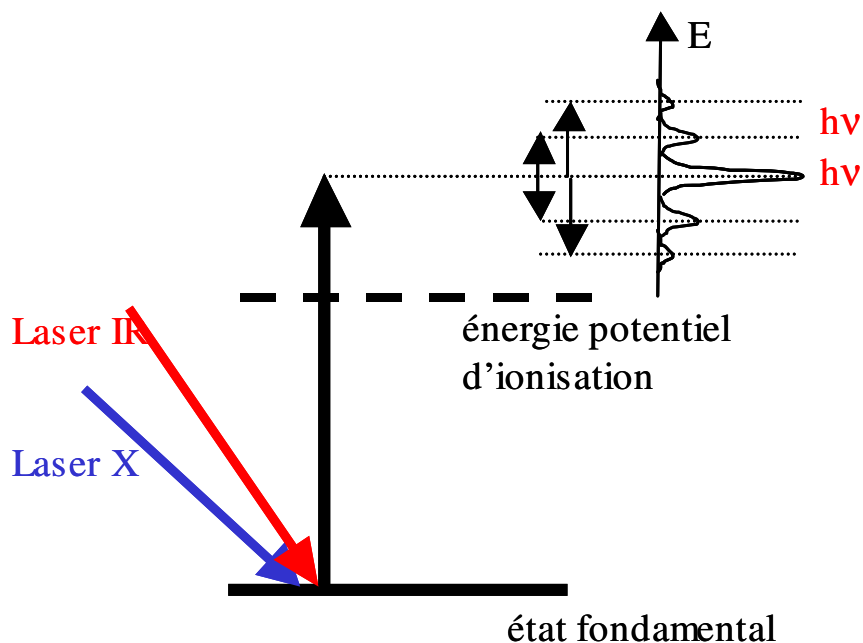


Figure 3.2.26. Principe d'ionisation à deux couleurs.

3.2.9.2. Conditions expérimentales

Le faisceau du laser de pompe est focalisé dans une cellule remplie de xénon (à 15 Torr, 4 mm de long) à l'aide d'un miroir sphérique de 1 m de focal. Le laser à 41,8 nm est ensuite focalisé dans la zone sensible du spectromètre à électrons grâce à un miroir torique en incidence rasante. Le faisceau de pompe est coupé par un filtre d'aluminium. Le faisceau d'habillage est focalisé à l'aide d'une lentille et un miroir troué (pour permettre au laser X de passer) dans la zone d'interaction du spectromètre. Une ligne à retard micrométrique permet de contrôler le retard entre deux impulsions.

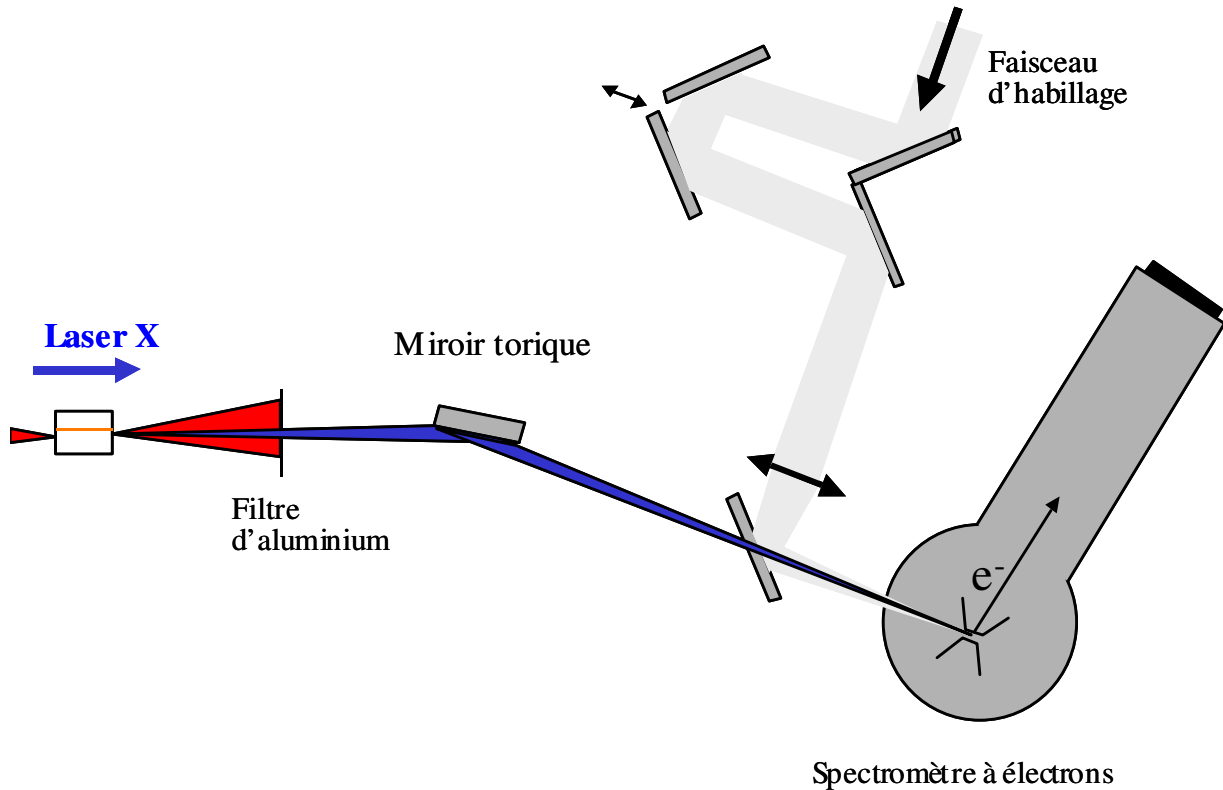


Figure 3.2.27. Schéma du dispositif expérimental de la mesure de durée d'impulsion du laser X par corrélation croisée.

Avant de commencer la mesure de la durée d'impulsion, il faut dans un premier temps s'assurer qu'aussi bien le laser à 41,8 nm (qui est sur le même axe que le laser de pompe) et le faisceau d'habillage sont focalisés et superposés dans zone sensible du détecteur. Cette zone sensible est très petite (300 μm en verticale et 1 mm en horizontal) et est remplie en argon. Un système optique (doublet de lentilles) faisant l'image de cette zone a été installé à cet effet pour vérifier la superposition et la synchronisation des deux impulsions IR. Il a fallu ensuite ajuster l'intensité du faisceau d'habillage. Celle-ci doit être suffisamment petite (quelques microjoules) pour ne pas provoquer d'ionisations multiphoniques à elle toute seule. Le diamètre de la tâche focale du faisceau d'habillage est égal à 200 μm . Il faut ensuite synchroniser les deux impulsions dans le spectromètre à électrons pour connaître le "0" temporel (arrivée du laser de pompe dans la cellule). On a trouvé d'abord le "zéro" temporel en jouant sur le retard du faisceau d'habillage. Quand les deux faisceaux sont synchronisés, on observe des franges d'interférences. Compte tenu des

durées des deux faisceaux (30 fs pour le faisceau sonde et 100 fs pour le faisceau d'habillage), la position du "zéro" est précise à quelques dizaines de fs près.

3.2.9.3. Résultats et discussion

Les spectres d'électron par temps de vol sont enregistrés à l'aide d'une galette de microcanaux. En connaissant la longueur du tube (du spectromètre) et le champ qu'y règne, on peut convertir le temps de vol en énergie d'électrons. Nous avons dans un premier temps travaillé avec un faisceau d'habillage de 100 fs de durée. Toutefois, nous n'avons pas observé de signal correspondant à une ionisation à deux couleurs. Nous avons finalement utilisé une durée de 1 ps pour le faisceau d'habillage pour augmenter le recouvrement temporel possible entre le faisceau à 41,8 nm et le faisceau IR.

Les courbes obtenues sont représentées sur la figure 3.2.28, pour différents délais entre le faisceau d'habillage et le faisceau à 41,8 nm. Quelque soit le délai entre le faisceau à 41,8 nm et d'habillage, on observe un pic d'électron autour de 13,85 eV qui correspond à la différence entre l'énergie d'un photon à 41,8 nm et l'énergie d'ionisation d'un électron de la couche externe (3p) de l'Argon.

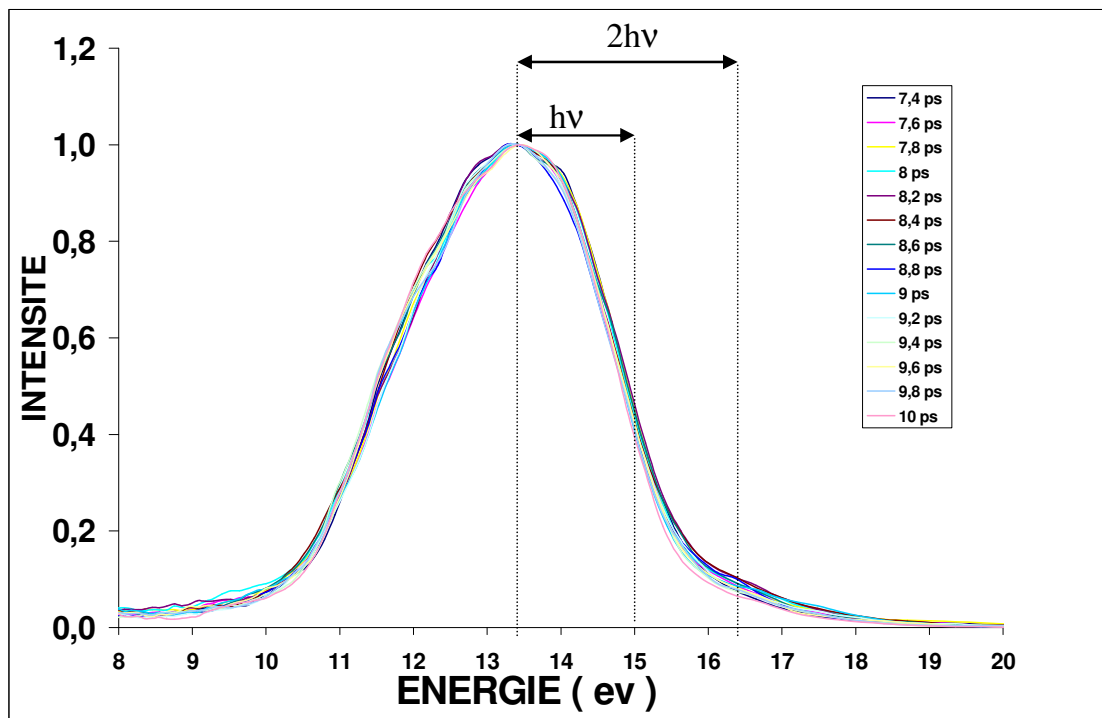


Figure 3.2.28. Spectres des photoélectrons obtenus par le spectromètre à électrons, pour différents délais entre le faisceau de pompe et le faisceau XUV.

Contrairement à ce que nous attendions parce que la raie du laser X est très fine, les spectres d'électrons, sont très larges (plus de 3 eV à mi-hauteur). L'origine physique de la largeur de ces spectres n'est jusqu'à présent pas élucidée. Elle provient peut-être des effets de charge d'espace dus au trop grand nombre de photons XUV dans la zone utile du spectromètre ou d'un mauvais réglage du spectromètre très sensible aux champs magnétiques externes. La largeur du spectre masque donc la présence de side-band à $\pm \omega_{\text{laser}}$ autour du pic principale. Toutefois, pour un délai autour de 8 ps, nous avons observé des modifications du spectre entre 16 et 17 eV qui peuvent correspondre au side-band à $2 \omega_{\text{laser}}$ autour du pic principal. Sur la figure 3.2.29, nous avons tracé l'intégrale du signal entre les bornes 15,5 - 17,5 eV en fonction du temps de retard.

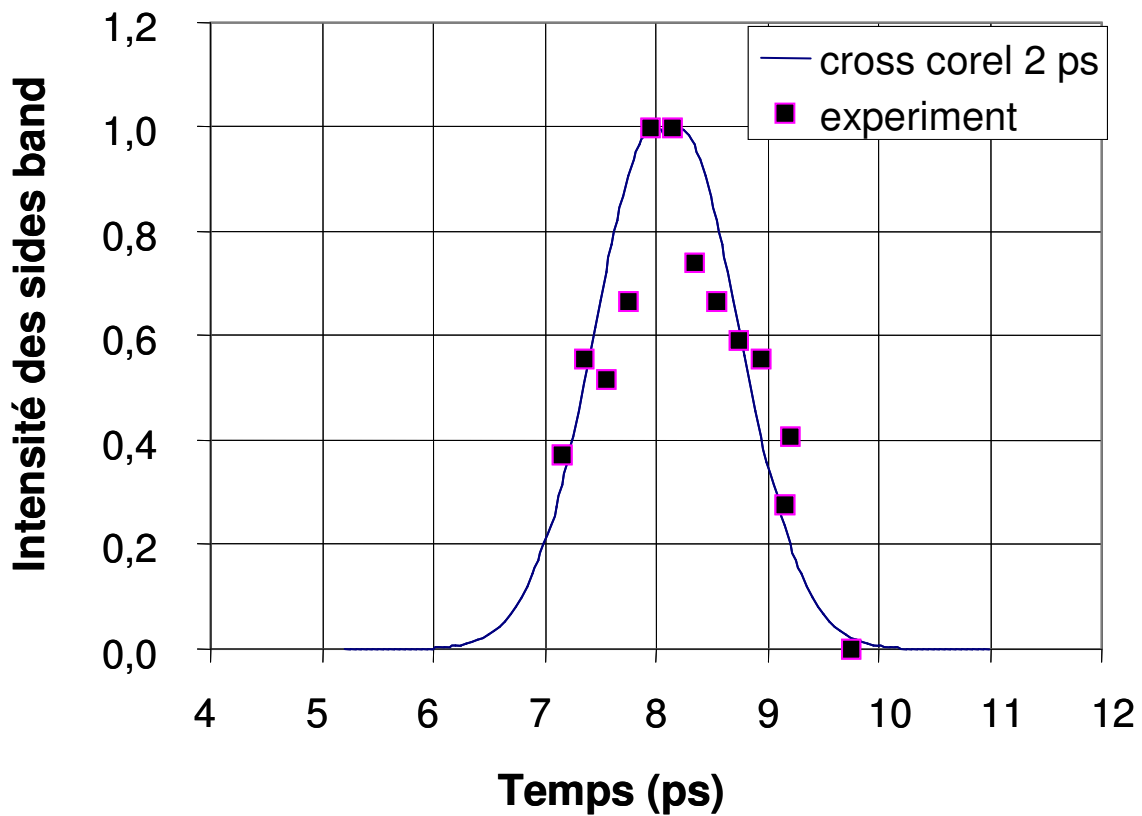
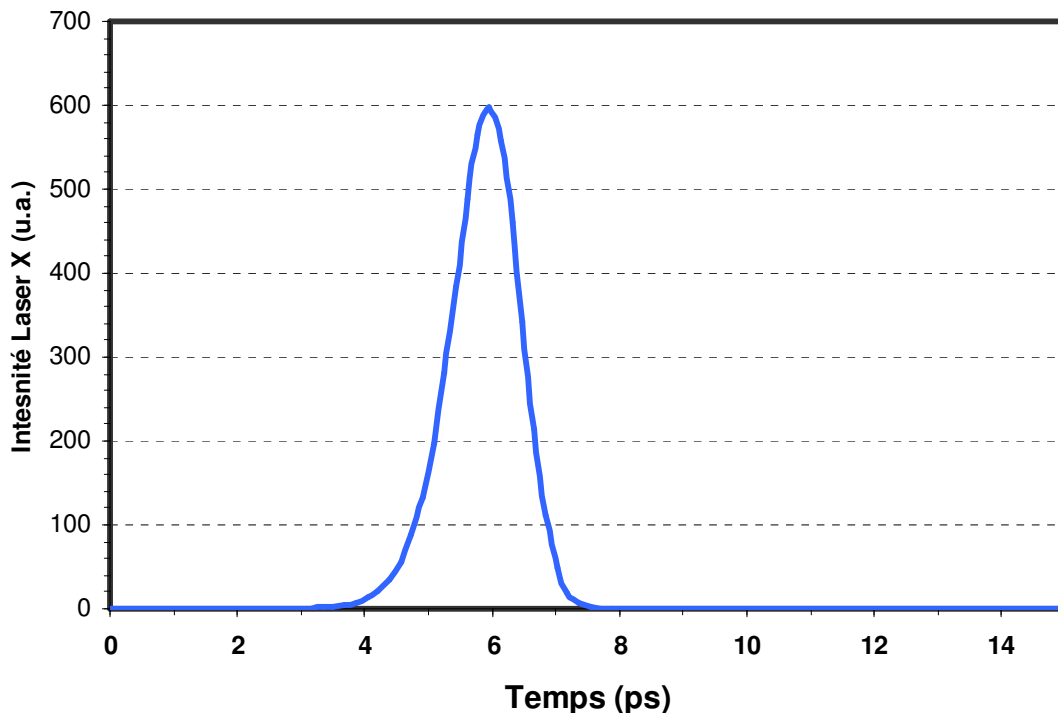


Figure 3.2.29. Signal de photoélectron intégré dans la gamme 15,5 eV-17,5 eV pour différents retards du faisceau d'habillage. L'intensité est en unité arbitraire et est proportionnelle au nombre d'électrons collectés $t=0$ correspond au centre de la raie.

On observe clairement un maximum autour de 8 ps après la création du milieu amplificateur. De chaque côté du maximum, le signal chute de façon significative. Ce

résultat semble montrer la présence d'un faible "side-band" pour un retard de 8 ps. Les points expérimentaux ont été ajustés avec la fonction de corrélation croisée pour un faisceau d'habillage de 1 ps de durée. Cet ajustement montre que la durée du laser à 41,8 nm est de l'ordre de 2 ps et qu'il est émis 8 ps après la création du plasma amplificateur.

Nous avons utilisé le code numérique « code 3 », décrit dans le paragraphe 2.6.3, pour calculer de la durée d'impulsion (en prenant les conditions expérimentales). Ce calcul prend les zones de Xe^{6+} et Xe^{7+} comme une zone de gain supplémentaire. Comme le montre la figure 3.2.30, l'impulsion du laser à 41,8 nm est émise après 6 ps du passage du laser. La durée d'impulsion à mi-hauteur est de 1,92 ps. Bien que les résultats expérimentaux présentés dans ce paragraphe soient incomplets et sujets à controverse, il est intéressant de noter qu'ils sont en bon accord avec le calcul. Des mesures supplémentaires seront nécessaires pour confirmer ce résultat et il serait aussi intéressant de voir comment varie la durée en fonction des différents paramètres comme la longueur de la cellule, la pression et l'intensité de pompage.



3.2.30. *Durée calculée de l'impulsion du laser X à 41,8 nm à la sortie du plasma. $t = 0$ correspond à l'instant où l'impulsion de pompe a quitté le milieu..*

3.2.10. Conclusion

Il devient clair que pour des raisons exclusivement reliées à la propagation, la pression optimale pour le signal du laser X ne peut dépasser 15 ou 20 Torr. L'intensité de saturation est par conséquent faible et elle est atteinte au bout de 3,7 mm. De plus, on sait maintenant que la longueur du milieu amplificateur ne peut dépasser dans ces conditions 4 ou 5 mm. Afin d'allonger le milieu amplificateur sans pour autant utiliser de guide d'onde, une solution simple consiste à utiliser une optique de focalisation de plus longue focale que celle utilisée jusqu'à présent. Compte tenu de l'énergie de pompe disponible sur notre installation laser (jusqu'à 1,5 J sur cible), l'utilisation d'un miroir de 2 m de longueur focale devrait nous permettre de créer un plasma de xénon IX de plus grand volume aussi bien longitudinalement que transversalement.

3.3. EFFET DE L'UTILISATION D'UNE LONGUE FOCAL SUR LE LASER A 41,8 NM

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont essentiellement dédiés à l'étude du laser à 41,8 nm en géométrie « longue focale ». Dans cette configuration de pompage, aucune amplification de la raie 4d - 4p du Kr IX n'a pu être observée. Ceci est certainement dû à une intensité laser insuffisante dans la zone focale.

3.3.1. Conditions expérimentales

On utilise cette fois un miroir sphérique de deux mètres de longueur focale (utilisé hors axe) Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 3.1.3. L'énergie est de 605 mJ sur cible. L'intensité maximale $I_{\max} = 6,85 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Dans le plan focal, la répartition d'énergie correspond à la superposition de deux profils gaussiens de 29 μm et 99 μm de waist contenant respectivement 35 % et 83 % de l'énergie totale du faisceau. Pour les simulations, nous utiliserons ce profil pour mieux décrire la propagation du faisceau.

3.3.2. Effet sur l'amplification du laser à 41,8 nm

La figure 3.3.1 montre le spectre de la raie 5d – 5p de xénon dans les conditions optimales : une cellule de 16 mm de long, à 15 torr, le point de focalisation du laser de pompe est à 8 mm après la face d'entrée de la cellule et la polarisation du champ du laser est circulaire. A titre de comparaison, nous présentons en parallèle le spectre obtenu avec une focale de 1 m dans des conditions de création optimisées mais dans une cellule de 4 mm de long. La pression est à 15 Torr, le point de focalisation est à 1 mm après la face d'entrée de la cellule. La comparaison des deux spectres montre qu'un signal 15 fois plus élevé a été obtenu en géométrie de longue focale.

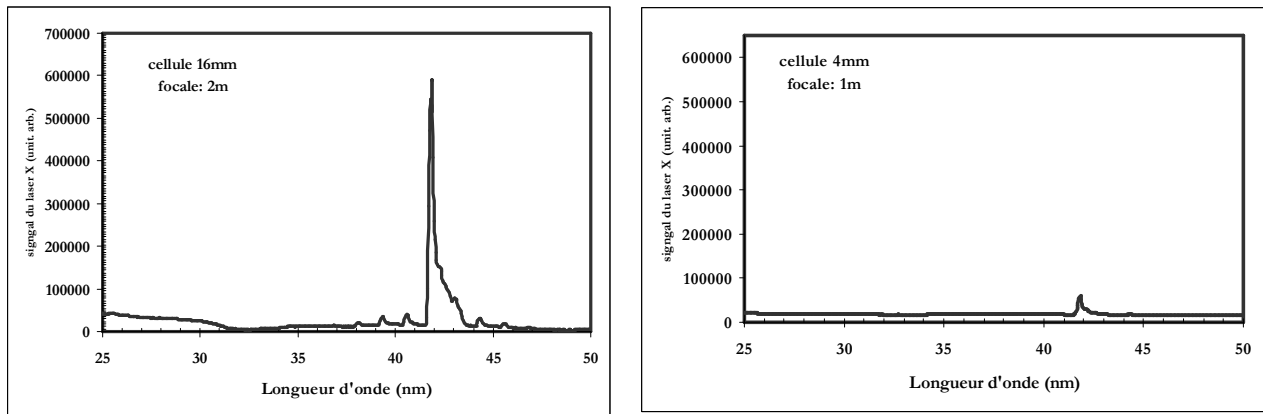


Figure 3.3.1. Spectres de la raie laser à 41,8 nm moyennés sur 10 tirs, à 15Torr, dans une cellule de 4 mm de long en utilisant une focale de 1 m et dans une cellule de 16 mm de long en utilisant une focale de 2 m (le fond a été soustrait).

3.3.3. Gain effectif

3.3.3.1. Mesure expérimentale

Pour mesurer le facteur de gain, nous avons fixé le point de focalisation à 3 mm, dans la cellule à 15 Torr. Nous avons fait varier la longueur et mesurer le signal du laser X. La longueur du plasma correspond à la longueur de la cellule plus 1 mm (à cause de la fuite). Comme le montre la figure 3.3.2, contrairement au cas d'une focale de 1 m, le signal ne se stabilise pas après 5 mm mais continue de croître jusqu'à une longueur autour de 8 mm où il varie peu jusqu'à 13 mm. Le signal commence ensuite de décroître

progressivement. Ceci montre que la zone de gain est limitée à 8 mm. Lorsque le plasma devient trop long, l'absorption du rayonnement commence à faire chuter le signal du laser X. Comme dans le paragraphe 3.2.3.1, nous avons extrait le gain non saturée effectif : $G_0 = (22 \pm 2) \text{ cm}^{-1}$. Le produit gain - longueur est entre 15 et 16.

Notons d'autre part que le signal mesuré sur la zone (8 - 11) mm est très comparable au signal de la raie 5 p – 5 d détecté pendant l'expérience (dans une cellule de 16 mm avec le point de focalisation à 8 mm à l'intérieur). Focaliser à l'intérieur de la cellule revient en fait à translater la zone de gain vers l'avant. Il faut donc utiliser des cellules plus longues, dans ce cas.

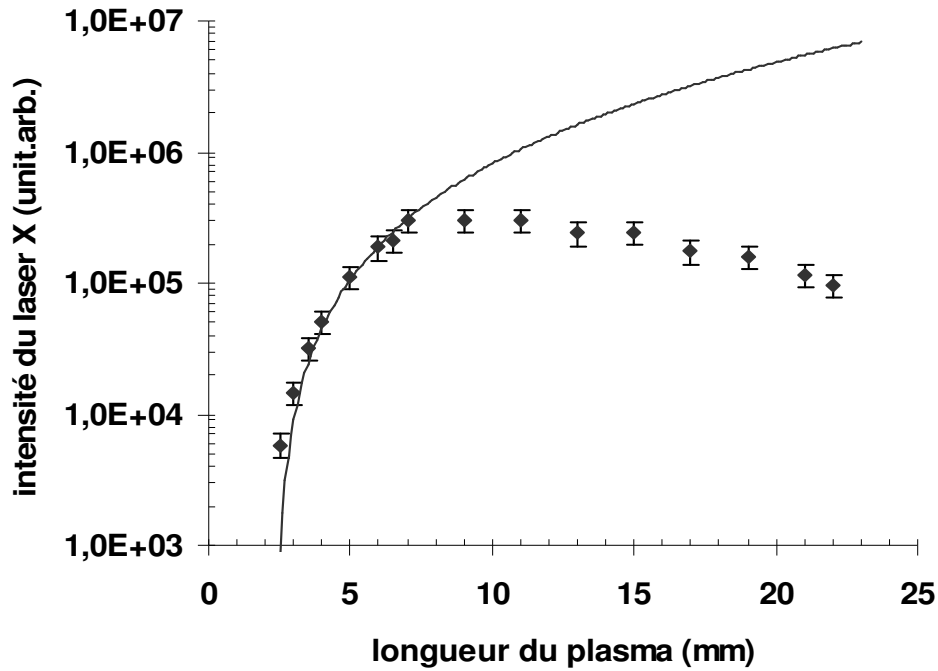


Figure 3.3.2. Signal mesuré du laser X pour différentes longueurs de plasma de Xe à 15 torr. La courbe correspond à une solution analytique de l'équation de transfert radiative tel que $G_0 = 22 \text{ cm}^{-1}$.

3.3.3.2. Calcul du gain

Comme dans le paragraphe 3.2.3, nous avons calculée le signal du laser à 41,8 nm en fonction de la longueur du plasma en prenant d'abord le plasma de Xe^{8+} puis en ajoutant

les zones de Xe^{7+} et Xe^{6+} . Le deuxième calcul montre un meilleur accord avec le résultat expérimental (figure 3.3.3). L'émission à 41,8 nm se stabilise en effet après $\sim 6,5$ mm de propagation dans le plasma. Alors que dans le premier cas, elle devient constante au bout de 5,8 mm. En comparant les figures 3.2.4 et 3.3.3, nous notons que si nous prenons seulement la zone de Xe^{8+} comme zone de gain, l'énergie du laser X pour une longueur focale de deux mètres est 77 fois plus importante que pour un mètre de longueur focal. Alors que si nous considérons les zones de Xe^{6+} et Xe^{7+} , ce facteur devient à peu près 17,5, ce qui est plus proche de notre mesure expérimentale. Notons d'autre part que le gain effectif calculé dans le deuxième cas est de 57 cm^{-1} . Il est bien supérieur à la valeur mesurée. Ceci montre encore une fois la difficulté de mesurer le gain effectif dans ces milieux.

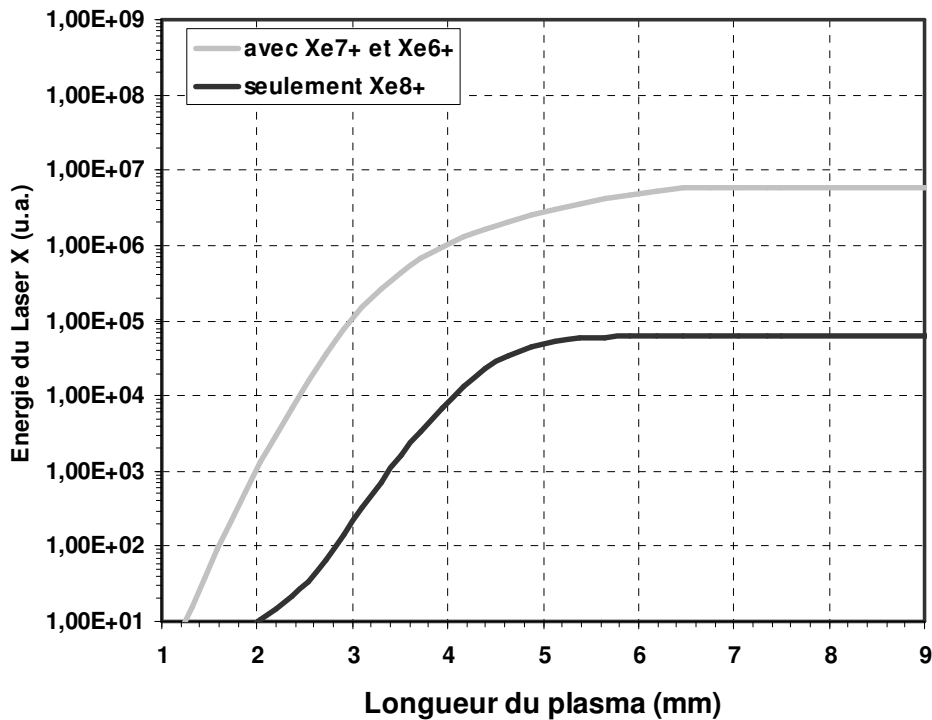


Figure 3.3.3. Énergie du laser X calculée en fonction de la longueur du plasma de xénon à 15 Torr.

La figure 3.3.4 montre la carte du gain maximale créé dans une cellule de 11 mm, d'abord en utilisant une focale de 1 m (conditions décrites dans le paragraphe 3.2.1), ensuite dans le cas de 2 m de focale (conditions du paragraphe 3.3.1). Dans les deux cas, un fort gain local (entre 150 et 180 cm^{-1}) domine la zone de gain. La figure nous permet

d'observer l'effet de l'utilisation d'une focale plus longue sur la zone de gain. Le plasma amplificateur créé par la focale de 2 m est nettement plus grand.

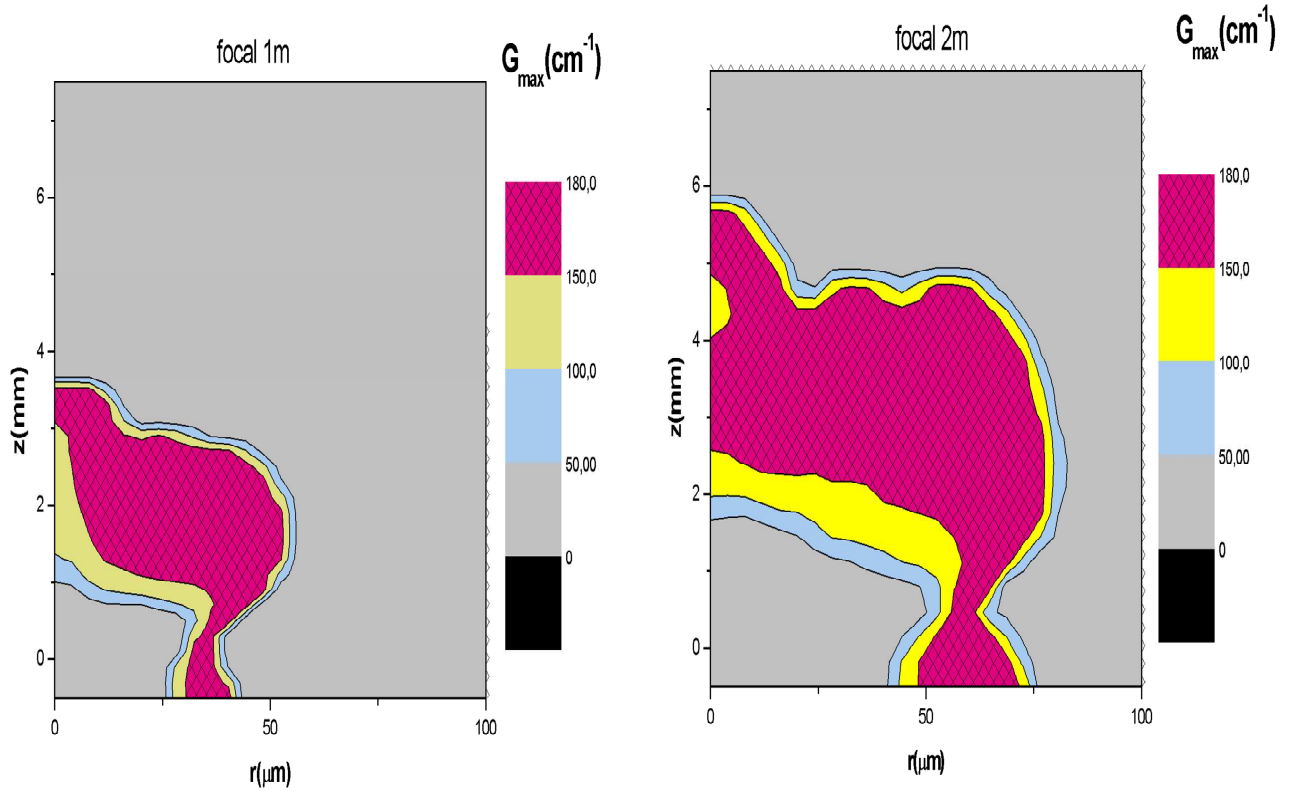


Figure 3.3.4. Carte du gain maximal local dans un plasma de xénon à 15 Torr : dans le cas de 1 m de longueur focale puis dans le cas de 2 m de focale.

3.3.4. Dépendance en fonction de la pression

La figure 3.3.5 montre le signal du laser à 41,8 nm mesuré en fonction de la pression, dans une cellule de 16 mm de longueur. Le faisceau est focalisé à 8 mm après la face d'entrée de la cellule. Le signal du laser X suit le même comportement que dans le cas de 1 m de focale (figure 3.2.5). Le maximum de signal est obtenu à 15 Torr.

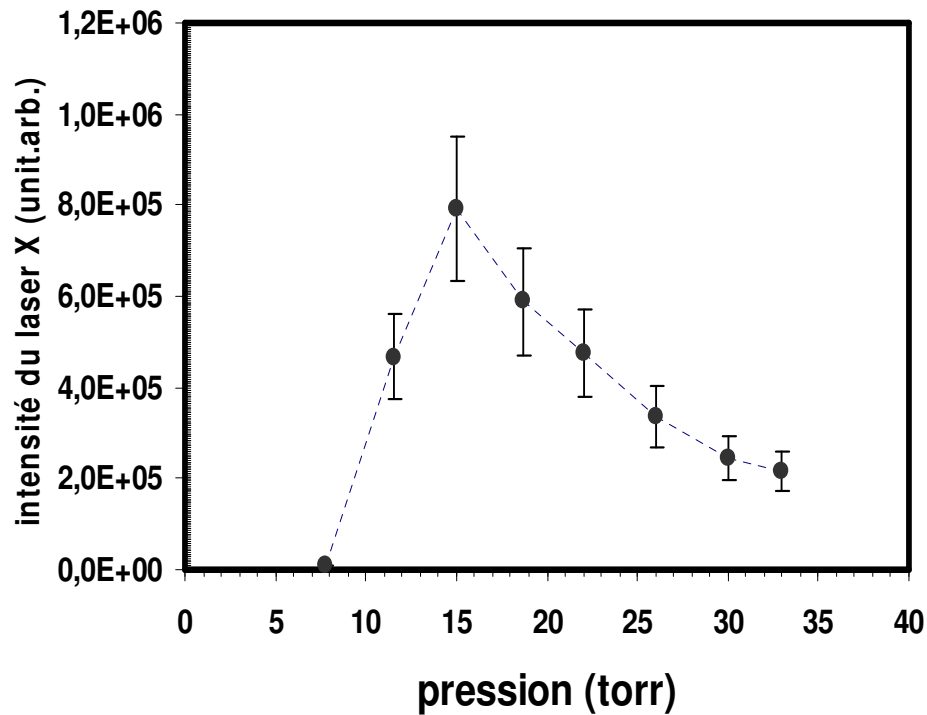


Figure 3.3.5. Signal du laser X à 41,8 nm dans une cellule de 16 mm en fonction de la pression. Les points mesurés sont reliés par un trait interrompu pour guider l'oeil.

L'effet de la pression sur le milieu formé est illustré sur la figure 3.3.6, qui montre le calcul de propagation pour quatre pressions de 5 à 22,5 Torr. Nous étendons le calcul selon z , lorsque c'est nécessaire. Notons d'abord que l'utilisation du profil d'intensité du laser de pompe mesuré expérimentalement a remarquablement modifié l'allure du plasma. De même que dans le cas de 1 m de focal, lorsque la pression augmente, de réels problèmes de propagation se posent. La zone de gain qui s'étendait jusqu'à $z = 16$ mm à 5 Torr, ne dépasse $z = 10$ mm, à 15 Torr

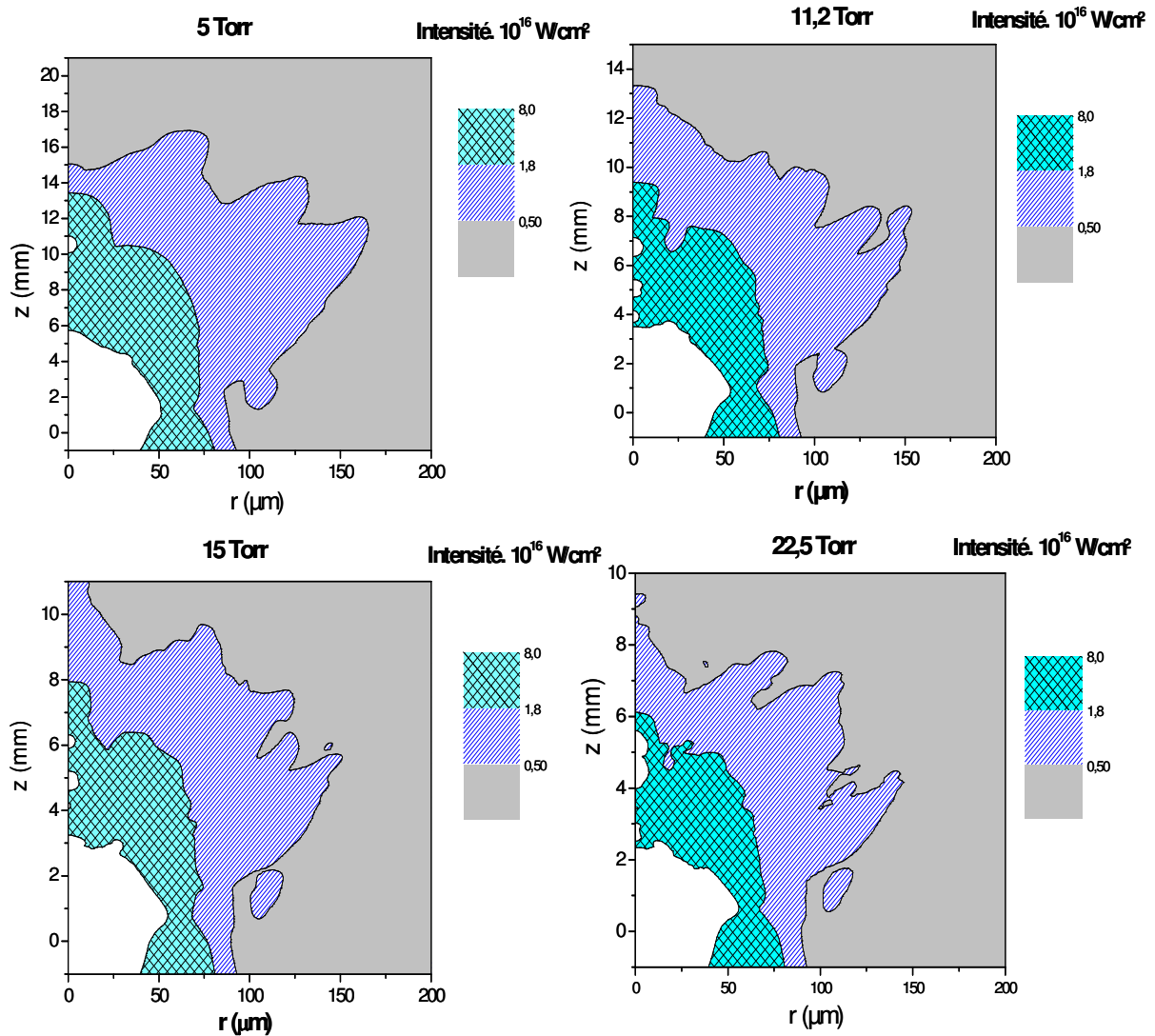


Figure 3.3.6. Calculs de la propagation pour quatre pressions : 5 ; 11,2 ; 15 et 22,5 Torr.
La zone grillée correspond à un plasma de Xe^{8+} .

La figure 3.3.7 montre le calcul de l'énergie du laser à 41,8 nm en fonction de la longueur de la cellule et ceci pour différentes pressions comprises entre 5,6 à 22,5 Torr. Ce calcul tient en compte les zones de gain dans les zones de Xe^{6+} et Xe^{7+} . Notons que la pression optimale dépend de la longueur de la cellule.

Sur les premiers millimètres avant d'atteindre la saturation, le signal à 41,8 nm croît avec la pression; la courbe à 22,5 Torr, pour qui le gain est plus élevé, est supérieure aux autres courbes. Après saturation le signal augmente linéairement au fur et à mesure que le plasma amplificateur est formé. Pour une longueur supérieure à 10 mm l'accroissement du

signal à 41,8 nm étant directement relié aux conditions de propagation du laser de pompe, le signal ne continue à croître que pour des pressions inférieure à 10 Torr. Comme nous l'avons montré précédemment dans une géométrie de courte focale, la dépendance en pression du signal à 41,8 nm résulte du meilleur compromis possible entre la propagation du laser de pompe et des qualités amplificatrices raisonnables.

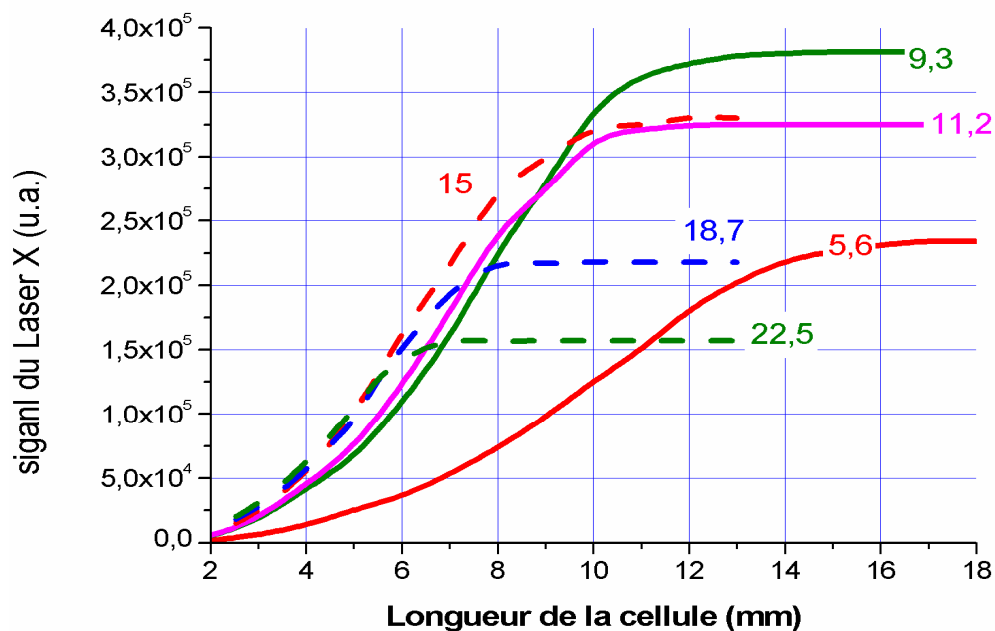


Figure 3.3.7. Calcul de l'évolution du signal du laser X à 41,8 nm dans la cellule pour différentes pressions (en Torr).

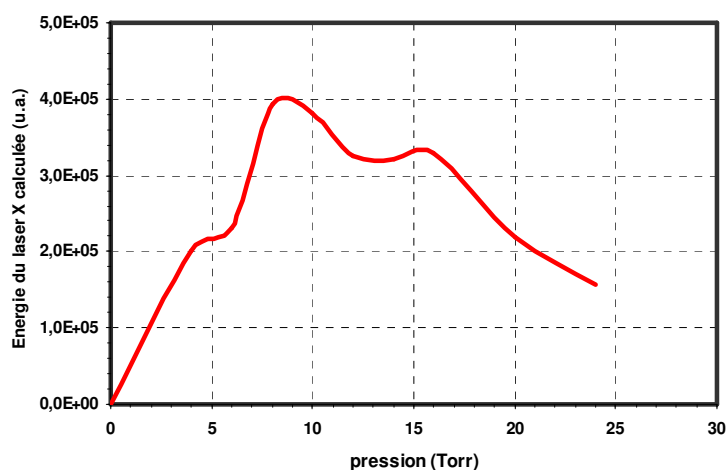


Figure 3.3.8. Energie calculée du signal à 41,8 nm en fonction de la pression dans la cellule de 16 mm.

Nous avons tracé sur la figure 3.3.8, le signal à 41,8 nm en fonction de la pression pour une cellule de 16 mm. La pression optimale calculée est à 9,3 Torr, ce qui est en bon accord avec la mesure compte tenu de l'incertitude sur la pression réelle dans la cellule de gaz.

3.3.5. Etude expérimentale de la propagation du laser de pompe

Le rôle crucial de la propagation du laser de pompe pour l'ionisation du plasma amplificateur est très bien illustré sur la figure 3.3.9. Nous avons caractérisé expérimentalement le profil du laser de pompe dans le plan de sortie de la cellule de 8 mm à l'aide du système d'imagerie présenté dans le paragraphe 3.2.2.3, et ceci pour différentes pressions comprises entre 6 et 30 Torr.

Le point de focalisation est à 6 mm après la face d'entrée de la cellule. Jusqu'à une pression de 18 Torr, le faisceau transmis garde une forte intensité sur l'axe. En effet l'énergie maximale transmise à 18 Torr est très proche de celle mesurée à 6 Torr. A 21 Torr, elle chute d'un facteur deux. Pour des pressions supérieures, elle continue de diminuer progressivement. Cette mesure est en corrélation directe avec la mesure du signal à 41,8 nm présenté sur la figure 3.3.4. Elle montre clairement que la chute de l'énergie du laser X après 15 - 18 Torr découle des difficultés de propagation du faisceau de pompe. Ceci confirme notre raisonnement que l'optimum de pression est exclusivement imposé par les conditions de propagation du laser de pompe qui deviennent rapidement défavorables à la création d'un long plasma amplificateur lorsque la pression dépasse la vingtaine de Torr.

Notons d'autre part, l'inhomogénéité du faisceau transmis. Ceci découle du profil du faisceau infrarouge qui n'est pas gaussien et aux effets de propagation. Contrairement à ce que prévoit le code, le plasma amplificateur doit être le siège d'une forte inhomogénéité.

En bougeant la deuxième lentille de reprise d'image, on peut détecter l'image du faisceau infrarouge à différentes positions avant et après la face de sortie de la cellule (figure 3.3.10). Les images de la figure ont été enregistrées en utilisant une cellule de 15 mm de long à 15 Torr ($z = 0$ correspond à l'entrée de la cellule). L'énergie du laser infrarouge chute d'un ordre de grandeur en passant de $z = 8$ mm à $z = 13$ mm (l'échelle du signal n'est pas la même). Ceci est en accord avec notre modèle numérique car comme le montre la figure 3.3.6, après $z = 10$ mm, l'intensité chute et devient incapable de créer une zone de gain.

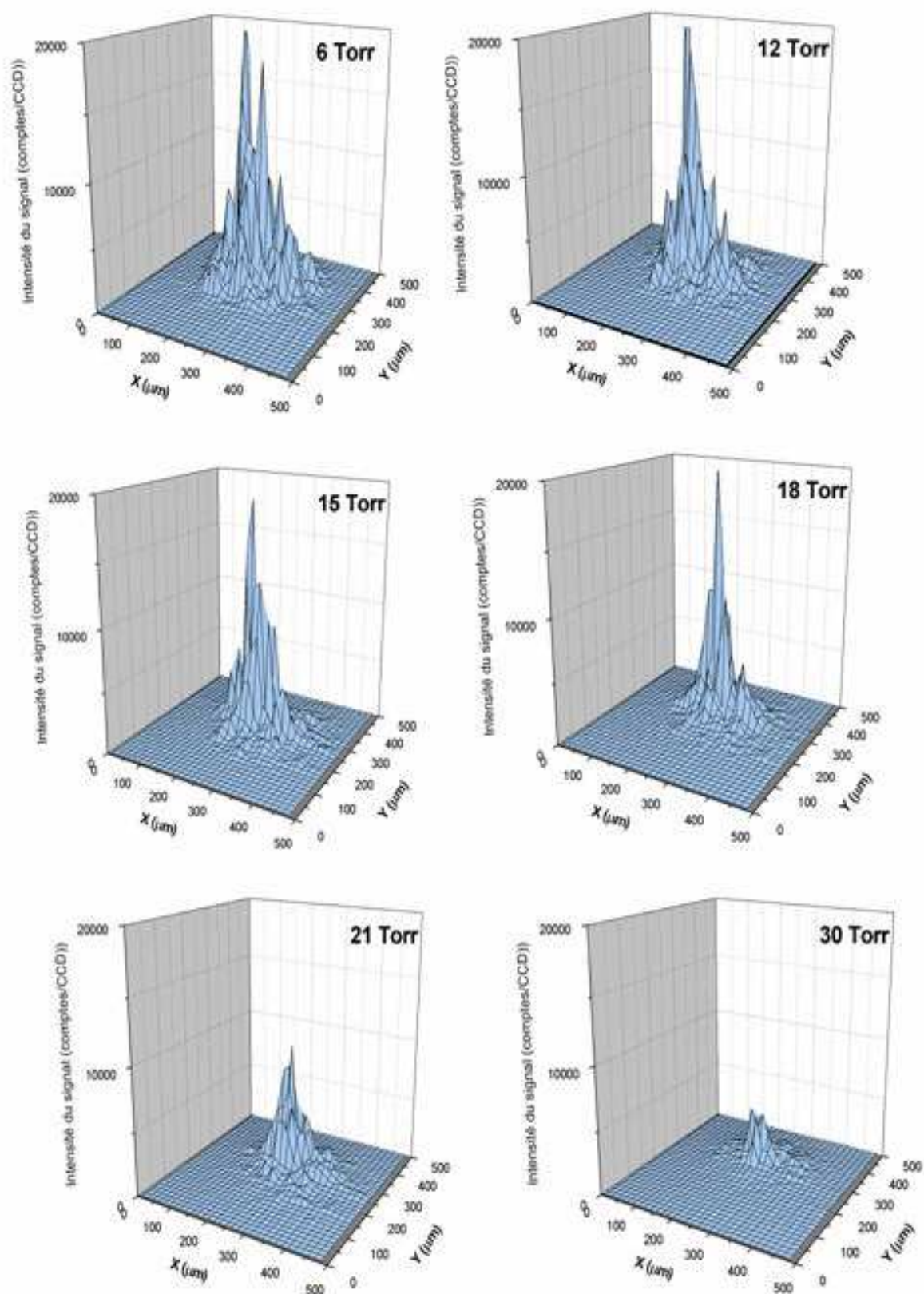


Figure 3.3.9. Images du faisceau laser infrarouge à la sortie de la cellule pour différentes pressions.

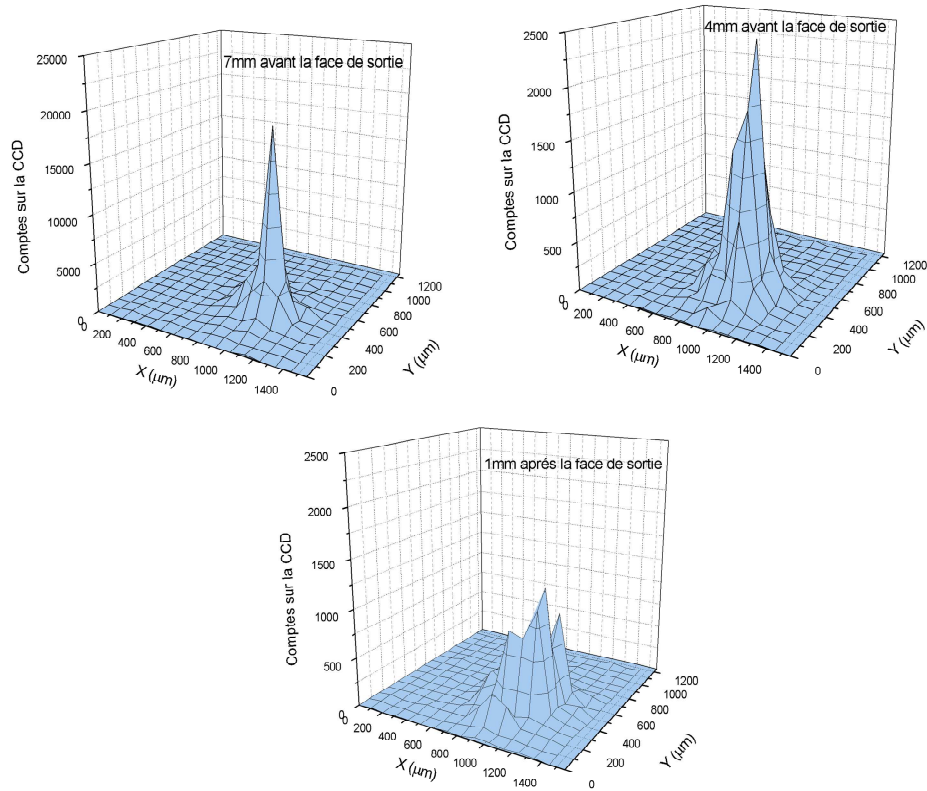


Figure 3.3.10. Images du faisceau laser infrarouge à 15 Torr, pour trois positions avant et après la sortie de la cellule.

3.3.6. Empreinte du faisceau

Nous avons caractérisé le profil spatial du faisceau laser à 41,8 nm émis dans les conditions optimales (voir la figure 3.3.11) pour l'amplification. Le faisceau est envoyé sur la CCD par un miroir multicouche (Mo :Si :B₄C) à 45° situé à 145 mm de la source. Le miroir est initialement calculé pour réfléchir le laser à 32,8 nm mais il garde toutefois une réflectivité de quelques pourcents à 41,8 nm. Comme dans le cas de 1 m de focal (figure 3.2.25), le faisceau à 41,8 nm est marqué par un profil inhomogène. Si les dimensions du faisceau semblent plus grandes que la zone de détection, on peut malgré tout estimer que sa divergence est supérieure à 12 mrad. Cette divergence, supérieure à celle mesurée dans le cas de 1 m de focal (10 mrad) montre que l'extension du plasma amplificateur s'est effectuée dans les deux directions (r et z). La divergence, calculée par le « code 3 » et présentée sur la figure 3.3.12, est de l'ordre de 17 mrad, ce qui est en accord correct avec la mesure. Il faut souligner que le calcul de la divergence ne dépend pas

fortement du choix d'inclure ou non la zone de Xe^{6+} dans la zone de gain, car le rapport largeur / longueur restent quasiment inchangé.

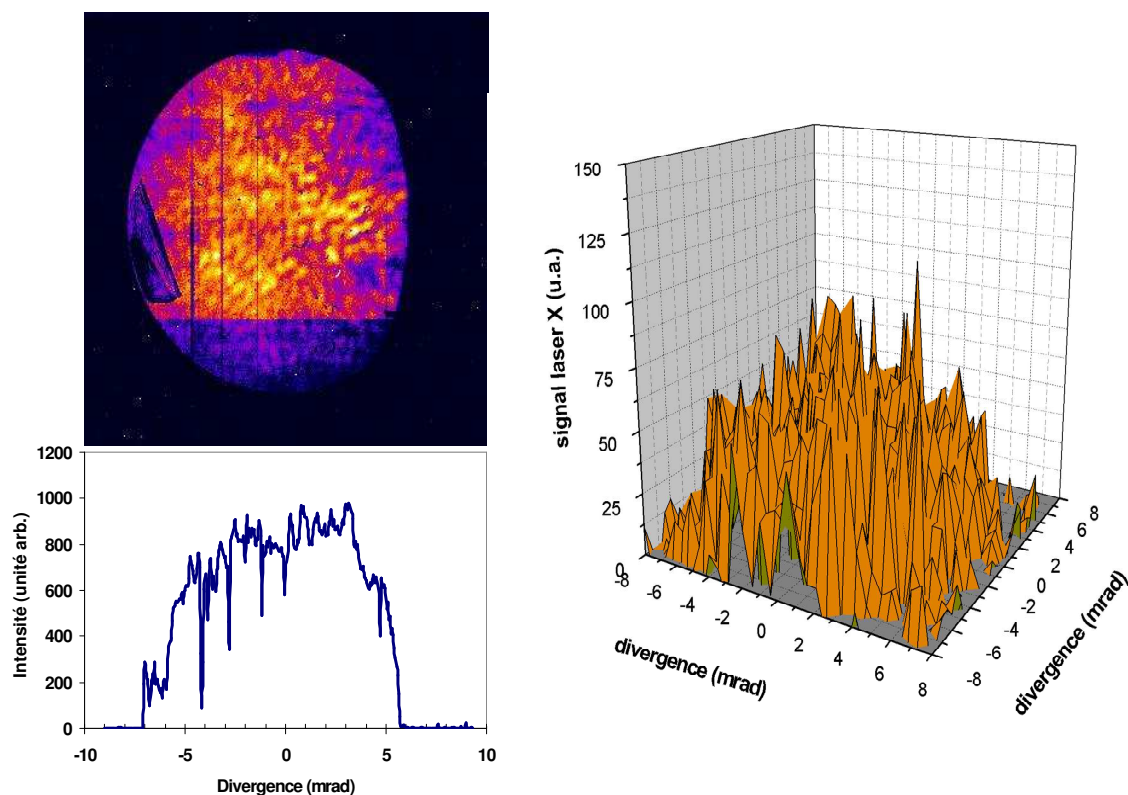


Figure 3.3.11. Image du faisceau du laser X émis par une cellule de 8 mm de long à 15 Torr de xénon. A droite, l'image est présentée en 3 D.

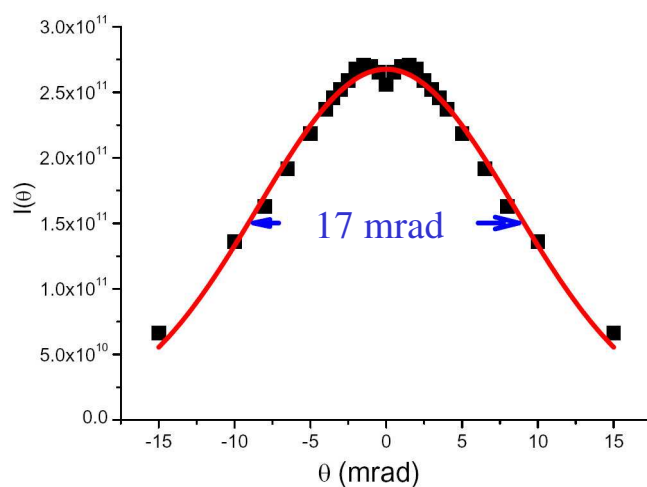


Figure 3.3.12. Calcul du profil angulaire du faisceau à 41,8 nm dans les conditions expérimentales.

CONCLUSION

Nous avons réussi dans ce chapitre à démontrer expérimentalement pour la première fois l'amplification d'un laser X OFI saturé dans le krypton nickelloïde. Cette source vient s'ajouter à celle du xénon palladiumoïde. Ces deux sources fonctionnent maintenant d'une façon routinière. En utilisant une optique sphérique de 1 m de focal, ces sources délivrent de l'ordre de 50 nJ par tir à une fréquence de 10 Hz. Nous avons tenté de comprendre et d'expliquer la dépendance de ces lasers en fonction des différents états de la cible (pression, longueur) et des conditions d'irradiation (intensité, polarisation, position du foyer). Les milieux formés sont caractérisés par un très fort gain (67 cm^{-1} pour le xénon IX et 78 cm^{-1} pour le krypton IX) et le signal du laser XUV a montré une grande sensibilité à l'intensité et la polarisation du laser de pompe. D'autre part, des résultats préliminaires montrent que la durée d'impulsion du laser à 41,8 nm pourrait être de l'ordre de 2 ps, ce qui ferait de cette source une des plus brèves dans la gamme des lasers XUV.

Comme nous l'avons montré la propagation du laser de pompe est le facteur le plus limitatif à l'amélioration des performances de ce type de lasers. Si le régime saturé est atteint au bout de 3 à 4 mm, l'utilisation d'une longueur focale nous a toutefois permis d'accroître significativement le volume du plasma amplificateur, et donc l'énergie du laser X à 41,8 nm. Nous estimons qu'elle est de l'ordre de $0,7 \mu\text{J}$ avec une divergence supérieure à 12 mrad quand une optique sphérique de 2 m de focale est utilisée. Pour obtenir un milieu amplificateur de longueur centimétrique et peut être augmenter la pression du milieu, il faudra contrôler la propagation du laser de pompe. Ceci nous a amené à utiliser des techniques de guidage que nous présentons dans le chapitre suivant.

REFERENCES DU CHAPITRE III

- [3.1.1]. M. Pittman et al, Appl. Phys. B 74, 529–535 (2002).
- [3.1.2] Strickland D. et Mourou G. Optics communications, 56, 219-221 (1985).
- [3.1.3] F. Verluise, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1998)
- [3.1.4] T. Planchon, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2004)
- [3.1.5] <http://www-cxro.lbl.gov>
- [3.2.1] S. M. Hooker, P. T. Epp et G. Y. Yin, J. Opt. Soc. Am. B 14, 2735 (1997)
- [3.2.2] Communication privée J. Dunn 2003
- [3.2.3] Sebban et al., Phys. Rev. Lett., 86,. 3004, (2001).
- [3.2.4] O. Guilbaut, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud (2004)
- [3.2.5] A. Klisnick et al, J. Opt. Soc. Am. B **17**, 1093 (2000);
- [3.2.6] A. Klisnick et al, Phys. Rev. A **65**, 033810 (2002)

Chapitre IV

**LASER X EN
REGIME GUIDE**

INTRODUCTION

Nous avons montré dans le chapitre précédent que la formation du milieu amplificateur est directement liée à la propagation du laser à travers le milieu gazeux. Dans les conditions de focalisation utilisées, il est apparu impossible de créer des plasmas de xénon et de krypton IX plus longs que quelques millimètres. Nous nous sommes donc naturellement intéressé aux différentes techniques permettant d'allonger et d'élargir, dans la dimension transverse, le milieu amplificateur. Le guidage nous est apparu comme la solution la plus appropriée pour aller vers l'amélioration de ces sources de laser X par OFI. En effet, les dernières années ont vu la démonstration de différents types de guides d'onde permettant de guider des intensités lasers semblables à celles utilisées pendant nos expériences. Ces démonstrations n'avaient pas comme but la réalisation d'une source laser X mais incluaient d'autres domaines où le guidage apparaît comme une solution prometteuse : l'accélération de particules, la génération d'harmoniques d'ordre élevé et les lasers X OFI par recombinaison.

L'application de guides d'onde au laser X n'avait pas été clairement démontrée jusqu'à présent. Le laser X par OFI suivant le schéma de recombinaison à 13,5 nm (dans le Li^{2+}) a été réalisé dans des tubes de LiF [4.0.1]. Cette expérience a permis d'observer la raie du laser X sans pour autant clairement démontrer le rôle essentiel du guidage dans ce résultat. En effet le tube est essentiellement utilisé pour générer un plasma de paroi créé par laser. D'autres expériences en pompage collisionnel en géométrie longitudinale ont également été réalisées à Berlin [4.0.2]. Elles ont essentiellement consisté en l'étude de l'amplification de la raie 3p - 3s du soufre néonoïde en régime transitoire. Le plasma est créé dans le bon état de charge à l'aide d'une décharge électrique dans un cylindre en soufre. Par la suite le laser de pompe délivré par un laser Nd : Verre de 1 ps de durée d'impulsion vient créer la colonne de plasma au cours de sa propagation. Les résultats obtenus ne sont pas très convaincants puisqu'une faible amplification a été observée. De plus, les qualités de guidage du plasma préformé se sont avérées bien insuffisantes pour permettre l'allongement du milieu amplificateur.

Nous montrons, dans ce chapitre, qu'il est possible en utilisant deux techniques de guidage d'améliorer sensiblement l'émission du laser X par OFI à 41,8 nm. La première utilise un canal de plasma, créé par décharge. La deuxième repose sur le guidage par réflexions sur la paroi interne d'un tube capillaire diélectrique. Les résultats expérimentaux et numériques sont présentés et discutés simultanément. Nous consacrons la première partie de ce chapitre à la présentation de quelques bases théoriques de ces deux techniques et au contexte de nos expériences. Nous commençons par citer brièvement les techniques de guidage que nous pouvons classer en trois groupes.

4.1. TECHNIQUES DE GUIDAGE ET ETAT DE L'ART

4.1.1. Les techniques de guidage

4.1.1.1. Canal plasma

Le principe de ce mode de guidage est de créer un plasma ayant un profil de densité adéquate pour compenser la réfraction du laser principale au cours de sa propagation. Le laser interagit avec un plasma préformé possédant moins d'électrons sur l'axe que sur les bords (d'où le nom : canal plasma). Le gradient d'indice de réfraction résultant de ce profil électronique entraîne une refocalisation du faisceau (paragraphe 2.4.2). Le gradient d'indice compense la diffraction et le rayon du faisceau reste constant. Cette technique est particulièrement attractive car elle peut fonctionner sur une large gamme d'intensités. D'autre part, le guidage est assuré par le milieu, ce qui augmente la durée d'utilisation. Le canal plasma peut être créé par plusieurs méthodes : une préimpulsion qui précède l'impulsion à guider et qui induit une onde de choc [4.1.1 - 4.1.3], une décharge électrique dans un tubes rempli de gaz, une ablation des parois internes d'un tube capillaire vide [4.1.4 - 4.1.6], par « Z pinch » [4.1.7, 4.1.8]. La technique que nous allons utiliser consiste à créer un canal plasma par injection d'une impulsion de courant dans un tube capillaire rempli de gaz. Sous l'effet du courant, il se forme un plasma froid (quelques eV) dont la conduction

thermique des électrons vers les parois internes du tube conduit à des zones plus froides et denses sur les bords.

4.1.1.2. Guidage par réflexions

Le guidage est assuré par réflexions du faisceau laser en incidence rasante sur la paroi interne du tube capillaire. Ce dernier est constitué d'un matériau diélectrique ou métallique. Les conditions de continuité des champs à la paroi imposent des modes propres au capillaire sur les quelles le faisceau peut être coupler selon sa dimension à l'entrée. L'utilisation d'un tube capillaire comme guide d'onde a permis de guider des impulsions lasers intenses et brèves sur des distances centimétriques. Plusieurs expériences ont montré la faisabilité de cette technique en régime multimodes [4.1.9, 4.1.10], comme en régime monomode [4.1.11].

4.1.1.3. Guidage par effet relativiste

Cette méthode consiste à guider le faisceau du laser par « auto focalisation ». Le laser est guidé par le plasma qu'il a créé. A très fort éclairement, le laser modifie l'indice de réfraction :

$$(4.1.1) \quad n = \sqrt{1 - \frac{n_e e^2}{\gamma m_e \epsilon_0 \omega^2}} \quad \text{avec} \quad \gamma = \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{-1/2} \quad (4.1.2)$$

γ est le facteur relativiste. Les électrons qui se trouvent sur l'axe acquièrent une énergie cinétique plus importante. Leur facteur γ est plus élevé. L'indice de réfraction est donc plus élevé sur l'axe. En plus, la force pondéromotrice, causé par le gradient spatial de l'éclairement du laser, entraîne une éjection transversale des électrons vers les bords et conduit à un canal plasma. Ces deux raisons conduisent à un profil d'indice maximal sur l'axe. Une impulsion laser, a été ainsi guidée avec une intensité maximale de $9 \cdot 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ sur cinq fois la longueur de Rayleigh [4.1.12], et avec une intensité maximale de $3 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ sur ~10 fois la longueur de Rayleigh [4.1.13].

Cette technique est limitée par la nécessité de maintenir une très forte intensité sur une longue distance. Pour atteindre ces intensités il faut utiliser des lasers de courte durée d'impulsion. Néanmoins, le guidage est moins efficace dans ce cas car pendant le temps

que prennent les processus de création du canal plasma, une grande partie de l'impulsion est déjà partie. Cette méthode ne fonctionne pas dans notre cas car elle nécessite une intensité bien supérieure à l'intensité avec laquelle nous travaillons.

4.1.2. Guidage par canal plasma dans un tube capillaire à décharge

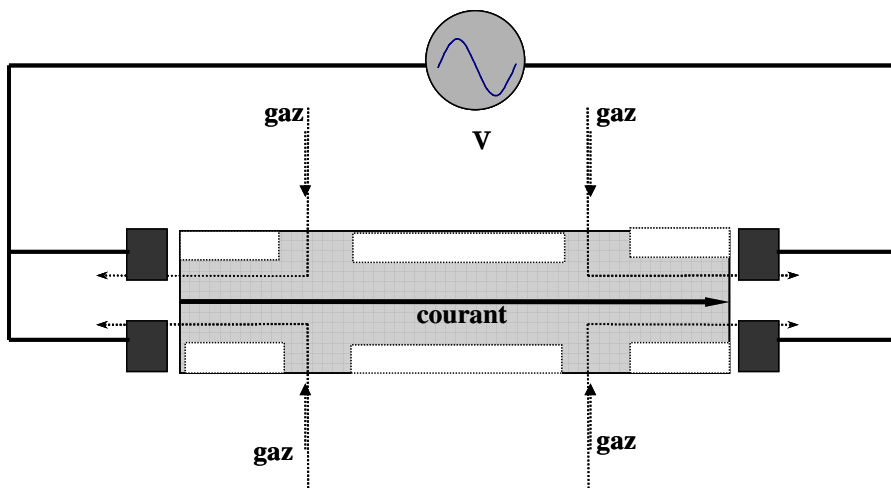
4.1.2.1. Contexte historique

Le premier guide d'onde qui repose sur ce principe a été réalisé et développé par Zigler *et al* depuis 1987 [4.1.14]. Le but était de créer un plasma de laser X. Le guidage se faisait dans une fente. Aucun gaz n'est utilisé mais le plasma est créé par ablation laser des parois internes. En 1996, lorsqu'ils ont utilisé une anode de forte conductivité thermique, ils ont découvert que la densité du plasma émergent était minimale au centre. En fait, pendant sa sortie de la fente, les bords du plasma étaient refroidis par l'anode. Grâce à ce dispositif, ils ont réussi à guider un laser d'une intensité de $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ [4.1.15, 4.1.16]. Plus récemment, le groupe de S. Hooker à l'Université d'Oxford, avec qui nous avons réalisé une partie du travail présenté dans ce chapitre, a développé un tube capillaire à décharge électrique inspiré de celui de Zigler. Ce groupe a démontré pour la première fois le guidage d'une impulsion laser dans un tube à décharge électrique rempli d'hydrogène [4.1.17]. Cette méthode a montré des performances tout à fait intéressantes en vue de la réalisation d'un amplificateur X : une transmission élevée et une bonne qualité optique du faisceau transmis. Une impulsion laser d'intensité maximale de $1,2 \cdot 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ a été ainsi guidée dans un capillaire de 5 cm de long avec une transmission en énergie totale de 83 % et une transmission d'intensité de 36 %.

4.1.2.2. Formation du canal plasma

Le tube capillaire que nous allons utiliser repose sur un modèle, proposé par Bobrova *et al* [4.1.18]. Les mécanismes de formation du canal plasma, ont été étudiés en utilisant des simulations hydrodynamiques MHD (« magnétohydrodynamique ») qui permettent de décrire l'évolution du plasma pendant et après l'injection du courant. Le modèle suppose un tube capillaire de 150 μm de rayon interne, rempli d'hydrogène à une pression de 67 mbar. La décharge est créée entre deux électrodes situées aux deux extrémités du tube (figure

4.1.1). Son profil est sinusoïdal en fonction du temps, d'une demie période de 200 ns, et un pic d'intensité de 250 A. La dimension du tube, dans la direction de son l'axe, est considérée beaucoup plus grande que son diamètre. Le plasma est supposé homogène dans cette direction. La densité électronique ne dépend que de la position radiale.



4.1.1. Schéma simplifié d'un capillaire à décharge électrique. La zone en gris correspond à l'intérieur du capillaire.

Les résultats des calculs de Bobrova *et al* par MHD montrent qu'un profil de densité électronique stable s'installe entre 60 et 150 ns après le début de l'injection du courant. Ces résultats sont en bon accord avec les mesures de densité de Spence *et al* [4.1.19], réalisées dans les mêmes conditions (voir figure 4.1.2). Le profil de densité électronique dans le plan radial est parabolique avec un minimum sur l'axe. La température est maximale sur l'axe (7 eV) alors qu'elle est très basse à côté des parois. On peut montrer qu'un quasi-équilibre thermique s'établit sur cette gamme de temps. Le champ électrique est uniforme dans le plan radial. Les électrons et les ions possèdent la même température. Les propriétés du plasma sont déterminées par le chauffage ohmique et la conduction thermique aux parois internes du capillaire. La température du plasma obéit alors à cette équation :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r K_{e\perp} \frac{dT}{dr}) + \sigma_{\perp} E_v^2 = 0 \quad (4.1.3)$$

Où r exprime la position de l'électron dans le plan radial (en utilisant les coordonnées cylindrique), T est la température du plasma, $K_{e\perp}$ est la conductivité thermique de l'électron, $\sigma_{\perp}$ est la conductivité électrique et E_v est l'amplitude du champ électrique qui dépend du temps. En résolvant cette équation, on peut déterminer le profil de densité radial à tout moment pendant le régime de quasi équilibre thermique. La solution est très proche de celle trouvée par le calcul MHD qui tient en compte tous les effets hydrodynamiques, ce qui montre que l'effet thermique est responsable de la formation du canal plasma. On peut aussi trouver une relation entre la température $T(0)$ sur l'axe, l'intensité maximale de l'impulsion du courant I_v et R_0 le rayon interne du capillaire :

$$T(0)[\mu m] \approx 5,7 \left(\frac{I_v [KA]}{R_0 [mm]} \right)^{2/5} \quad (4.1.4)$$

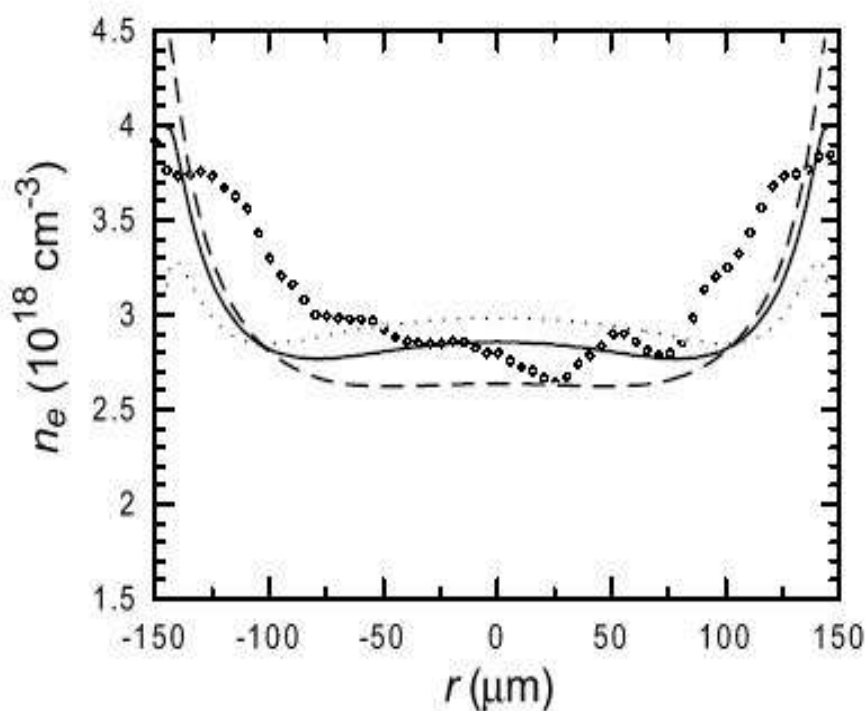


Figure 4.1.2. Profils de densités calculés [4.1.18] : à $t = 55$ ns après le début de la décharge (trait pointillé), à $t = 60$ ns (trait continu) et après $t = 65$ ns (trait interrompu), et le profil mesurée autour de 60 ns (cercles) [4.1.19].

4.1.2.3. Propagation d'un faisceau gaussien dans un canal plasma

Prenons le cas idéal d'un plasma à profil de densité électronique $n_c(r)$ parabolique :

$$n_e(r) = n_e(0) + \Delta n_e \left(\frac{r}{r_c}\right)^2 \quad (4.1.5)$$

Où $n_c(0)$ est la densité électronique sur l'axe, $n_c(r)$ est la densité électronique à une distance r de l'axe, Δn_c est la différence entre la densité à la position $r = r_c$ (r_c est le rayon du canal) et la densité sur l'axe $n_c(0)$. La propagation dans ce milieu est bien connue [4.1.20]. Le mode fondamental a un profil transverse d'intensité gaussien :

$$I(r) = I(0) \exp\left[-2\left(\frac{r}{W_M}\right)^2\right] \quad (4.1.6)$$

avec

$$W_M = \left[\frac{r_c^2}{\pi r_e \Delta n_c} \right]^{1/4} \quad (4.1.7)$$

Où r_e est le rayon électronique. Notons que W_M ne dépend ni de l'intensité, ni de la longueur d'onde de l'impulsion à guider. Si on suppose que le profil du canal n'est pas modifié pendant la propagation et si la dimension du faisceau laser (W_0) à l'entrée est telle que $W_0 = W_M$, le laser sera couplé avec le mode fondamental. Il se propagera alors avec un profil transverse d'intensité constante tout au long du canal. Le guidage est donc monomode. Si le faisceau n'est pas couplé au rayon du canal plasma, des modes d'ordre supérieur seront excités. La taille du faisceau dans le canal oscille alors entre W_0 et W_M^2/W_0 (avec une période égale à $\pi^2 W_M^2 / \lambda$), mais cette oscillation n'est pas importante si W_0 et W_M sont de valeurs proches.

Dans le cas d'un canal de plasma créé par décharge électrique, le modèle de Bobrova et al permet de calculer W_M en fonction de : l'état d'ionisation Z du plasma formé par la décharge, la densité initiale des électrons sur l'axe n_{i0} , et R_0 le rayon interne du capillaire :

$$W_M [\mu m] \approx 1,48 \times 10^5 \frac{\sqrt{R_0 [\mu m]}}{(Z n_{io} [cm^{-3}])^{1/4}} \quad (4.1.8)$$

Pour un tube de 200 μm de rayon intérieur, rempli de H_2 à une pression de 330 mbar, totalement ionisé par la décharge (ce qui donne une densité électronique sur l'axe égale à $1,6 \cdot 10^{19} \cdot cm^{-3}$), W_M est égale à 42,5 μm .

Si on introduit un gaz lourd comme le xénon, en vue de réaliser un laser à 41,8 nm, la situation est un peu plus complexe. En effet le xénon ne sera que partiellement ionisé et il sera plus délicat de contrôler la formation du canal plasma. De plus, lorsque le numéro atomique Z augmente la conductivité diminue et la température sur l'axe augmente. En revanche, l'hydrogène est totalement ionisé par la décharge et offre un profil de densité idéal. Il faut donc doper le canal plasma, formé par l'hydrogène, avec l'ion lasant. Comme le montre la figure 4.1.3, pendant la propagation du laser, le front avant de l'impulsion crée plus d'électrons autour de l'axe et entraîne un changement dans le profil électronique. Ce changement se fait essentiellement au centre du canal qui reste capable, à priori, de guider le faisceau.

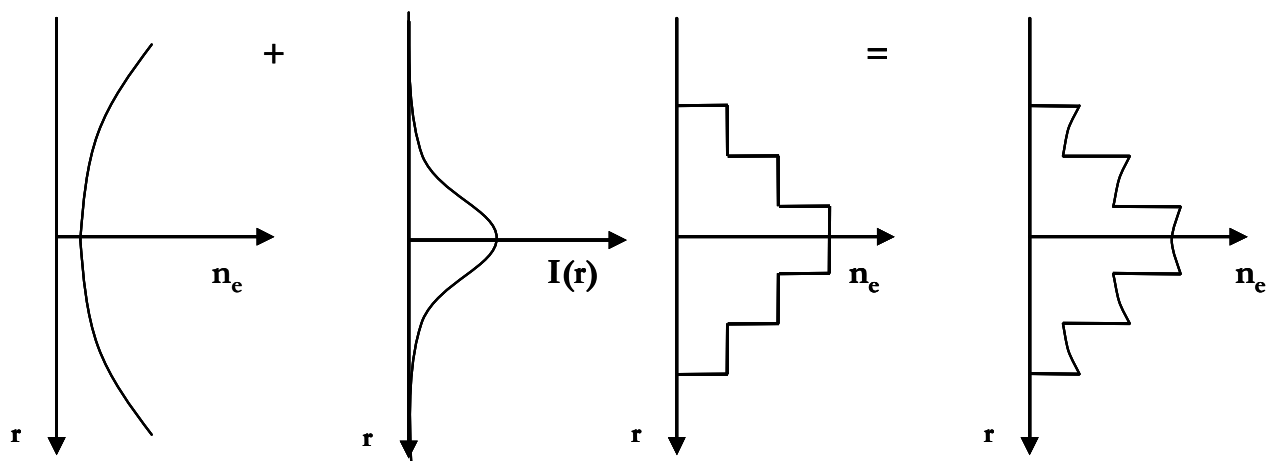


Figure 4.1.3. Effet du laser guidé sur le profil de densité du canal plasma : (de gauche à droite)

- profil parabolique de densité du canal du plasma initial,
- profil transverse d'intensité d'un faisceau gaussien se propageant dans le milieu,
- profil de densité induit par le faisceau,
- profil de densité résultant.

4.1.3. Guidage par réflexions

4.1.3.1. Le contexte historique

La première démonstration expérimentale de cette technique a été réalisée en 1995 par Jackel *et al* [4.1.9], en guidant un laser Ti : Saphir (Térawatt ; 0,9 ps) dans des tubes de métal et de verre. L'intensité du laser à l'entrée était $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$. La transmission mesurée était de 20 % pour un tube de 3 cm de longueur et 100 μm de diamètre. Deux modes ont été excités. Pour un tube de 12,6 cm de longueur et 266 μm de diamètre, elle était de 10 % et 8 modes ont été excités. Deux raisons ont été attribuées au guidage. La première par réflexions en incidence rasante. La deuxième par réflexions sur le plasma formé sur les parois. La majorité des expériences qui ont succédé, s'est orientée vers le guidage en régime monomode. Ce dernier, caractérisé par un fort facteur de transmission, un profil transverse d'intensité à gradient faible, une dispersion temporelle limitée et une vitesse de groupe élevée, est le régime qu'on essaye d'atteindre généralement. Cependant, ceci implique des dimensions de tube relativement petites (inférieures à 100 μm), ce qui pose de réels problèmes au niveau expérimental quand on tente de guider un faisceau de 1 J d'énergie. En effet, la qualité de focalisation et la stabilité du pointé du laser doivent être suffisamment bonnes pour ne pas détruire la face avant du tube.

4.1.3.2. Modes propres d'un tube capillaire

Comme le montre la figure 4.1.4, le tube capillaire est un guide d'onde cylindrique à section circulaire. La paroi est caractérisée par une constante diélectrique relative ϵ_p . Le cœur, de rayon a , est caractérisé par une constante diélectrique ϵ_c . Cette dernière (~ 1) est inférieure à celle de la paroi. Il n'y a pas donc de réflexion totale. Le guidage se réalise avec des pertes d'énergie. Ces pertes correspondent à l'énergie perdue dans l'épaisseur de peau au niveau de la paroi interne des tubes métalliques et à l'énergie associée aux rayons réfractés dans la paroi pour les tubes diélectriques. Un tube capillaire est caractérisé par sa transmission qui est le rapport de l'énergie à la sortie à l'énergie incidente à l'entrée. Par ailleurs, le cœur, étant un milieu limité, les conditions de continuité au niveau de la paroi (interface paroi / cœur) imposent des modes propres au capillaire. Le faisceau du laser ne peut être guidé que selon ces modes.

Ces modes, quasi transverses, appelés EH_{vm} , ont un profil de champ électrique radial proportionnel à la fonction de Bessel d'ordre entier J_{v-1} dans la plus grande partie du cœur. Les détails de calcul se trouvent dans ces références [4.1.21, 4.1.22]. On peut montrer qu'un faisceau gaussien, polarisé circulairement, se couple à la famille de modes EH_{1m} , où m est l'indice du mode. $m = 0$ correspond au mode fondamental. La transmission en énergie de ces modes est donnée par :

$$T_m = \exp\{-2k_{zm}L_{cap}\} \quad (4.1.9)$$

Où k_{zm} est le coefficient d'amortissement du mode m .

$$k_{zm} = \frac{u_m^2}{k_0^2 a^2} \frac{1 + \varepsilon_p}{\sqrt{\varepsilon_p - 1}} \quad (4.1.10)$$

k_0 est le nombre d'onde dans le vide en milieu infini. $u_m = k_{\perp m} a^2$, avec u_m est la m ème racine de la fonction de Bessel $J_0(k_{\perp} r)$ et $k_{\perp m}$ est le nombre d'onde perpendiculaire du mode m .

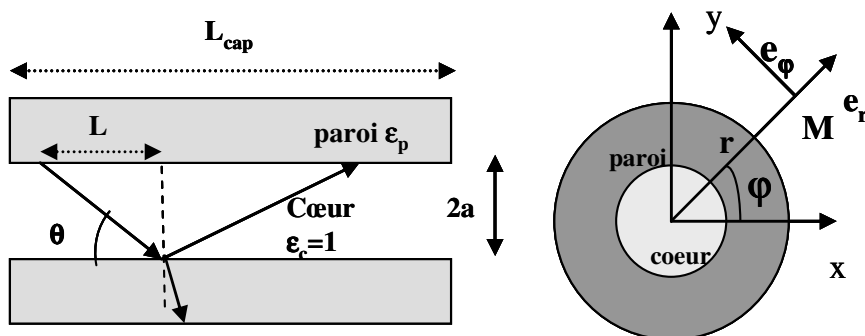


Figure 4.1.4. Schéma descriptif d'un tube capillaire par réflexions.

4.1.3.3. Couplage de l'énergie laser

Le couplage correspond à la répartition de l'énergie guidée sur les différents modes. On définit C_{1m} le rapport entre l'énergie couplée sur un mode EH_{1m} à l'énergie totale guidée. Cette dernière est la fraction d'énergie qui entre effectivement dans le capillaire et

n'est pas perdue sur la face avant. On note C_{tubc} , le rapport entre l'énergie effective et l'énergie incidente totale. Pour un faisceau incident gaussien, on a $E_i \propto \exp(-r^2/W_0^2)$. Le faisceau est focalisé à l'entrée du tube, W_0 (le waïst), est la dimension du faisceau à l'entrée. C_{1m} s'écrit :

$$C_{1m} = \frac{(\int_0^{2\pi} \int_0^a \exp(-\frac{r^2}{W_0^2})) J_{0m}(u_m r/a) r dr d\phi)^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^a |E_i| r dr d\phi \int_0^{2\pi} \int_0^a J_{0m}(u_m r/a) r dr d\phi} \quad (4.1.11)$$

En calculant ces intégrales, on peut déterminer en fonction de W_0/a , le coefficient de couplage dans chaque mode. La figure 4.1.5 montre les solutions pour différents modes m . Pour $a/W_0 = 1,5$, on a 98% de l'énergie guidée se couple au premier mode EH_{10} . Le couplage sur les autres modes est proche de zéro. Dans ce cas le guidage est quasi-monomode et la répartition d'énergie est très proche d'un faisceau gaussien. Si cette condition n'est pas vérifiée, le couplage se fait sur plusieurs modes (guidage multimode). La répartition de l'énergie guidée correspond alors à la superposition des énergies associées à ces modes. Dans le 3^{ème} et 4^{ème} paragraphe, nous utiliserons des tubes tel que $a/w_0 \sim 5,32$, on peut estimer que les modes jusqu'à l'ordre six seront excités (lorsque le coeur est sous vide).

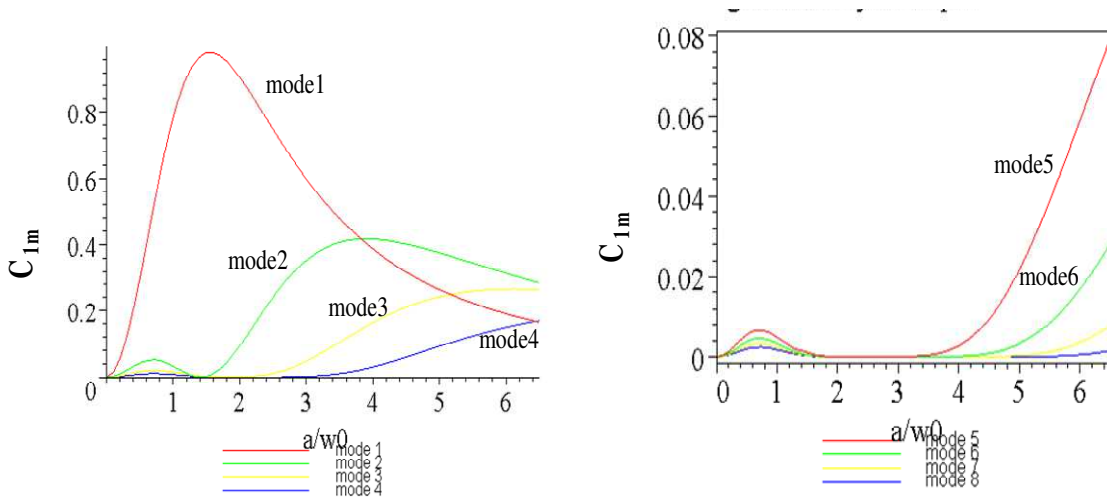


Figure 4.1.5. Coefficient de couplage pour les modes de 1 à 8, en fonction de a/w_0 .

4.1.3.4. Transmission de l'énergie

La transmission de l'énergie guidée dans un tube capillaire, T_p , dépend de la nature des modes excités. Elle est la somme des transmissions partielles de chaque mode, $T_p = \sum_m C_{1m} T_{1m}$, où T_{1m} correspond à la transmission du mode EH_{1m} . La transmission de l'énergie totale d'un tube capillaire par rapport à l'énergie incidente est : $T_t = C_{\text{tube}} \cdot T_p$. Dans les expériences que nous présentons, on a : $a \gg W_0$. On peut considérer que toute l'énergie du faisceau incident entre dans le capillaire ($C_{\text{tube}} = 1$).

Nous avons utilisé deux types de capillaires. Le premier : un tube capillaire de saphir avec $a = 150 \mu\text{m}$, $L_{\text{cap}} = 15 \text{ mm}$ et $\epsilon_p = 3,11$. D'après l'équation 4.1.9, le facteur de transmission calculée est de 99,7 % pour le premier mode ($\lambda_0 = 0,8 \mu\text{m}$, $u_{11} = 2,4$) et reste élevé pour les modes supérieurs. En effet, $T = 89,2\%$ pour le sixième mode ($u_{16} = 18,07$). Le deuxième est un tube capillaire de verre avec $a = 150 \mu\text{m}$ et $\epsilon_p = 2,25$. Pour le mode fondamental, on a $T = 99,8 \%$ et $T = 93,5 \%$ pour le sixième mode.

4.1.3.5. Des effets limitant le guidage

a- Ionisation de la face avant : Lorsque le flux d'énergie sur la face avant du tube capillaire ou sur la paroi est supérieur au seuil d'ionisation du matériau de la paroi, un plasma se forme. L'ionisation de la face avant peut conduire à une diminution du couplage car le plasma peut obstruer l'entrée du tube capillaire. Cet effet dépend à la fois du flux sur la face avant qui est relié au contraste spatial et temporel de la tache focale et de l'expansion du plasma formé. Nous travaillons avec une impulsion d'intensité maximale entre 10^{17} et $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. Le rayon du tube capillaire est de $150 \mu\text{m}$. Pour une tache de waist $W_0 = 30 \mu\text{m}$, le flux sur la paroi est de l'ordre de 10^6 et 10^7 W.cm^{-2} , ce qui est bien inférieur au seuil de claquage de la silice qui est de $10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$ [4.1.23]. D'autre part, nous disposons d'un bon contraste temporel (une dynamique supérieur à 10^6). L'ionisation de la face avant ne peut jouer aucun rôle dans notre cas.

b- Ionisation de la paroi : Elle peut intervenir si l'énergie déposée sur la paroi est très élevée. Ceci aura pour conséquence de modifier la constante diélectrique ϵ_p et donc perturber la transmission. S'il est possible d'évaluer l'intensité maximale qui peut être

guider dans le capillaire sans pour autant ioniser la paroi en guidage monomode [4.1.21], la situation en régime multimode est plus complexe. En effet, l'énergie guidée correspond à la superposition des énergies couplées sur les différents modes. De plus, si le cœur est rempli de gaz, le couplage sera modifié. La résolution de ce problème nécessite une étude numérique qui sort du cadre de cette thèse. Nous ne pouvons confirmer la présence d'un plasma au niveau de la paroi mais nous pouvons estimer à partir de l'équation (4.1.10), qu'une diminution de la valeur de la constante électrique ϵ_p , va augmenter légèrement les pertes.

c- Défauts de la paroi interne : La rugosité de la paroi interne des tubes capillaires agit sur la longueur d'amortissement et donc sur la transmission totale. Soit σ la hauteur moyenne des pics de rugosité et S la distance entre les pics. L'effet des défauts de la paroi intervient en remplaçant la longueur d'amortissement d'un mode EH_{1m} sans défaut L_d^m par une longueur effective d'amortissement L_d^{eff} tel que [4.1.24]:

$$\frac{1}{L_d^{eff}} \approx \frac{1}{L_d^m} + \frac{1}{L_d^{corr}} \quad (4.1.13)$$

$$\text{Si } \frac{2\pi S}{\lambda_0} \gg 1 \quad \text{alors} \quad \frac{1}{L_d^{corr}} \approx \frac{u_m \sigma^2}{aL} \sqrt{\frac{\pi k_0}{S}} \quad (4.1.14)$$

$$\text{Si } \frac{2\pi S}{\lambda_0} \ll 1 \quad \text{alors} \quad \frac{1}{L_d^{corr}} \approx \frac{u_m \pi k_0 \sigma^2}{2aL} S \quad (4.1.15)$$

Avec L est la distance mesurée selon l'axe z entre deux réflexions sur la paroi interne. On a $L \approx \frac{2a}{\theta} \approx 2a^2 \frac{k_0}{u_m}$ en incidence rasante. L_d^{corr} correspond à la correction apportée et dépend de la nature du mode guidé. D'une façon générale, un matériau cristallin comme le saphir présente des états de surface plus rugueux que le verre. A cause de la manière dont il a été construit (usinage laser), le tube capillaire de saphir que nous avons utilisé, présente d'importants défauts au niveau de sa surface interne (figure 4.3.1). Nous estimons que $S = 10 \mu m$ et $\sigma = 5 \mu m$. En revanche et du fait de ses propriétés vitreuses et de la méthode de sa construction, le verre présente, des meilleurs qualités de surface. La

transmission qui avait été testée à bas flux avec un laser He-Ne de bonne qualité est de l'ordre de 95 - 98 %. Il devrait présenter des défauts inférieurs au microns, soit $S = 0,3\mu\text{m}$ et $\sigma = 0,03\mu\text{m}$. Dans les deux cas, on a pour les premiers modes, $L_d^{\text{eff}} \ll L$.

4.1.4. Application au laser X à 41,8 nm

Les formules que nous avons présentées concernent le cas d'un tube capillaire vide. Il n'est pas possible, cependant, de traiter analytiquement le cas d'un tube capillaire rempli d'un plasma de laser X. La présence de ce dernier, caractérisé par un fort gradient de densité électronique, va rapidement augmenter la divergence du faisceau guidé (l'angle θ va augmenter). Des modes d'ordres supérieurs seront par conséquent excités. Ces modes sont caractérisés par un plus fort facteur d'atténuation. La transmission totale du tube capillaire doit donc diminuer. Ceci est d'autant vrai que la pression mise en jeu est élevée. Notons aussi que l'excitation de plusieurs modes conduit à une perturbation du profil transverse du champ électrique qui n'est plus celui d'un faisceau gaussien.

Dans une première expérience, nous avons tenté de guider l'impulsion laser en régime monomode dans un tube capillaire de quelques centimètres de longueur, rempli de xénon. Le diamètre interne est de l'ordre de quelques dizaines de microns et vérifie la relation de $w_0 \sim 0,645a$. Le diamètre externe est égale à $360\mu\text{m}$. Le problème qu'on a rencontré est l'instabilité du pointage du laser. On commence par aligner le capillaire avec un laser à bas flux, avant d'envoyer l'impulsion du laser à haute intensité. D'un tir à l'autre, le point de focalisation peut bouger sur la face avant du tube capillaire, ce qui entraîne sa destruction après chaque tir laser. D'autre part, la présence d'un plasma devant la face avant du tube capillaire, dû à la fuite du gaz tend à augmenter la taille du faisceau à l'entrée, ce qui limite la quantité d'énergie qui peut pénétrer dans le tube ($C_{\text{tube}} \neq 1$). En effet, cette expérience a montré que la transmission dans ces tubes était faible (les tubes permettent de guider une seule impulsion avant de se casser). Ceci montre la difficulté de coupler efficacement l'énergie du laser sur le mode fondamental.

Lorsque nous avons utilisé des tubes capillaires de diamètres plus grands, de l'ordre $300\mu\text{m}$, et avec un plus grand diamètre extérieur, nous avons pu observer un effet du guidage sur le signal du laser X. La durée de vie des tubes capillaires a par ailleurs augmenté considérablement, ce qui a permis de réaliser une étude sur le comportement du laser X en fonction des différents paramètres.

4.2. GUIDAGE DANS DES TUBES CAPILLAIRES A DECHARGE

4.2.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est celui décrit dans le paragraphe 3.1.2. La cellule est remplacée par un tube capillaire à décharge électrique, schématiquement décrit sur la figure 4.2.1. Cette expérience s'inscrit dans le cadre d'une coopération avec le groupe de S. Hooker (paragraphe 4.1.2.1) qui a développé le système de tube capillaire que nous avons utilisé. Le tube est fabriqué en céramique : l'alumine (Al_2O_3). C'est un matériau dur dont la température de fusion élevée permet une longue durée de vie. Les longueurs de tube utilisées sont de 30 et 50 mm et leur diamètre intérieur est de 210 μm . Quatre fentes (0,8 mm $\times$ 75 μm) d'entrée de gaz sont situées à 4,4 mm de la face d'entrée et de sortie. La fente (0,6 mm $\times$ 75 μm) d'entrée de l'électrode est située au centre du tube. Le tube et les fentes ont été usinés à l'aide d'un laser à vapeur de cuivre pulsé (40 ns). Le capillaire est placé dans un réservoir alimenté en continu par un mélange de H_2 / Xe. Un mesureur de débit (pour chaque gaz injecté) permet de connaître leurs proportions dans le tube. Le système est monté sur un support qui permet de contrôler son mouvement pour aligner le tube capillaire sur l'axe du laser de pompe (figure 4.2.2). La décharge a été injectée au centre pour éviter le claquage du gaz résiduel dans l'enceinte, qui provient surtout des fuites des deux faces du tube, et qui peut se passer si l'électrode a été placée à la face d'entrée ou de sortie. Dans ce cas, une forte tension peut s'établir entre l'électrode et le corps de l'enceinte et entraîner des phénomènes non linéaires défocalisant le laser et diminuant le couplage. La tension de claquage en fonction de la pression peut être estimée à partir de la courbe de Paschen [4.2.1]. Le système électrique qui permet de générer la décharge est à base d'un condensateur de 4,5 nF de capacité, chargé sous une tension de 25 KV et fonctionne à un taux de répétition de 2 Hz. Il délivre des impulsions de courant de profil sinusoïdal de période 2 μs et d'intensité maximale de 105 A.

L'optique de focalisation est un miroir parabolique ($f / 25$) hors axe d'un mètre de longueur focale. L'énergie du laser sur la cible a été mesurée : (240 ± 20) mJ. Le rayon (waist) de la tache focale en $1/e^2$ en intensité, mesure 34 μm , ce qui correspond à une longueur de Rayleigh de 4,4 mm (si le faisceau est à la limite de diffraction). L'intensité

maximale la tache focale est égale à $2,5 \cdot 10^{17} \text{ W.cm}^2$. Afin de comparer dans les mêmes conditions d'intensité, le signal du laser X dans le capillaire avec celui obtenu dans une cellule, nous avons aussi utilisé une cellule de gaz de 4 mm de long (la même que celle utilisée dans le troisième chapitre). Les diagnostics utilisés sont identiques à ceux présentés dans le paragraphe 3.1.3.

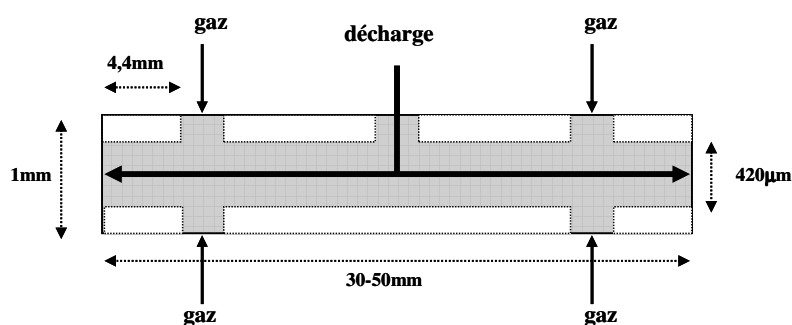


Figure 4.2.1. Schéma descriptif du tube capillaire à décharge utilisé.

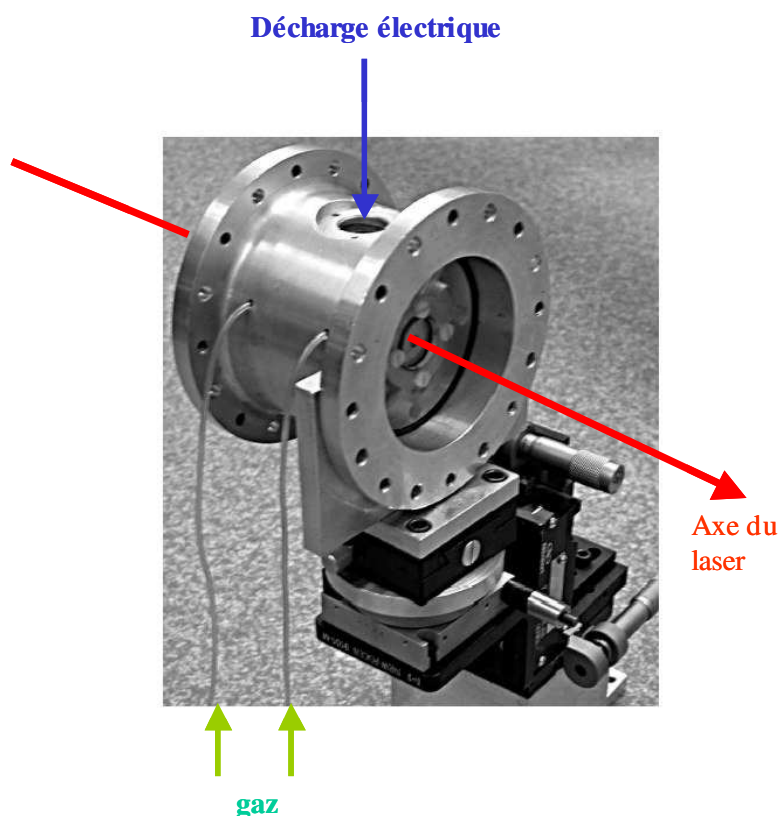


Figure 4.2.2. Photo du capillaire dans son état final. Le capillaire est placé dans un tube plastique qui est à son tour mis dans un tube à vide. Le tout est monté sur un système mécanique qui permet de le faire bouger dans 3 translations et 2 rotations.

4.2.2. Résultats expérimentaux

4.2.2.1. Observations expérimentales et spectres

Nous avons commencé par injecter de petites doses de xénon dans le mélange de gaz. Pour un rapport Xe/H égal à 1/38, 1/11 et 1/7,5, la raie 5d - 5p du Xe IX n'a été jamais observée, malgré la variation de pression entre 8 et 105 Torr. Elle a commencé à apparaître à partir d'un rapport 1/7. Le signal optimal a été observé pour un rapport 1/3 à une pression totale de 90 Torr, ce qui correspond à 37,5 Torr de xénon. Il est devenu faible pour un rapport de 1/1,3 et n'a pas été observé avec le xénon seul. Nous avons aussi fait varier (jusqu'à un facteur trois) l'intensité maximale de l'impulsion de courant, sans effet évident sur l'émission de la raie laser X. En revanche, l'amplification de la raie à 41,8 nm s'est montrée très sensible au délai entre l'arrivée de l'impulsion laser et la décharge. Le maximum de signal a été observé aux alentours de 1000 ns après le début de la décharge. Pour la cellule, les conditions sont identiques à celles présentées dans le chapitre III. La figure 4.2.3, montre les spectres détectés dans les conditions optimales pour chaque cas : dans la cellule, à une pression de 15 Torr, Le laser est focalisé à 2.5 mm après la face d'entrée, et dans le capillaire de 30 mm de long, rempli de 1/3 de xénon et de 2/3 de H₂, de pression de 37,5 Torr de xénon et un délai de 1000 ns entre le début de la décharge et l'arrivée du laser infrarouge qui est focalisé à l'entrée. Dans les deux spectres, en plus de la raie principale qui correspond à l'ordre zéro du réseau de diffraction, la raie laser à 41,8 nm est observée. Le signal détecté dans le capillaire est quatre fois plus important que celui détecté dans la cellule. Par contre, les résultats obtenus avec le capillaire de 50 mm de long n'ont pas montré d'amélioration des performances, comparativement à une cellule de 4 mm. Dans le capillaire de 50 mm de long, le meilleur signal a été observé à une pression totale de 90 Torr, dont 1/4 est du xénon, pour un délai est à 1050 ns. Il est très proche à celui observé dans la cellule de 4 mm à 15 Torr.

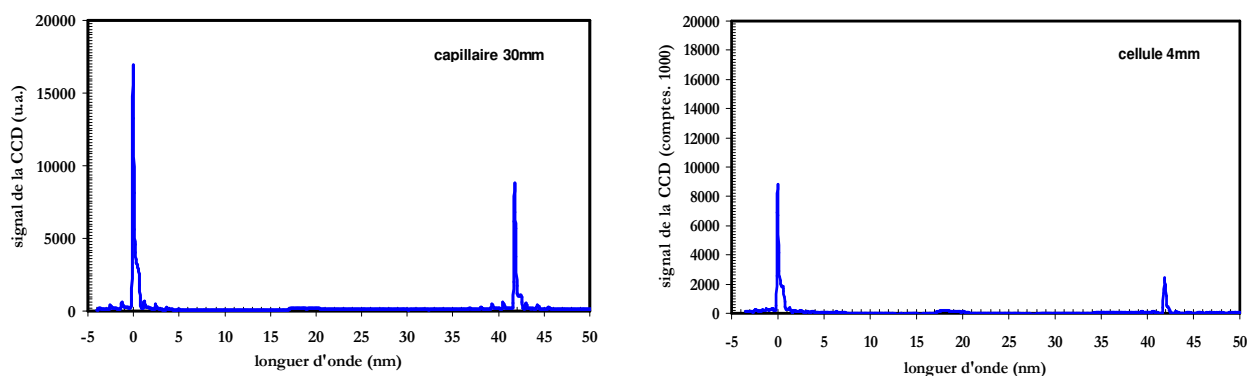


Figure 4.2.3. Spectres du laser X à 41,8 nm dans les conditions optimales : dans une cellule de gaz de 4 mm de long à 15 Torr et dans un capillaire de 30 mm de long à 37,5 Torr de xénon.

4.2.2.2. Signal du laser X en fonction de la pression

Pour un mélange Xe/H = 1/3, à $t = 900$ ns, nous avons mesuré la variation de l'intensité de la raie 5d - 5p en fonction de la pression de xénon (figure 4.2.4). Le maximum de signal est obtenu à une pression plus élevée (37,5 Torr) que celle trouvée dans la cellule (15 Torr). Le point à 31 Torr est étonnement bas, ceci peut être dû à une fluctuation brusque de l'énergie ou du pointé du laser de pompe ou à un mauvais fonctionnement du guide d'onde. Toutefois, on peut remarquer que le canal plasma formé est peu sensible à l'augmentation de la pression. En effet, le signal s'étend sur une zone assez large de pression utile (entre 28 - 72 Torr), c'est à dire quatre fois plus large que la zone sur laquelle s'étend le signal dans le cas de la cellule (paragraphe 3.2.5.1). Ceci montre bien l'effet de guidage sur les conditions de l'émission du laser X. La propagation du laser de pompe devient moins dépendante de la pression. En augmentant la pression, on augmente la quantité de l'hydrogène (2/3 du mélange) qui favorise la formation du canal plasma. Notons d'autre part, que la réfraction par la fuite devant la face d'entrée est plus limitée dans le cas du capillaire du fait que le trou est un peu plus petit (que dans la cellule).

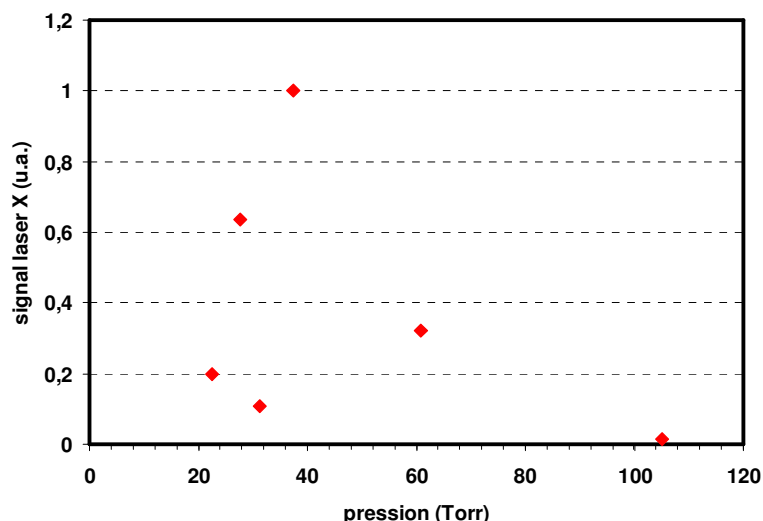


Figure 4.2.4. Signal du laser X en fonction de la pression pour un délai de 900 ns entre la décharge et le laser de pompe et dans un mélange de xénon et d'hydrogène dont 1/3 de xénon.

4.2.2.3. Influence du délai sur la transmission et le laser X

La transmission a été mesurée en comparant l'énergie du faisceau infrarouge transmis, détectée par le système d'imagerie à la face de sortie du tube capillaire, avec celle de la tache focale. On définit T_E : la transmission en énergie totale qui correspond au rapport de l'énergie totale à la sortie avec celle à l'entrée, et T_M : le rapport entre l'intensité maximale dans le plan de sortie et l'intensité maximale dans le profil de la tache focale. Si on considère que le guidage est en régime monomode, T_M donne une idée meilleure de l'intensité maximale créée sur l'axe, où le plasma de laser X devrait être créé. La figure 4.2.5 montre, en fonction du temps : T_M (croix), le signal détecté du laser X (points gras) et l'impulsion du courant. Cette mesure a été réalisée pour un mélange de (Xe, H) dont 1/3 de Xe, à une pression totale de 90 Torr.

Jusqu'à 800 ns après le début de la décharge, la transmission reste faible et ne dépasse pas 2 %. Elle augmente rapidement autour de 1000 ns, avant de marquer une décroissance progressive jusqu'à la fin de l'impulsion. Malgré un léger décalage, le laser X n'apparaît que lorsque la transmission devient relativement importante. Le maximum de signal à 41,8 nm est obtenu à 1014 ns, lorsque la transmission devient 6 %. Ceci montre une corrélation directe entre l'effet laser et la qualité du guidage. Notons néanmoins, que

l'amplification de la raie 5d - 5p n'est observée que dans une gamme très étroite de délais, (200 ns) alors que la transmission reste relativement élevée aux longs délais. Il semble que les conditions de guidage ont été cruciales pour obtenir l'effet laser.

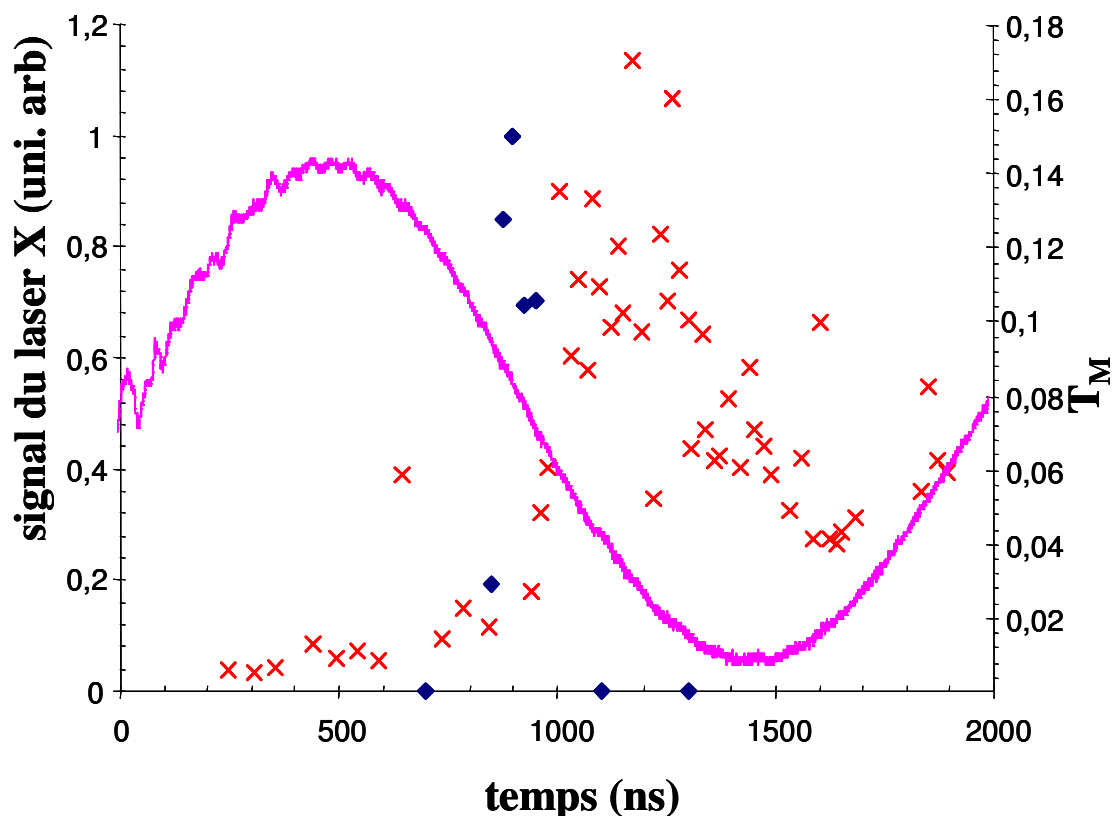


Figure 4.2.5. La transmission, le signal du laser X et le profil de la décharge électrique (unité arbitraire) en fonction du temps, dans un mélange de (Xe+H) dont 1/3 à une pression totale de 90 Torr.

4.2.2.4. Profils du laser transmis

La figure 4.2.6 montre les images du faisceau transmis à la sortie du tube capillaire (30 mm de long), à différents moments (dans les conditions décrites dans le paragraphe 4.2.2.3). Après le début de la décharge et jusqu'à 823 ns, presque rien n'est transmis. Autour de 1014 ns, on voit apparaître à la sortie un profil d'allure gaussienne, comparable au profil à l'entrée. La transmission atteint son maximum autour de 1160 ns et reste élevée jusqu'à 1251 ns. Le faisceau commence ensuite à s'élargir et le pic d'énergie décroît progressivement.

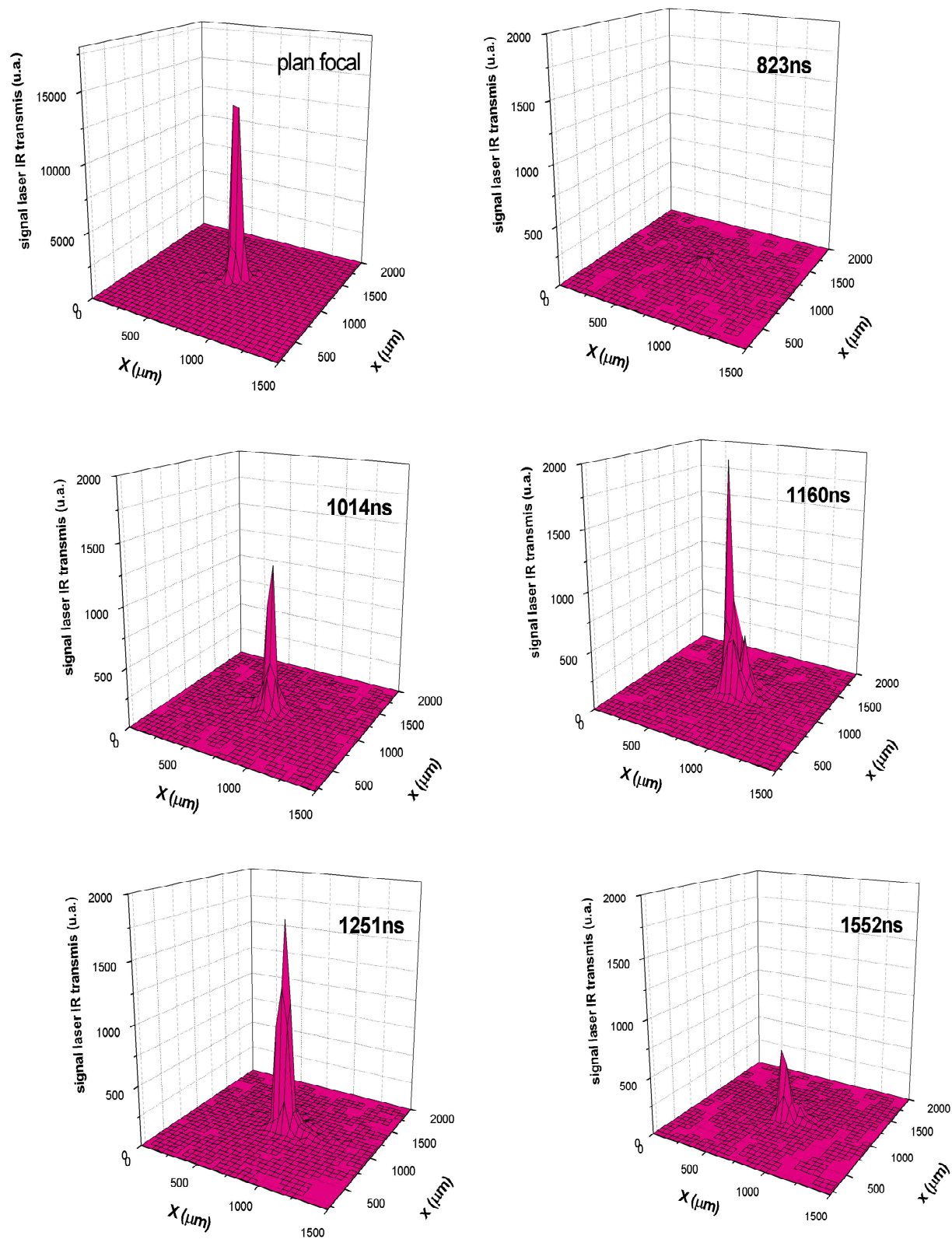
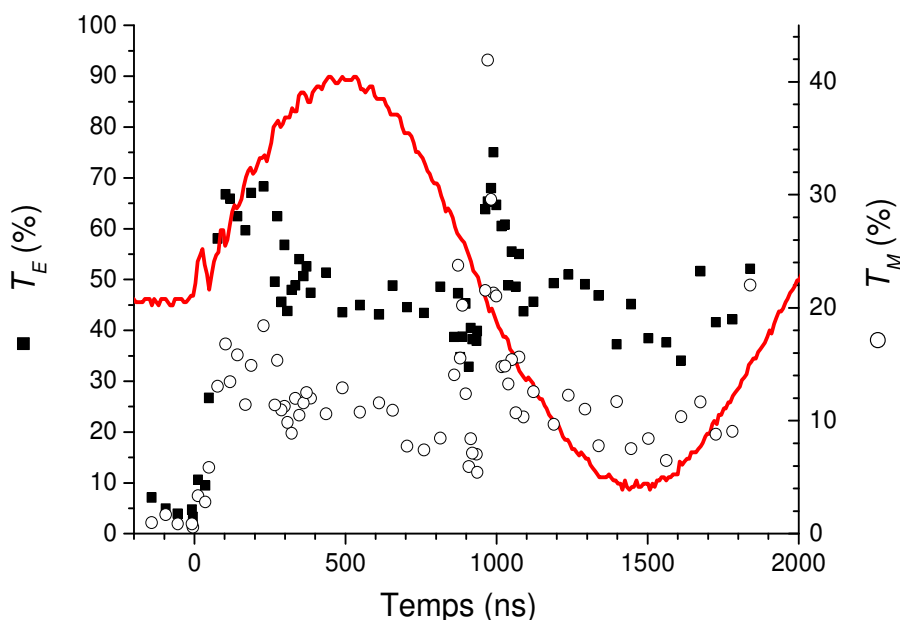


Figure 4.2.6. Profils d'énergies du laser infrarouge transmis, dans le plan de sortie du capillaire, pour différents délais après la décharge. Le capillaire est de 30 mm de long., à une pression de 90 Torr, rempli d'un mélange (Xe/H) dont 1/3 de Xe.

Bien que ces images ne donnent pas une idée sur la propagation du faisceau à l'intérieur du capillaire, on peut conclure que le mode fondamental a été efficacement excité sur une gamme étroite de délais. Notons d'autre part que le signal du laser X qui a atteint son maximum à 1014 ns ne suit pas l'augmentation de transmission. Lorsque cette dernière est maximale, le signal à 41.8 nm est nul. Ce point sera discuter par la suite.

4.2.2.5. Evolution de la transmission pour différents mélanges et pressions

La figure 4.2.7. montre les transmissions T_E (carrés) et T_M (cercles) dans un tube capillaire rempli d'hydrogène à une pression de 82,5 Torr, en fonction du temps. Sur une large gamme de temps (1900 ns), la transmission reste stable et relativement élevée. Ceci est en accord avec la théorie qui prévoit une formation rapide du canal plasma d'hydrogène qui s'installe sur une large gamme de temps (paragraphe 4. 2..2). La transmission est moyennement autour de 50 % pour T_E et 15 % pour T_M . On note toutefois deux zones où la transmission voit une augmentation : au début de la décharge et vers $t = 1000$ ns T_E est piquée autour de 70 % dans les deux cas. Alors que T_M voit un pic à 18 % en premier lieu avant 43 % dans la deuxième zone.



4.2.7. la transmission mesurée en fonction du délai à une pression de 82,5Torr de H_2 pure. T_E (carrés) : la transmission totale d'énergie. T_M (cercles) : la transmission de l'intensité.

Pour un mélange de (Xe, H) dont 1/3 est de xénon, nous avons mesuré les transmissions T_E et T_M (figure 4.2.8), pour deux pressions totales différentes : 67,5 Torr (gris) et 135 Torr (noir). Contrairement au cas de l'hydrogène seul pour qui la formation du canal plasma est rapide, la présence de xénon rend sa formation plus difficile. Le retard peut être expliquer par le temps que met la décharge pour créer le canal plasma avec du xénon dans le bon état de charge. En effet, plus le milieu est ionisé, moins il est sensible à la modification apportée par l'ionisation du laser. Toutefois la transmission reste faible par rapport à l'hydrogène seul. Pour les deux pressions, au début de la décharges, les profils de T_M et T_E suivent le même comportement jusqu'à une zone autour de 1000ns où T_M augmente plus rapidement. En effet, dans cette zone la largeur du profil transversal de l'énergie transmise devient plus petite. Notons aussi que dans cette zone, T_M pour ces deux pressions reste inférieure à celle mesurée à 90 Torr (figure 4.2.5).

Il semble qu'autour de ce délai (1000 ns), les conditions deviennent plus favorables pour le guidage. Ceci est vraie pour l'hydrogène seul et dans le mélange quelque soit la pression. Il paraît donc que ces conditions ne dépendent pas seulement du temps que prend la formation du canal plasma mais elles peuvent être relier au zéro de l'impulsion du courant qui coïncide avec ce délai. Ce point reste à clarifier dans d'autres expériences, en changeant la période de l'impulsion par exemple.

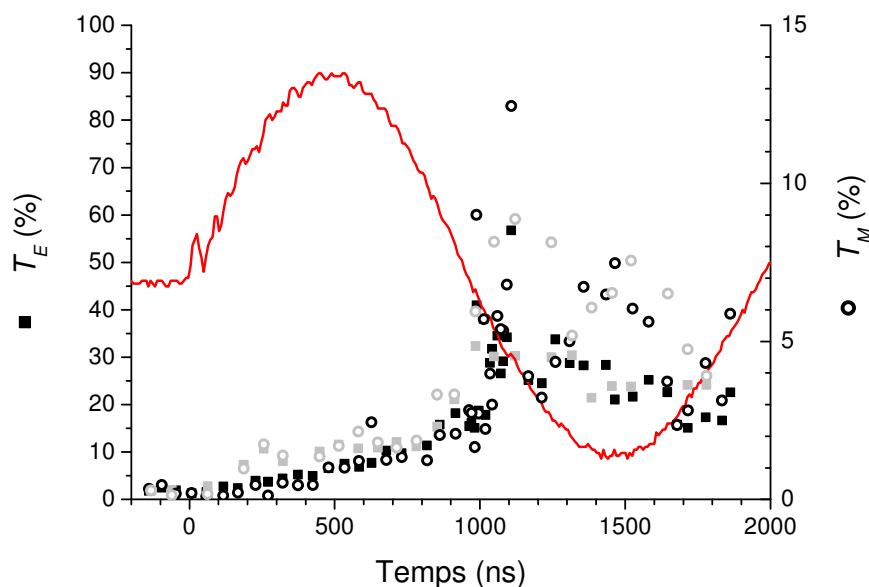


Figure 4.2.8. Transmissions dans un mélange dont 1/3 de Xe, T_E (carrés) et T_M (cercles) pour deux pressions totales : 67,5Torr (gris) et 135Torr (noir).

4.2.3 Résultats numériques et discussions

4.2.3.1. Détermination des propriétés du plasma créé par la décharge

Il est nécessaire pour étudier la propagation du laser de connaître l'état du plasma créé par la décharge. Le degré d'ionisation et la température du plasma après la décharge jouent en effet un rôle fondamental sur le guidage de l'impulsion et donc sur la création du milieu lasant. Si des travaux théoriques sur le canal de plasma d'hydrogène ont été réalisés [4.1.18], il n'existe pas –à notre connaissance– des travaux similaires sur le xénon. Nous sommes donc obligés de poser quelques hypothèses.

D'après la relation (4.1.4), la température sur l'axe d'un canal plasma d'hydrogène est de 4,3 eV (dans les conditions de notre expérience). La présence du xénon doit bien sûr modifier la température. En effet, le facteur numérique dans cette équation dépend de la conductivité thermique et électrique des ions et des électrons qui sont différents dans le cas d'un mélange ($\text{Xe} + \text{H}_2$). Si nous prenons le cas d'un gaz de Lorentz idéal ionisé, où il n'y a pas d'interactions électrons - électrons et où les ions sont considérés au repos, les conductivités thermiques et électriques dépendent de $1/Z$ où Z est l'état de charge des ions [4.2.2], ce qui conduit à une réduction du refroidissement par les parois du tube et une augmentation du chauffage ohmique. La température dans un mélange de ($\text{Xe} + \text{H}_2$) doit donc être supérieure à celle dans l'hydrogène seul. Compte tenu que la majeure partie du mélange est constituée d'hydrogène, nous estimons que la température se situe dans un domaine entre 6 et 12 eV. Ces valeurs doivent être pris avec précaution par la suite.

L'état d'ionisation résultant de cette température, dans le cas d'un plasma à l'équilibre thermodynamique local (ETL) peut être obtenu en résolvant l'équation de Saha. L'hydrogène se trouve ionisé à partir d'une température de 3 eV. La résolution de cette équation pour le xénon donne un état de charge entre +4 et +8 (pour $T = 6 - 12$ eV). Cependant, les conditions de l'approximation de l'équilibre thermodynamique local ne sont pas valides pour le xénon (à cause de la température et la densité du plasma). L'équation de Saha ne donne qu'une valeur approchée. Par ailleurs, des calculs, permettant de déterminer les états de charge hors ETL pour l'Argon dans des conditions de plasma similaires à notre cas [4.2.3] ont montré que la résolution de l'équation de Saha pour l'argon surestime les états de charges d'un ou bien deux états. Nous en tirons que le xénon se trouve dans des états entre Xe^{+3} et Xe^{7+} .

Sous l'effet de la décharge, il se forme donc un plasma froid dont l'hydrogène est totalement ionisé et le xénon l'est partiellement. D'après l'expression (4.1.8), plus l'état de charge augmente, plus le rayon du canal sera petit. En prenant, le cas d'un mélange de Xe^{5+} et H dont 1/3 de Xe^{5+} à une pression de 90 Torr, une densité électronique initiale sur l'axe de $4,8 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$, on a alors $W_M \sim 24 \mu\text{m}$ (le facteur numérique dans l'équation doit être changé par $1,3 \cdot 10^5$ pour correspondre à des valeurs de W_M qui ont été mesurées [4.2.4]). Ce calcul suppose que la présence de xénon n'a pas d'effet sur le profil de densité. Néanmoins, on peut noter que la petite taille de W_M rend le canal plasma moins sensible au changement de profil de densité par ionisation (dû à la propagation du laser). Notons d'autre part que W_M varie en $1/Z^{1/4}$, et n'est pas donc très sensible à Z . Dans les simulations, nous prendrons la même valeur de W_M , pour différents états initiaux d'ionisation.

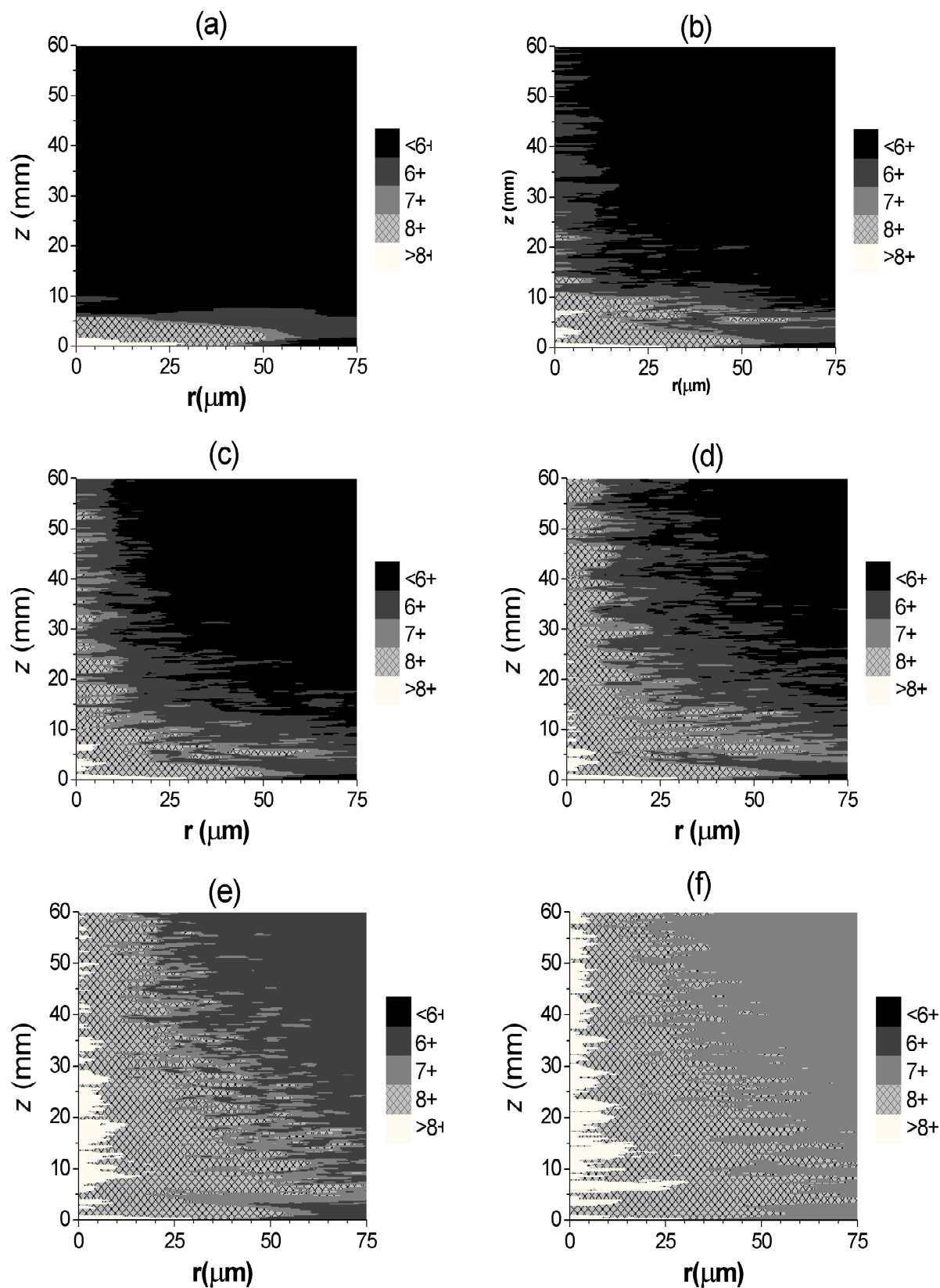
4.2.3.2. Etats d'ionisations après interaction avec le laser

Le code que nous avons utilisé pour étudier la propagation a été proposé par nos collègues anglais [4.2.5]. Ce code, très similaire à celui présenté dans le chapitre II (paragraphe 2.6.2), ne tient pas en compte des effets relativistes et pondéromoteurs. Ceci ne devrait pas fausser les résultats du calcul car ces effets sont négligeables dans notre cas (paragraphe 2.2.3). Le code suppose une symétrie cylindrique et donne l'état d'ionisation de xénon en fonction de la position radiale (r) et axiale (z). Le profil d'intensité de l'impulsion laser est supposé gaussien. L'intensité maximale est celle qui a été mesurée en supposant un faisceau gaussien. La figure 4.2.9 présente la distribution des différentes espèces ioniques dans le plasma juste après le passage du laser. D'abord, dans la cellule puis dans le capillaire (conditions décrites dans le paragraphe 4.2.2). Nous supposons que le profil de densité électronique est parabolique et $W_M = 24 \mu\text{m}$. Puisque l'état de charge initial de xénon n'est pas connu, nous présentons le calcul pour différents états initiaux du Xe^{3+} au Xe^{7+} . Le calcul a été étendu jusqu'à 60 mm, selon z .

Dans la cellule, la zone de Xe^{8+} s'étend sur une zone jusqu'à 4,8 mm de longueur (sur l'axe). Notons que ce code donne des zones de gain plus larges que celle calculées par le code décrit dans le chapitre II (paragraphe 2.5.3.4). Dans le capillaire, bien que la tache du laser ne soit pas tout à fait égale à W_M , il se forme toujours un plasma de Xe^{8+} plus long que celui dans la cellule. Ce plasma est d'autant plus long que le Z initial est grand. Ceci peut être expliqué par le fait qu'en augmentant Z initial, le canal plasma est moins perturbé

par l'ionisation induite par la propagation du laser. A partir de $Z_{\text{initial}} = 5$, la zone de gain s'étend sur une distance qui va jusqu'à 60 mm. Contrairement à ce que suggère ce calcul (pour $Z_{\text{initial}} \geq 5$), aucun signal du laser X n'a été observé, expérimentalement, dans le tube capillaire de 50 mm de long. Il semble donc que les états initiaux de Xe^{3+} ou Xe^{4+} correspondent mieux à nos résultats expérimentaux, en particulier pour Xe^{4+} , pour qui le plasma amplificateur s'étend jusqu'à 30 mm. Notons par ailleurs que le plasma de Xe^{8+} est au moins quatre fois plus grand que celui dans la cellule, et que la pression utilisée dans le capillaire est 2,5 fois supérieure à la pression dans la cellule. Nous avons vu dans le paragraphe 3.2.5.2 que le facteur de gain local augmente avec la pression. Pourquoi donc le signal du laser à 41.8 nm n'a pu augmenter que d'un facteur quatre en passant de 4 mm de cellule à 30 mm de capillaire ?

La formation d'un long plasma de Xe^{8+} n'est pas suffisante pour augmenter l'amplification du laser X. Il faut assurer un pompage fort. Comme nous avons vu dans le paragraphe 2.3.3, les électrons sont chauffés par l'énergie qu'ils acquièrent dans le champ électrique de l'impulsion laser au moment de l'ionisation. La proportion des électrons utiles pour le pompage diminue sous l'effet de la décharge puisque le xénon est partiellement ionisé. D'autre part, la présence des électrons froids agit d'une façon négative sur la dynamique des populations des différents niveaux atomiques. D'abord, elle dépeuple le niveau supérieur de la transition laser par collisions. Ensuite, elle réduit le taux de pompage collisionnel en refroidissant les électrons chauds du plasma. D'autre part, la raie de la transition laser peut être élargie par effet Doppler, Stark et l'élargissement par collisions, qui augmentent avec la pression et sous l'effet de la décharge. La fonction de gain est alors répartie sur un intervalle plus large de fréquence. Le fait de trouver un signal plus intense dans le capillaire de 30 mm par rapport à une cellule de 4 mm montre que l'augmentation de la zone de gain et de la pression est mis en balance avec une réduction probable du facteur de gain.. Ainsi, le produit gain - longueur est plus important que celui obtenu dans la cellule mais avec un gain local plus faible. D'autre part notons que le laser X n'a pas suivi la croissance de la transmission (figure 4.2.5). Alors que la transmission n'a cessé d'augmenter, le signal du laser X a chuté brusquement. L'ionisation du xénon pendant la formation du canal plasma a fait diminuer rapidement le nombre des électrons utiles pour le pompage. Lorsque le canal plasma s'est stabilisé, il y a certainement moins d'électrons pour participer au pompage.



4.2.9. Distribution des ions après le passage du laser. a : dans la cellule de 4 mm à 15

Torr. b à f : dans le capillaire à 90 Torr en prenant des états de charge initiaux

respectivement Xe^{3+} , Xe^{4+} , Xe^{5+} , Xe^{6+} et Xe^{7+} .

4.2.5. Conclusion

En couplant le laser de pompe sur le mode fondamental d'un tube capillaire à décharge de 30 mm de long, nous avons pu augmenter significativement la longueur du plasma amplificateur et ainsi légèrement améliorer les performances du laser à 41,8 nm. L'effet laser observé est apparu corrélé à de bonnes conditions de guidage. Les simulations indiquent que le guidage a été réalisé sur toute la longueur du tube de 30 mm mais aucune amélioration supplémentaire n'a pu être réalisée avec des capillaires de plus grande longueur. Cette limitation est liée à la mauvaise qualité du canal plasma créé dans le capillaire de 50 mm de long. Si les résultats obtenus permettent de valider le principe du guidage pour les lasers X par OFI, l'utilisation du capillaire à décharge a toutefois montré ses limites. En effet, la présence d'hydrogène, indispensable pour le guidage, contribue à une diminution du coefficient de gain du plasma. Ceci a pour effet de limiter les améliorations potentielles de la source malgré un allongement significatif de la colonne de plasma. Nous notons d'autre part que ce système est relativement lourd et a montré pendant cette expérience qu'il est difficile à maîtriser (montage délivrant la décharge, contrôle du délai...).

Il serait donc souhaitable de pouvoir travailler en régime guidé, sans pour autant introduire d'autre gaz avec le xénon. Dans ce but, nous nous sommes intéressés à une autre technique de guidage qui devrait permettre d'allonger le plasma amplificateur sans pour autant dégrader ses qualités amplificatrices : le guidage par réflexions dans des tubes capillaires diélectriques.

4.3. GUIDAGE MULTIMODE DANS UN TUBE CAPILLAIRE DE SAPHIR

Nous avons réalisé d'abord différentes expériences visant à guider l'impulsion laser en régime monomode dans des tubes en verre remplis de gaz. Les tubes utilisés (75 à 100 μm de diamètre interne et leur diamètre extérieur n'étaient que de 360 μm) n'étaient finalement pas très adaptés aux fluctuations de pointé du laser de pompe (de 20 à 30 μm sur la face d'entrée du capillaire). En effet, la face avant du capillaire était détruite à chaque tir.

Dans ces conditions, il était très difficile de réaliser une étude systématique permettant la réalisation d'un laser OFI en régime guidé. Nous sommes donc passé à des capillaires de plus grand diamètre intérieur et extérieur. Si ces tubes ne permettent pas de répondre aux conditions de guidage en régime monomode, ils se sont montrés bien plus résistants et comme nous allons le montrer dans les paragraphes suivants, ont permis en guidage multimode, une amélioration très spectaculaire des performances du laser à 41,8 nm. Nous avons utilisé deux type de tubes : des tubes en saphir et des tubes en verre.

4.3.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est le même que celui décrit dans le paragraphe 3.1.2. L'optique de focalisation est un miroir sphérique de 2 m de longueur focale, utilisé hors axe. Dans le plan focal, la tache du laser correspond à une distribution qui peut être approchée par neuf gaussiennes (figure 4.3.2) avec une tache centrale de rayon $W_0 = (28 \pm 2) \mu\text{m}$ (en $1/e^2$) qui contient 40 % de l'énergie totale. Le faisceau est à 1,6 de la limite de diffraction et la longueur de Rayleigh mesurée est égale à 3 mm. L'intensité maximale sur cible est égale à $(1 \pm 0,2) \cdot 10^{18} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ dans le vide. Cette intensité a été maintenue constante pendant toute l'expérience (sauf dans le paragraphe 4.3.5). La transmission est définie comme étant l'énergie totale transmise divisée par l'énergie totale du laser à l'entrée. Elle a été mesurée en comptant le nombre de comptes sur la CCD du faisceau transmis et celui de la tache focale dans le vide. Afin de comparer le signal du laser X dans le tube capillaire avec celui dans une cellule de gaz, nous avons placé une cellule de longueur ajustable de 4 à 15 mm. Le tube capillaire est composé de deux plaques de saphir (figure 4.3.1). Dans chaque face, un canal a été creusé par usinage laser. En collant les deux plaques, on forme un tube capillaire de géométrie cylindrique de 15 mm de long et de $(300 \pm 20) \mu\text{m}$ de diamètre interne. La surface de la paroi interne des tubes capillaires utilisés présente une importante rugosité. Une observation par microscope de la surface usinée montre l'existence de plusieurs irrégularités de 10 μm de dimension. L'entrée du gaz est assurée par deux fentes de dimension, $(500 \times 250) \mu\text{m}$ creusé à 1,5 mm des faces d'entrée et de sortie du tube. Le capillaire est placé dans un réservoir qui est alimenté en continu en gaz. On suppose qu'une pression constante règne entre les deux fentes.

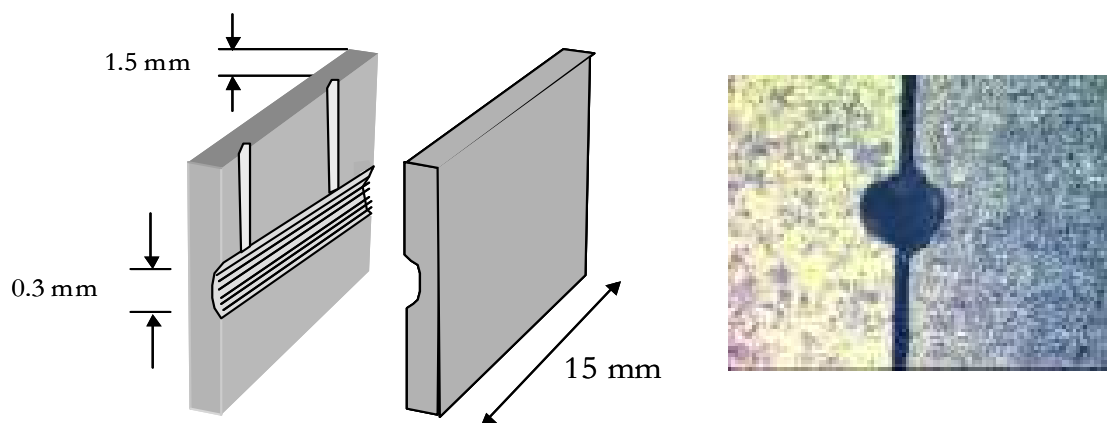


Figure 4.3.1. Schéma descriptif d'un tube capillaire et l'image prise par un microscope de la face avant d'un capillaire « collé » et prêt à être utilisé

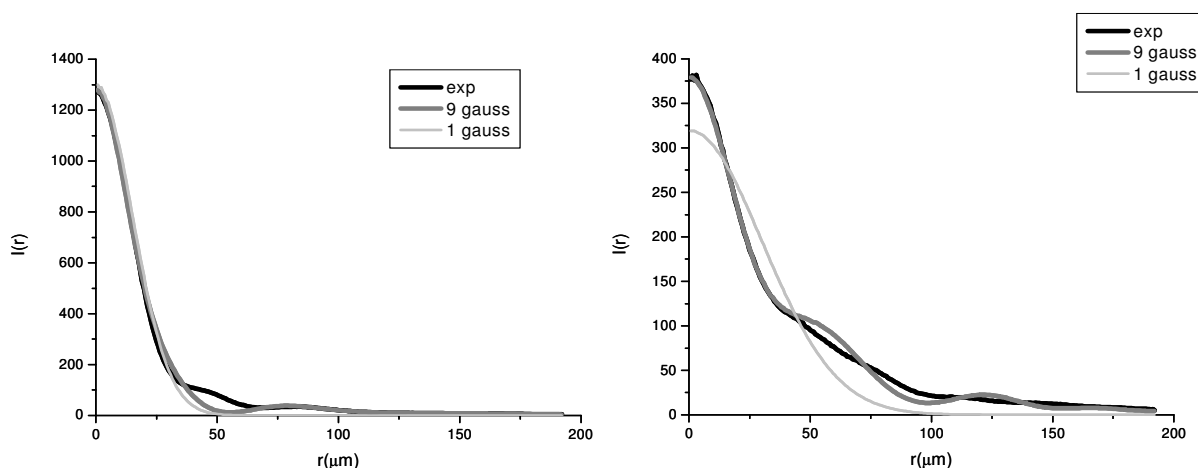


Figure 4.3.2. Profil d'intensité du laser de pompe mesurée par la CCD : dans le plan focal et à 6mm avant (à droite).

4.3.2. Effet du guidage sur l'énergie du laser X

A cause de la forte énergie de pompe et de la longueur focale du miroir sphérique, plusieurs filtres d'aluminium ont été cassés au cours de cette expérience. La calibration entre les différents tirs a néanmoins été réalisée par comparaison du signal détecté à 41,8nm dans les mêmes conditions pour différents filtres. Ceci augmente notre incertitude de mesure. Le maximum du signal du laser à 41,8 nm dans le capillaire a été observé pour une pression de 30 Torr. Le laser est focalisé à 6 mm après la face avant du capillaire. La transmission en énergie est de 40 %. Comme la montre la figure 4.3.4, l'intensité du signal

du laser X est sept fois plus importante que le signal observé dans la cellule de 15 mm à 17 Torr (pression optimale). Trois longueurs de cellule ont été utilisées : 4, 10 et 15 mm. Le signal dans la cellule de 15 mm est deux fois supérieur à celui dans la cellule de 10 mm et sept fois à celui dans la cellule de 4 mm.

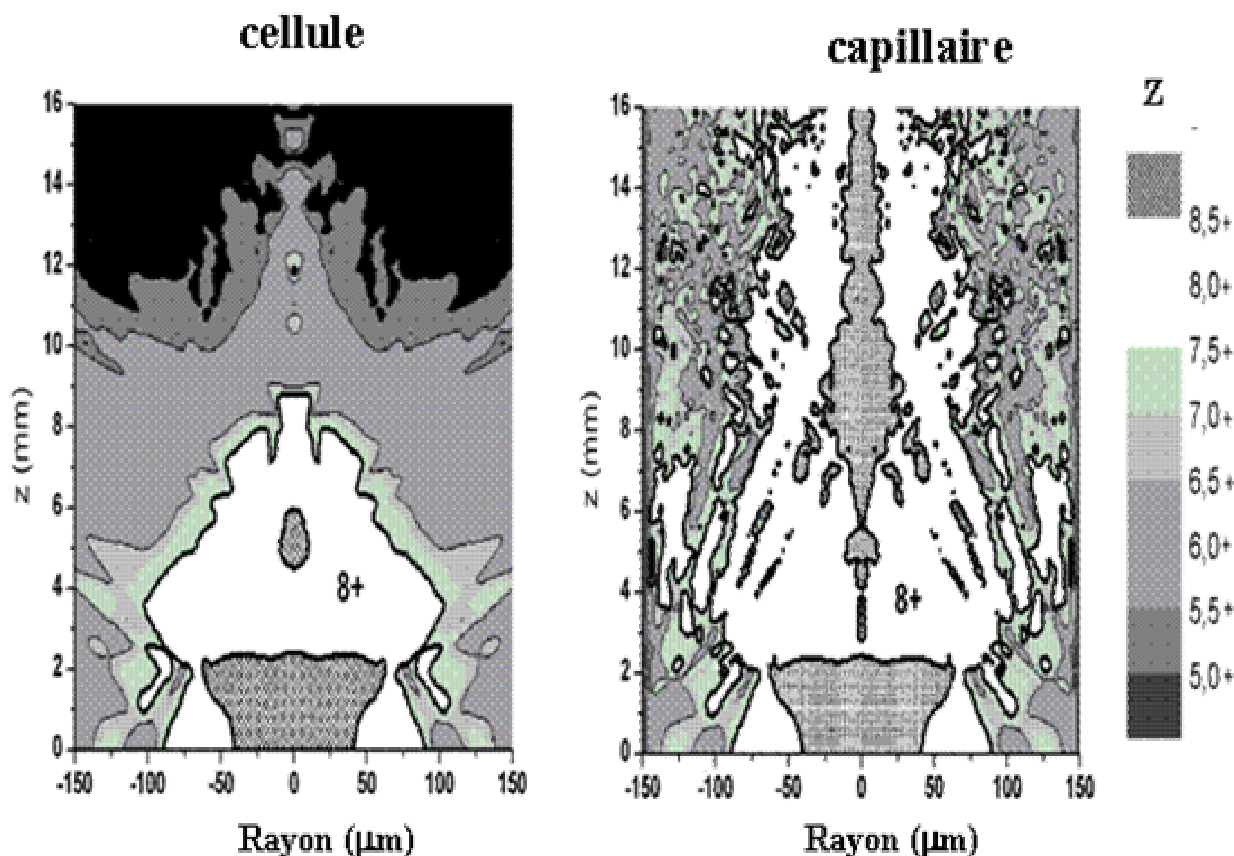


Figure 4.3.3. Calcul de l'état d'ionisation dans le plasma et le capillaire après le passage du laser à 17 Torr. La zone blanche correspond à une population de Xe^{8+} .

Le code numérique « code 2 » qui permet d'étudier la propagation du faisceau laser de pompe dans la cellule (voir paragraphe 2.6.2) est utilisé ici pour le capillaire, avec les conditions de continuité telles qu'elles sont décrites dans la référence [4.3.1]. On décrit l'impulsion laser à l'entrée par le profil d'intensité qui a été mesuré expérimentalement. La constante diélectrique effective de la paroi dépend de la rugosité de la surface. Elle a été ajustée dans la simulation numérique pour reproduire la transmission en énergie (mesurée de 40 % à 25 Torr), ce qui donne une transmission ~ 80 %, calculée à 17 Torr (on ne

dispose pas de toutes les mesures de transmission). Pour pouvoir comparer l'effet du guidage sur le volume du plasma Xe^{8+} formé, nous avons pris la même pression, 17 Torr, dans une cellule et dans le capillaire. La figure 4.3.3 montre l'état de charge du plasma après le passage de l'impulsion laser. Avant la première réflexion le plasma dans le capillaire est similaire à celui dans la cellule. Il est caractérisé par une zone de surionisation ($Z > 8$) qui va jusqu'à ~ 2 millimètres. La réfraction rapide et l'intensité élevée sur la paroi montrent que le couplage se fait sur les modes d'ordres supérieurs au mode fondamental. Il se forme un long plasma amplificateur qui s'étend jusqu'à la face de sortie du capillaire.

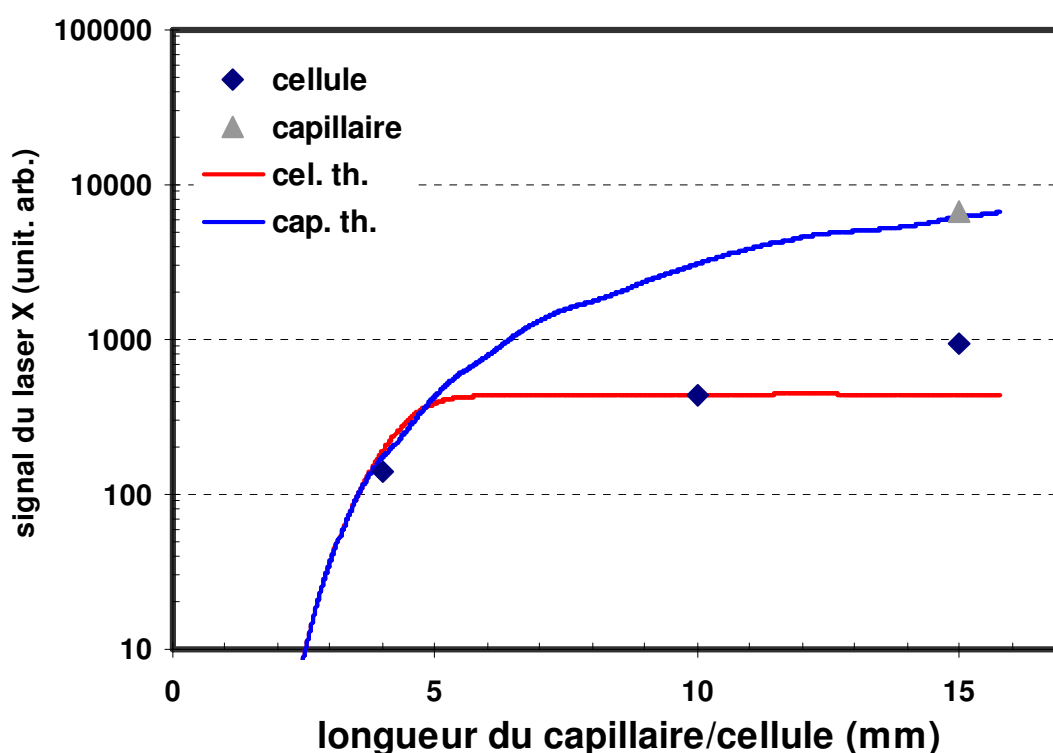


Figure 4.3.4. Signal du laser X mesurée dans le capillaire (triangle) et la cellule pour différentes longueurs (points gras). Les deux courbes correspondent au résultat du calcul.

A partir de ce calcul, on peut calculer l'évolution de l'énergie du laser X dans le capillaire et la cellule (avec le « code 3 » décrit dans le paragraphe 2.6.3). Ce calcul suppose la zone de gain limitée à la zone de Xe^{8+} . Comme le montre la figure 4.3.4, sur les premiers millimètres, compte tenu que le plasma de Xe^{8+} est similaire, les deux courbes croissent de la même façon. Alors que le signal se stabilise après 6 mm dans la cellule, il ne

cesse de croître jusqu'à 15 mm dans le capillaire, où il devient supérieur d'un ordre de grandeur. La croissance continue dans la cellule jusqu'à 15 mm, obtenu expérimentalement, n'est pas en accord avec la mesure des expériences précédentes présentées dans le paragraphe 3.3.3. Notre hypothèse qui consiste à ajouter une zone de gain supplémentaire (paragraphe 3.2.3.2) ne permet pas d'expliquer ce comportement car comme nous voyons sur la figure 4.3.3, les zones de Xe^{7+} et Xe^{6+} ne s'étendent en aucun cas jusqu'à 15 mm. Toutefois, un facteur deux entre le signal mesuré dans la cellule de 15 mm de long et celui mesuré dans la cellule de 10 mm de long peut être expliqué par l'incertitude de notre mesure : calibration des filtres, mesure de pression, fluctuations d'énergie d'un tir à l'autre...

4.3.3. Dépendance en pression

La figure 4.3.5 montre la variation de l'intensité du signal à 41,8 nm en fonction de la pression dans le capillaire et dans une cellule de 15 mm de long. Le laser était focalisé à 8 mm à l'intérieur du capillaire et à l'entrée de la cellule. Nous avons aussi étudié la dépendance en pression dans des cellules de 10 et 4 mm de longueur. La variation est similaire à celle dans une cellule de 15 mm. Comme dans le paragraphe 3.3.4, le signal du laser X dans la cellule apparaît sur une gamme étroite entre 10 - 30 Torr et atteint son optimum autour de 15 - 17 Torr. Dans le capillaire, cette zone devient plus large. Elle s'étend entre 10 - 70 Torr et l'optimum est observé autour de 30 Torr. Deux hypothèses paraissent possibles pour expliquer cette large gamme de pression. Une première explication consiste à dire que le guidage a amélioré sensiblement le contrôle de propagation du laser de pompe. Les conditions de production du laser X deviennent moins dépendantes de la pression. Toutefois, le signal n'augmente pas avec la pression comme le prévoit le calcul du gain local (paragraphe 3.2.4.2). Le signal à 17 Torr est en effet très comparable à celui à 30 Torr. L'augmentation de pression aurait du exciter des modes d'ordres supérieurs et faire chuter la transmission. Dans un deuxième temps, il est important de dire que la mesure de pression telle qu'elle a été réalisée au cours cette expérience a d'importantes sources d'erreur. Il faut noter que la pression réelle dans le tube capillaire n'est pas très bien connue. En effet, la pression est mesurée au niveau du tube qui alimente en gaz le réservoir dans lequel on a placé le capillaire. Etant donné la géométrie de ce tube en saphir, deux plaques creusées et mises face à face (figure 4.2.1), on peut

s'attendre à d'importantes fuites de gaz au niveau de la jonction entre les deux plaques. Ceci aurait pour conséquence de réduire très sensiblement la quantité de gaz utile et donc la pression à l'intérieur du tube capillaire par rapport à celle mesurée en amont. En augmentant la pression en amont, il est possible qu'elle n'augmente pas linéairement dans la zone d'interaction et que la quantité de gaz dans le capillaire pour les plus hautes pressions soit surestimée. Cette question reste ouverte jusqu'à présent mais les résultats présentés dans le paragraphe suivant dans les tubes verres, non sujets à de telles fuites, laissent penser que la pression mesurée en amont ne correspond pas à la pression réelle dans le tube. Toutefois, comme il n'est pas possible de connaître la pression réelle dans le tube, nous considérerons par la suite que la pression dans le tube correspond à la pression mesurée.

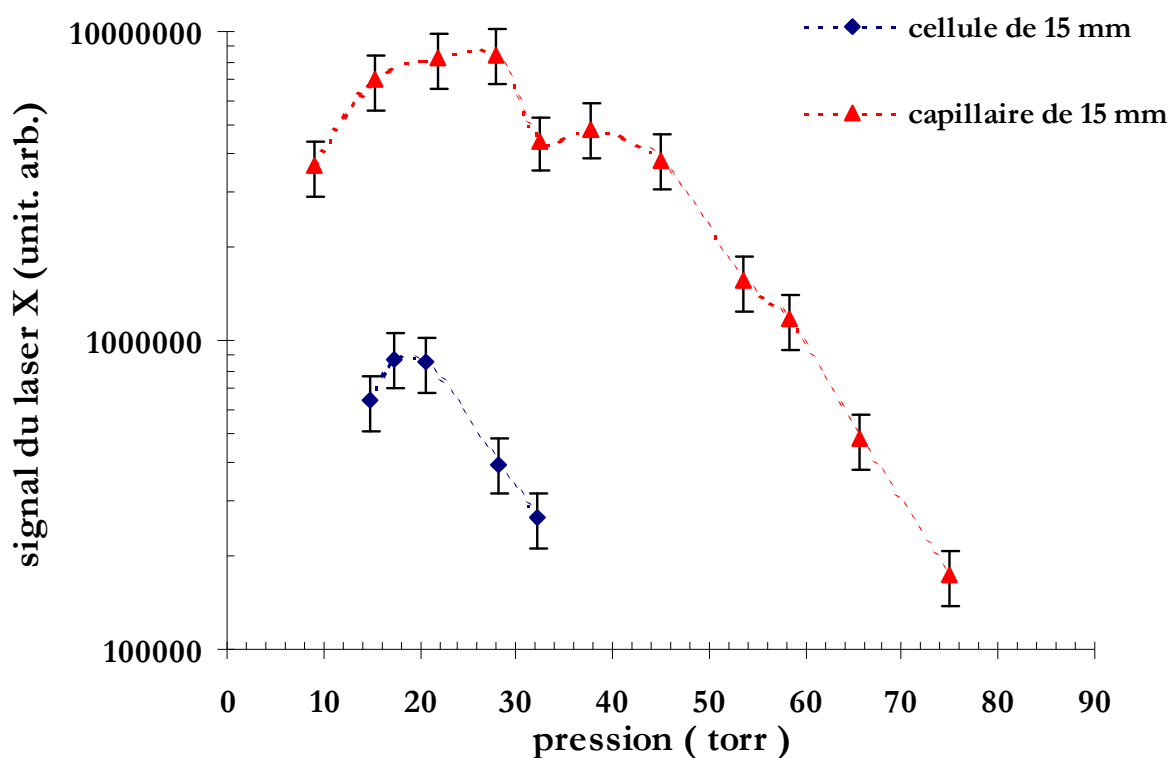


Figure 4.3.5. Signal du laser X en fonction, de la pression dans le capillaire et la cellule, les traits interrompus sont pour guider l'œil.

4.3.4. Dépendance du point de focalisation

L'utilisation de tubes à gros diamètre permet de faire varier le point de focalisation tout en couplant le maximum d'énergie qui peut pénétrer dans le tube. La figure 4.3.6 montre le signal du laser X en fonction de la position du point de focalisation dans le vide, mesurée par rapport à la face d'entrée de la cellule ou du capillaire, obtenu pour une cellule de 15 mm à 15 Torr et dans un capillaire de 15 mm à 17 Torr. Le signal du laser X dans la cellule est peu sensible avec la position de la focalisation car l'utilisation d'une longue focale a rendu le signal du laser X peu sensible à ce paramètre. En revanche, dans le capillaire, le signal ne cesse d'augmenter jusqu'à 6 mm. Lorsqu'on essaye de focaliser plus profondément, le capillaire est détruit après quelques tirs de laser. Le calcul de l'intensité de la raie à 41,8 nm est en accord avec ce résultat et montre un optimum de signal autour de 6 mm. Focaliser à l'intérieur du capillaire revient à diminuer l'angle d'incidence sur la paroi. L'énergie se couple donc sur les premiers modes caractérisés par une forte transmission. Mais, en allant plus loin, une grande partie de l'énergie est perdue sur la face avant du capillaire. Après 6 mm, même si le tube capillaire tenait le haut flux, le signal à 41,8 nm devrait chuter.

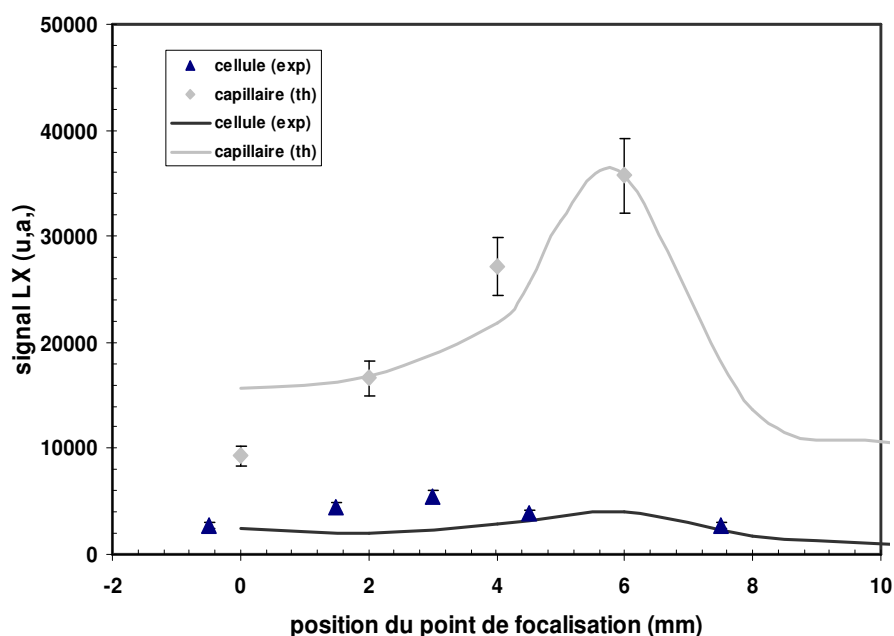


Figure 4.3.6. Signal du laser X en fonction, du point de focalisation dans le capillaire (losanges) et la cellule (triangles) Les courbes sont les résultats du calcul.

4.3.5. Dépendance de l'énergie de pompe

La figure 4.3.7, montre le signal du laser X et l'énergie du faisceau infrarouge transmise dans le tube capillaire à une pression de 37 Torr, en fonction de l'intensité du laser de pompe de $5 \cdot 10^{17}$ à $1,12 \cdot 10^{18}$ W/cm². L'énergie transmise croît d'une façon monotone avec l'intensité du laser pompe. Notons une corrélation directe entre l'émission du laser X et l'énergie de pompe transmise. La courbe du laser à 41,8 nm suit la croissance de l'énergie totale transmise dans le tube capillaire. Ceci montre clairement que pour une pression donnée, le laser X est directement lié à la quantité d'énergie guidée dans le tube capillaire.

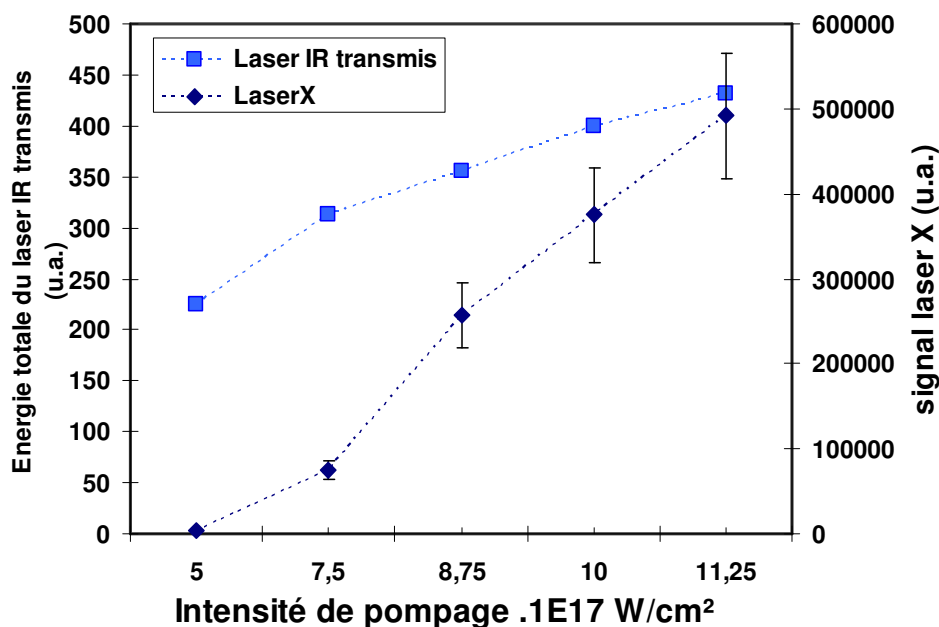


Figure 4.3.7. Signal du laser X (losanges) et énergie du faisceau infrarouge transmis (carrés) en fonction de l'intensité du laser de pompe dans un capillaire à 37 Torr de xénon.

La figure 4.3.8 donne une idée sur le profil du faisceau transmis, pour différentes intensités du laser de pompe. Contrairement au cas du guidage monomode que nous avons observé dans le tube à décharge 4.2.6), la forte inhomogénéité du faisceau transmis dans le tube de saphir, montre bien que plusieurs modes ont été excités. Lorsque la transmission augmente, l'énergie est essentiellement localisée au centre du faisceau. Ceci peut provoquer des zones de surionisation sur l'axe.

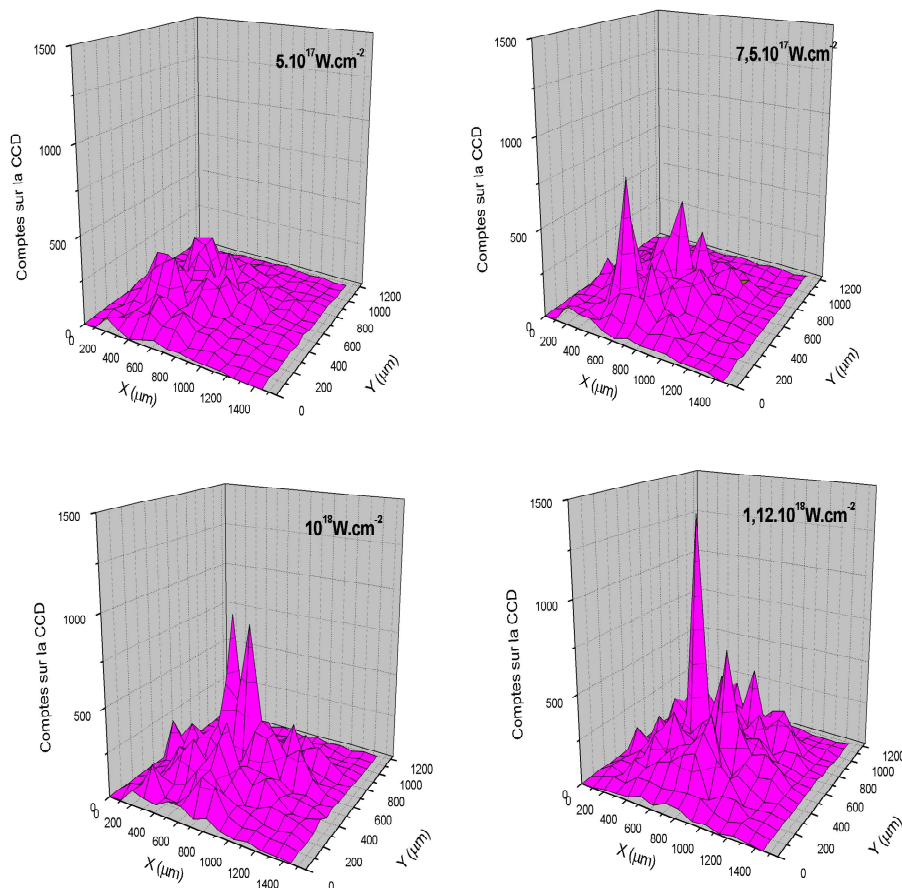


Figure 4.3.8. Profils d'énergie du laser infrarouge transmise, dans le plan de sortie du capillaire à 37 Torr, pour différentes intensités du laser de pompe.

4.3.6. Conclusion

L'utilisation d'un tube diélectrique de saphir de grand diamètre nous a permis d'améliorer les performances du laser à 41,8 nm bien plus que ce qui a été possible avec la décharge capillaire, et ceci malgré une longueur de tube deux fois plus courte. Il est remarquable de noter que compte tenu de l'énergie de pompe à notre disposition, le guidage multimode est tout à fait suffisant et que ce système est simple, compact et possède une durée de vie élevée. Il nous est apparu intéressant d'aller plus loin dans cette technique en essayant de guider dans des tubes plus longs et de meilleure qualité de surface. Ainsi, nous nous sommes intéressé à des tubes capillaires en verre de 300 μm de diamètre intérieur et de 5 mm de diamètre extérieur.

4.4. GUIDAGE MULTIMODES DANS UN TUBE CAPILLAIRE DE VERRE

4.4.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est le même que celui écrit dans le paragraphe 3.1.2. L'optique de focalisation est un miroir sphérique de deux mètres de longueur focale en incidence normale. Le miroir plan qui envoie le faisceau sur le miroir sphérique possède un trou qui laisse passer le faisceau focalisé vers le capillaire. L'intensité maximale $I_{\max}$ sur cible est autour de $5 \cdot 10^{17}$ W/cm. Le profil d'intensité de la tache focale correspond à la superposition de deux profils gaussiens avec des W_0 égaux à 29 μm et 99 μm contenant respectivement 35 % et 83 % de l'énergie totale du faisceau. La longueur de Rayleigh mesurée est 3 mm. Les tubes capillaires font entre 200 et 300 μm de diamètre intérieur. La longueur des capillaires varie de 16 à 56 mm. La surface des parois internes est de qualité optique. L'entrée de gaz est assurée par deux fentes situées à 3 mm de la face d'entrée de sortie du tube et font 200 μm de largeur. Le capillaire est placé dans une cellule alimentée en permanence en gaz (figure 4.4.1). La cellule est montée sur un système mécanique qui permet de contrôler le mouvement sous vide dans trois directions de translation et deux mouvements de rotation. Les tubes utilisés ont une paroi de 2,6 mm d'épaisseur, ce qui leur permet de supporter un nombre important de tirs lasers (plus que 1000 tirs s'il est bien aligné). Afin de comparer les signaux du laser X obtenus dans une cellule, avec ceux obtenus dans le capillaire, nous plaçons une cellule de longueur ajustable. Nous utilisons cette fois un wedge troué (W1) qui laisse passer le faisceau à 41,8 nm vers le spectromètre X tout en obtenant l'image de la sortie du capillaire (dans la gamme infrarouge) pour mesurer la transmission du système.

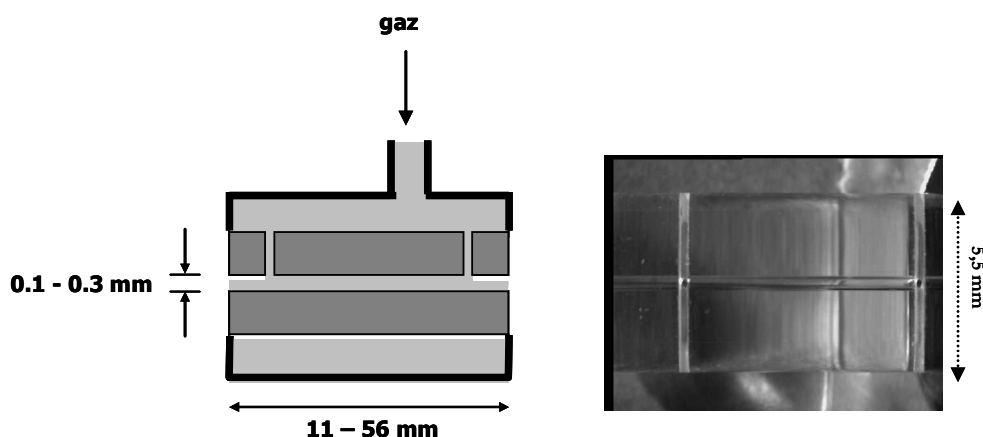


Figure 4.4.1. Schéma descriptif d'un tube capillaire et image, vue de dessus, d'un capillaire de 16 mm de long, enregistrée par un microscope.

4.4.2. Observation expérimentale et spectres

Plusieurs capillaires ont été utilisés de 16 à 56 mm de long et de 300 à 200 μm de diamètre. Le signal du laser X le plus élevé a été observé dans un capillaire de 25 mm de long pour une pression de 5 Torr, le point de focalisation était à l'entrée du tube. L'intensité de la raie du laser X est comparable à celle de l'ordre zéro, ce qui montre d'une façon manifeste la présence d'une forte amplification (figure 4.4.2). Le meilleur signal dans la cellule a été observé dans une cellule de 6 mm de long et une pression de 15 Torr. Le point de focalisation est à 8 mm après la face d'entrée. La formation de petits trous dans le filtre d'aluminium (du spectromètre X) se manifeste par un fond élevé et un pic large autour de l'ordre zéro. Après soustraction du fond dans les deux spectres, nous avons trouvé une amplification quatre fois plus importante dans le capillaire. Par ailleurs, le signal dans un capillaire de 25 mm à 5 Torr est sept fois plus important que dans une cellule de même longueur, à la même pression. Nous avons vérifié que la polarisation optimale du laser de pompe dans le capillaire est la même pour la cellule.

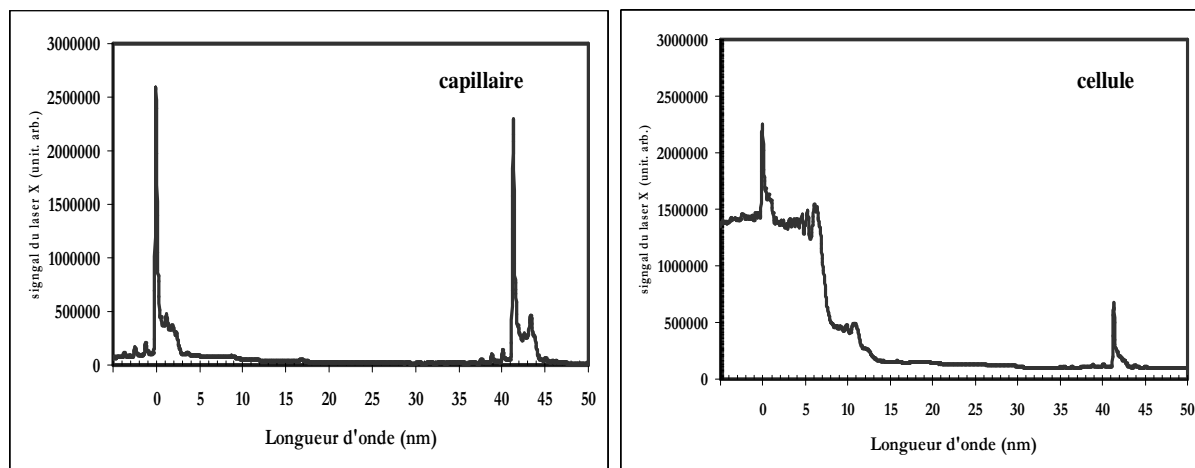


Figure 4.4.2. Spectres du laser X à 41,8 nm dans le capillaire et la cellule dans les conditions optimales : 5 Torr dans un capillaire de 25 mm et 15 Torr dans une cellule de 16 mm.

4.4.3. Calcul de propagation

Pour étudier la propagation dans le tube capillaire avec le « code 2 », décrit dans le paragraphe 2.6.2, il faut fixer la constante diélectrique ϵ_p . C'est en effet le seul paramètre qui définit la paroi dans le code. Nous avons d'abord comparé la transmission calculée en prenant la valeur théorique de ϵ_p pour le verre ($\epsilon_p = 2,25$) avec la transmission mesurée expérimentalement à différentes pressions, dans un tube capillaire de 30 mm de long. Comme le montre la figure 4.4.3, à très basses pressions, les deux courbes sont très proches. En effet, Dans le vide le code prévoit une transmission très élevée, de l'ordre de 99 %, ce qui est proche de la valeur mesurée (92 %). Néanmoins, on a mesuré une plus faible transmission sur la gamme de pressions qui nous intéresse. A 7,5 Torr, alors que le code prévoit une transmission de 59 %, elle n'était que 38 % expérimentalement. Après avoir essayer plusieurs valeurs de ϵ_p , nous avons trouvé que la transmission qui correspond à $\epsilon_p = 1,1$ est la plus proche de la transmission mesurée. Cette valeur est arbitraire et permet de reproduire la transmission mesurée en fonction de la pression.

La figure 4.4.4 montre le calcul de propagation du laser de pompe dans la cellule et le capillaire à 7,5 Torr. Le laser est focalisé à l'entrée du capillaire et à 8 mm dans la cellule et en prenant $\epsilon_p = 1,1$. Comme dans le cas du tube capillaire de saphir, une forte intensité est créée partout dans le tube. Un long plasma de Xe^{8+} est créé autour de l'axe et va jusqu'à 30 mm.

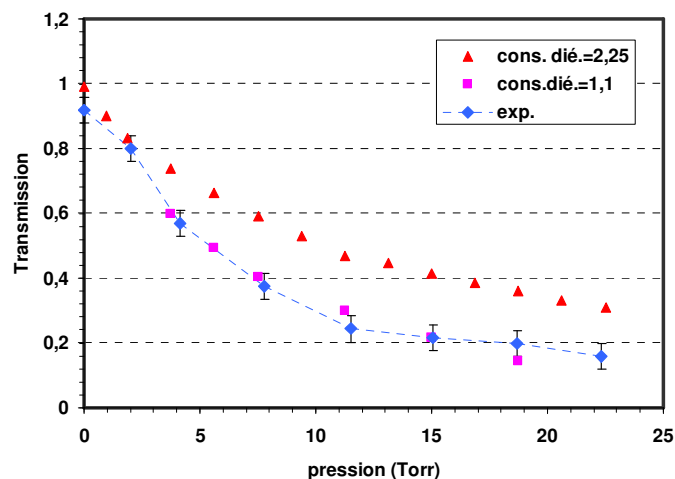


Figure 4.4.3. La transmission en fonction de la pression dans un tube de 30 mm de long : mesurée (points gras, le trait interrompu est pour guider l'œil), et calculé pour $\epsilon_p = 2.25$ (triangles) et $\epsilon_p = 1.1$ (carrés).

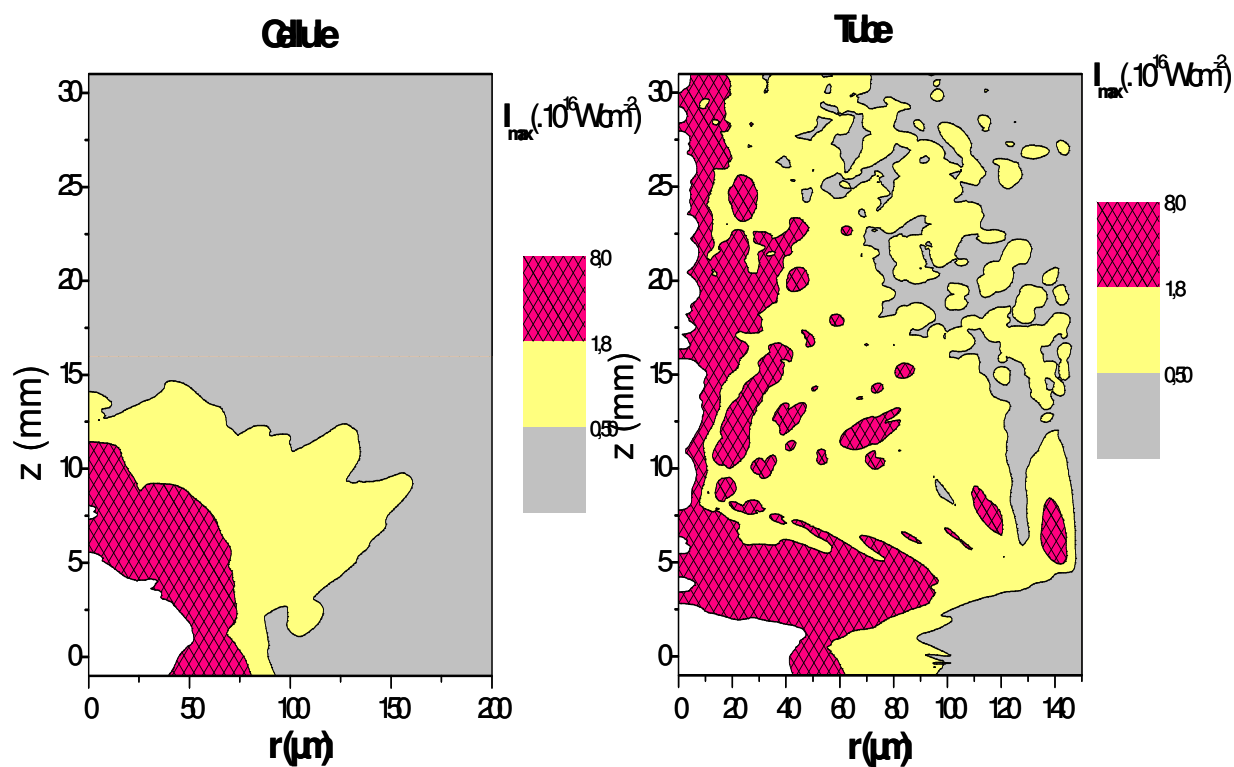


Figure 4.4.4. Calcul de propagation. La zone hachurée est la zone de Xe^{8+} . La zone à une intensité entre $(0,5-1,8)10^{16} \text{ W/cm}^2$ correspond à une population de Xe^{6+} et Xe^{7+} . La zone blanche est une zone de surionisation ($>8.10^{16} \text{ W/cm}^2$).

4.4.4. Dépendance en fonction de la pression

La figure 4.4.5 montre le signal du laser X en fonction de la pression pour les différents capillaires de 16 à 56 mm de long. Le maximum de signal à 41,8 nm est obtenu pour les faibles pressions, entre 5 et 7 Torr. La largeur de gamme de pression est de l'ordre de 10 Torr. C'est à dire la même largeur que celle mesurée dans le cas de la cellule (paragraphe 3.2.4). Si la pression optimale dans le capillaire de 16 mm est plus élevée (8 Torr), elle reste bien inférieure à la pression optimale mesurée avec le tube de saphir (paragraphe 4.3.3). Ceci semble confirmer le fait que la pression dans le tube de saphir était probablement surestimée car l'absence de fuite supplémentaire dans le support de tube en verre permet de supposer que la pression à l'intérieur du tube capillaire augmente linéairement avec la pression à l'entrée. Seuls les trous d'entrée et de sortie du tube permettent d'évacuer le gaz vers l'enceinte d'interaction.

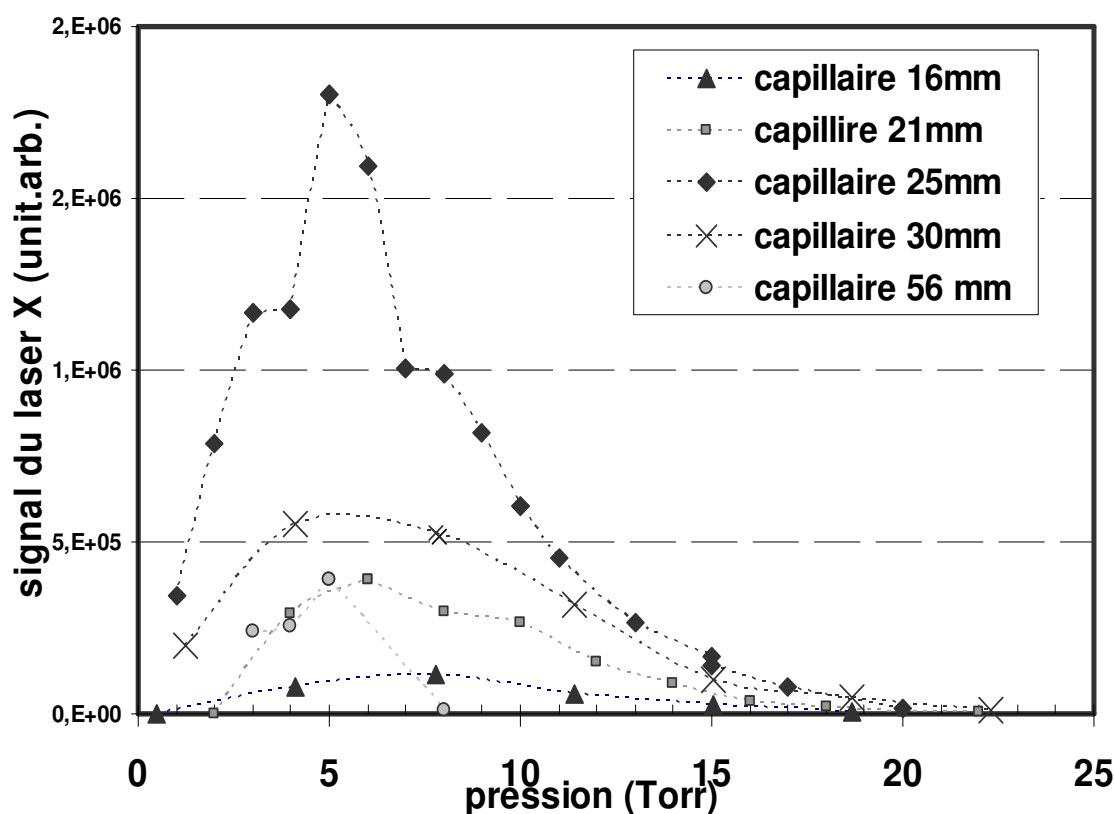


Figure 4.4.5. Signal du laser X en fonction de la pression pour des capillaires de différentes longueurs.

La figure 4.4.6 montre l'évolution de l'intensité de la raie 5d - 5p au cours de sa propagation dans le capillaire, à différentes pressions. Ce calcul a été effectué en utilisant le « code 3 » qui est décrit dans le paragraphe 2.6.3. Le calcul suppose l'existence d'une zone de gain supplémentaire (paragraphe 3.2.3.2). Après les premiers millimètres où la croissance est exponentielle, le régime de saturation est atteint. Le signal augmente linéairement avec la longueur du plasma amplificateur formé. La pente est d'autant plus forte que la pression est élevée. Pour les pressions inférieures à 15 Torr, le signal augmente jusqu'à 30 mm, montrant qu'un long milieu amplificateur s'est formé. Pour des pressions plus élevées, le guidage devient plus difficile. La zone de gain est limitée à 15 mm pour une pression de 18,7 Torr. La pression optimale dépend donc de la longueur du capillaire. Pour un capillaire de 25 mm, le maximum de signal est obtenu pour une pression de 7,5 Torr, ce qui est proche de notre mesure. Cependant, on voit que le signal augmente jusqu'à 30mm. Alors, qu'expérimentalement, le signal mesuré à 5 Torr dans un tube de 30mm est inférieur de 2,5 fois par rapport au signal dans le tube de 25 mm, à la même pression. Ce décalage entre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux est attribué aux nombreux erreurs expérimentaux : qualité du capillaire et surtout des fentes (entrées du gaz), mesure de pression, variation du pointé, calibration des filtres, fluctuations d'énergie de pompe...

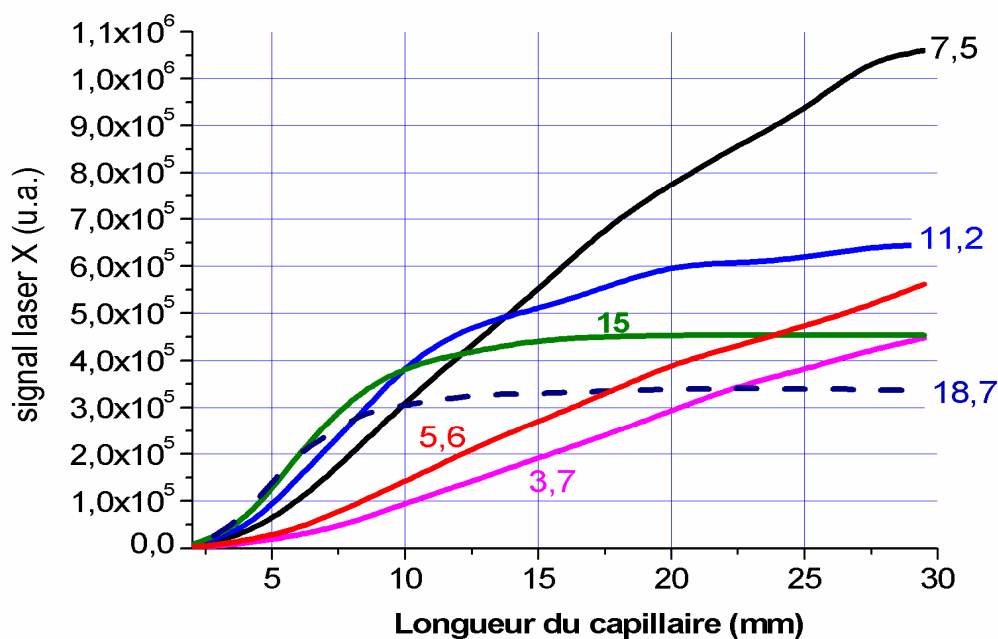


Figure 4.4.6..calcul du signal du laser à 41,8 nm en fonction de la longueur du capillaire pour différentes pressions (en Torr).

4.4.5. Signal du laser X pour différentes longueurs du capillaire et de cellule

La figure 4.4.7 montre le signal du laser à 41,8 nm en fonction de la longueur de la cellule et du capillaire pour deux pressions : 5 et 15 Torr. Le point de focalisation a été optimisé dans chaque cas. À 5 Torr le signal du laser dans le capillaire augmente rapidement avec la longueur. Il est 20 fois supérieur dans le capillaire de 25 mm par rapport à celui de 16 mm de long. Pour les plus longs capillaires, le signal décroît. A 15 Torr, pour des capillaires inférieurs à 21 mm, le signal reste très inférieur par rapport à la cellule. En effet, le signal dans les capillaires de 21 et 16 mm est presque le même dans une cellule de 3 mm, ce qui montre bien la difficulté que trouve le capillaire pour guider à plus hautes pressions. Lorsque la longueur de la cellule devient trop grande, le signal chute à cause de la réabsorption du signal à 41,8 nm par le plasma. Il est important de souligner que le calcul réalisé pour le capillaire de 30 mm (voir figure 4.4.4) ne permet pas de mettre en évidence la présence d'une longueur optimale de capillaire. En effet, la zone de gain qui peut être déduite de la carte d'intensité s'étend jusqu'à 30 mm. Toutefois, il faut noter que les résultats obtenus dépendent clairement de l'alignement du capillaire et peuvent être différents d'un capillaire à l'autre.

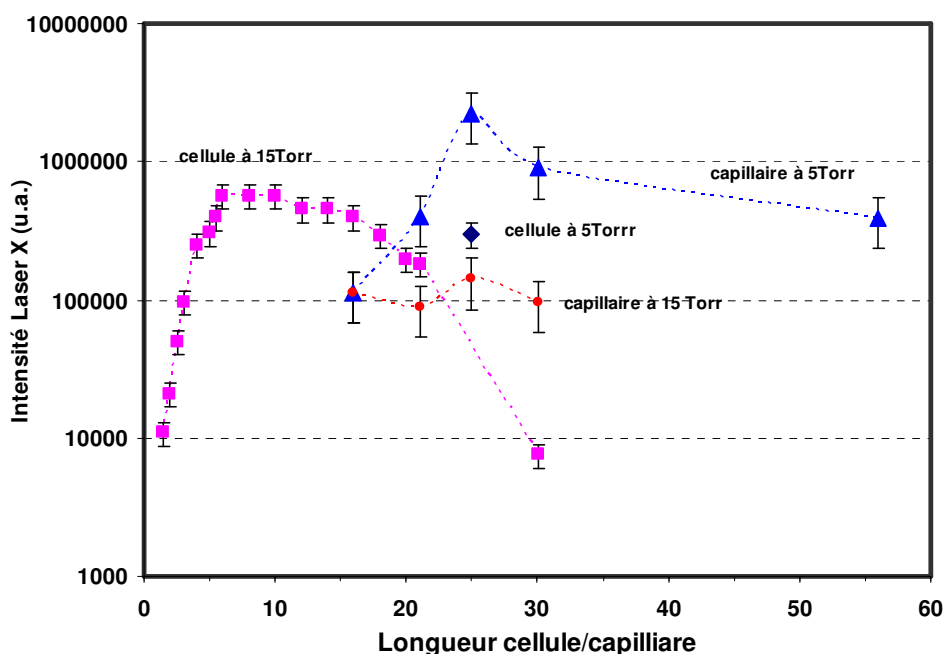


Figure 4.4.7. Signal du laser X en fonction de la longueur du capillaire ou de la cellule pour deux pressions : 5 et 15 Torr.

4.4.6. Dépendance en fonction de l'alignement du capillaire

On s'est aperçu dans cette expérience que le signal du laser X est très sensible à l'alignement du capillaire et que le maximum de signal n'est pas obtenu systématiquement dans la position qui nous a semblé correspondre au meilleur alignement possible, sous vide, à bas flux. L'alignement du capillaire se fait à bas flux en analysant l'allure du laser infrarouge à la sortie du tube (transmission et homogénéité) puis à haut flux, directement sur le signal laser à 41,8nm, en bougeant le capillaire horizontalement et verticalement. La figure 4.4.8 montre le signal à 41,8 nm pour différentes positions dans le plan transverse. A cette mesure, il faut ajouter une barre d'erreur qu'on peut estimer autour de 20 μm de part et d'autre, due à l'instabilité du pointé du laser. La position (0,0) correspond au réglage du capillaire à bas flux. Le signal maximal a été toujours observé pour des positions du laser infrarouge proches de la paroi (position 150 μm). Ces positions qui correspondent à une incidence plus rasante semblent satisfaire au meilleur couplage en présence de gaz. Pour l'instant, l'excentrage du capillaire par rapport à l'axe d'alignement ne peut pas être pris en compte dans notre code de simulation. On comprend toutefois qu'il rajoute une source de désaccord supplémentaire entre la mesure et le calcul, qu'il est difficile d'estimer. Notons d'autre part que cette méthode d'alignement qui n'était pas possible en fonctionnement monocoup montre l'utilité d'utiliser des tubes capillaires de gros diamètres qui résistent à un nombre importants de tirs à haut flux.

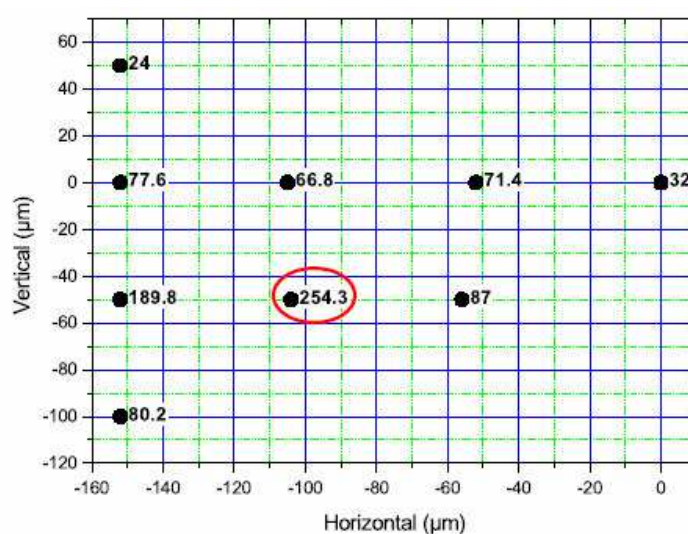


Figure 4.4.8. Signal du laser X pour différentes positions du capillaire dans le plan transverse. La position (0,0) correspond au centre du tube capillaire.

4.4.7. Dépendance de la transmission

La transmission du capillaire a été étudiée pour un capillaire de 30 mm de long. Le laser infrarouge est focalisé à l'entrée du capillaire. Bien que le guidage soit multimode, la transmission reste élevée, comme le prévoit la théorie (paragraphe 4.1.3.4). Comme le montre la figure 4.4.9, elle est aux alentours de 92 – 95 %, dans le vide. La courbe de transmission est marquée par une décroissance rapide jusqu'à une pression de 11 Torr où elle commence à diminuer plus doucement jusqu'à une valeur autour de 20%. L'intensité du signal du laser à 41,8 nm augmente rapidement et marque un maximum autour de 4 - 7 Torr. On peut comprendre cette augmentation du signal X par une augmentation du nombre d'émetteurs et donc de l'intensité de saturation du plasma. Toutefois, il semble que la transmission doit être supérieure à 40 % pour permettre une ionisation suffisante du plasma. Pour les pressions supérieures à 7 Torr, le signal X diminue lentement, en corrélation avec une chute monotone de la transmission. En effet, lorsque la pression augmente, on accentue la réfraction du laser infrarouge et on excite de plus en plus des modes supérieurs qui sont caractérisés par une faible transmission. Cette correspondance entre les deux courbes montre que l'augmentation de la longueur, ou bien du volume du plasma amplificateur lorsque la transmission est élevée est responsable de la croissance de l'amplification du laser X. Le régime de saturation étant atteint, cette croissance est linéaire.

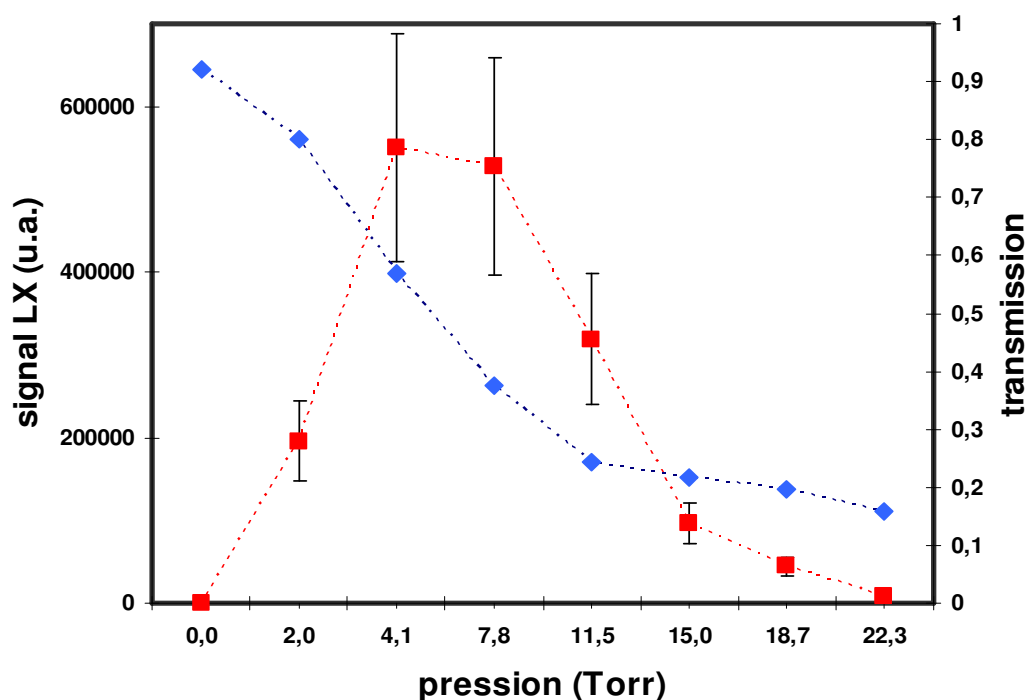


Figure 4.4.9. La transmission (points gras) et le signal du laser X (carrés) en fonction de la pression dans un capillaire de 30 mm.

Pour avoir une idée sur la distribution d'énergie du faisceau infrarouge transmis, nous présentons sur la figure 4.4.10, l'image à la sortie d'un capillaire de 30 mm, pour différentes pressions. Comme dans le cas du tube capillaire de saphir (figure 4.3.8), une forte inhomogénéité est observée, ce qui confirme que plusieurs modes ont été excités. Dans le tube vide, une forte énergie est répartie dans tout le plan de sortie du tube (300 μm de diamètre). L'intensité n'a diminué que d'un facteur trois par rapport à la tache à l'entrée après 30 mm de propagation. Néanmoins, elle chute très rapidement lorsque la pression du gaz augmente.

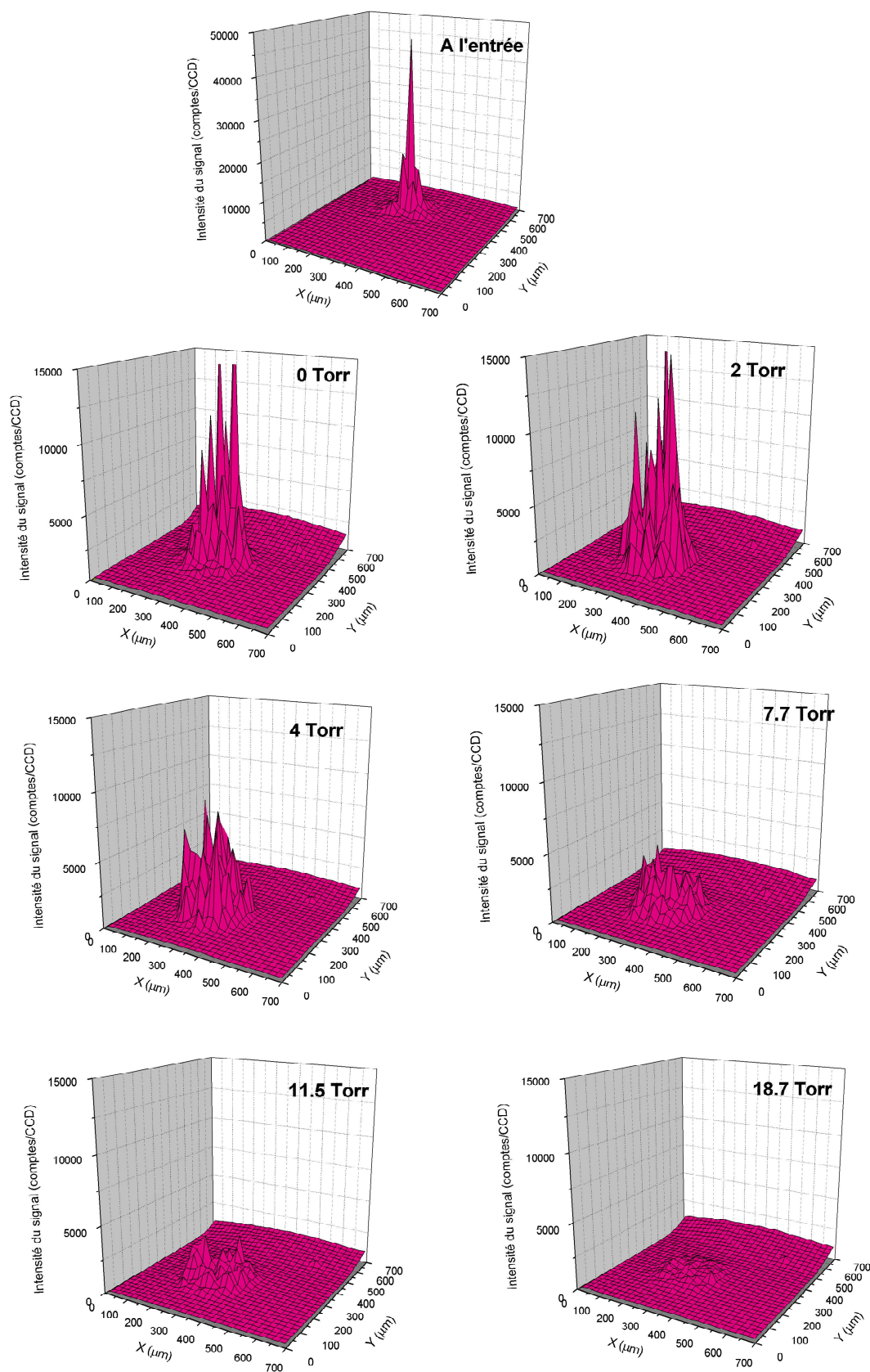


Figure 4.4.10. Images du faisceau infrarouge à l'entrée puis à la sortie du capillaire de 30 mm pour différentes pressions

4.4.8. Dépendance de la position de focalisation

Pour une pression autour de 4 - 6 Torr, nous avons fait varier la position du plan focalisation dans le vide par rapport à la face d'entrée pour différents capillaires (figure 4.4.11). La position zéro correspond à l'entrée du capillaire. Contrairement au saphir qui tient le haut flux, lorsqu'on focalise à l'intérieur, les tubes de verre se cassent rapidement. Il paraît toutefois que le maximum du signal du laser X a été obtenu lorsque le laser est focalisé à l'entrée du capillaire (ou 2 mm après). Ceci s'est confirmé dans différents capillaires. Toutefois, il faut rappeler que les conditions de pression et d'impulsion laser de pompe ne sont pas les mêmes. Dans le premier cas, le profil d'intensité a été différent (9 gaussiennes) et l'intensité maximale a été deux fois plus élevée. La pression a été aussi plus élevée (15 Torr). Ceci peut fortement influencer les conditions de guidage. De plus, les conséquences de notre mode de fonctionnement où le laser est plus près d'un bord, font qu'il est possible d'avoir une incidence rasante à l'entrée sans avoir besoin de focaliser à l'intérieur du tube. En effet, le meilleur signal qui a été obtenu dans la cellule de 25 mm en focalisant à 8 mm à l'intérieur (paragraphe 4.4.2) est très comparable à celui obtenu lorsque le point de focalisation est à l'entrée et le capillaire est bien aligné.

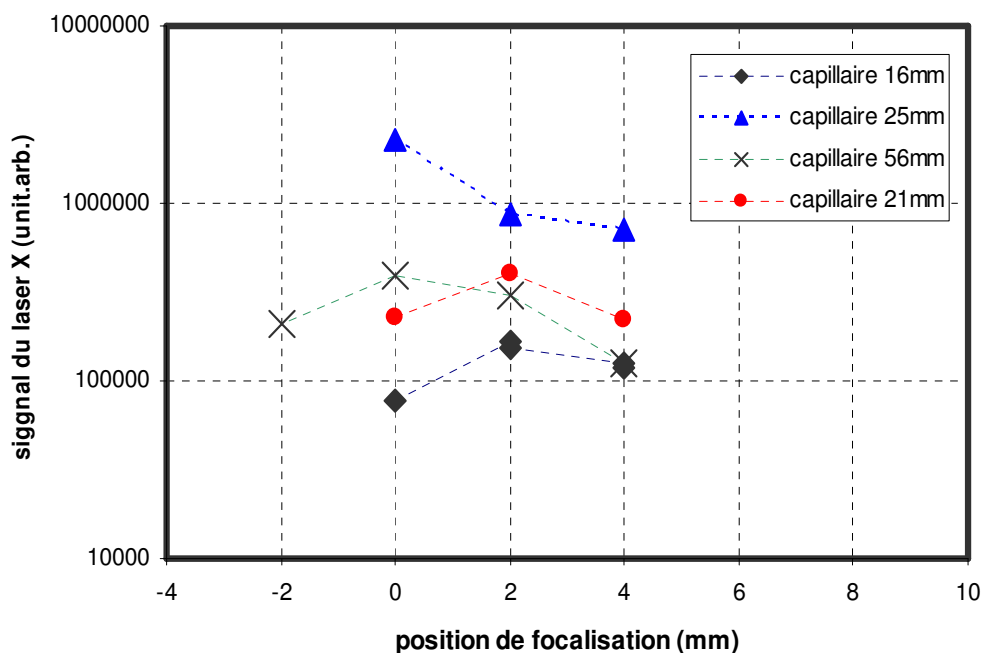


Figure 4.4.11. Signal du laser X en fonction du point de focalisation pour différents capillaires.

4.4.9. Empreinte du faisceau

Nous avons enregistré l'image du faisceau à 41,8 nm émis dans les conditions optimales (voir la figure 4.4.2) : un capillaire de 25 mm de longueur à 5 Torr. Le faisceau est envoyé sur la CCD par un miroir multicouches (Mo :Si :B₄C) à 45° situé à 145 mm de la source. Le miroir est initialement calculé pour réfléchir le laser à 32,8 nm mais il garde toutefois une réflectivité de quelques pourcents à 41,8 nm. Notons d'abord que le faisceau garde sa structure inhomogène malgré l'utilisation du capillaire. Toutefois les dimensions des petites structures qui constituent le faisceau sont bien inférieures à celle obtenues avec la cellule, ce qui est la signature d'une taille de source plus importante comme nous l'avons précédemment discuté dans le chapitre III. Par contre, la divergence du faisceau est très nettement inférieure. On estime qu'elle est de 5 mrad à mi-hauteur. Ce résultat n'est pas surprenant car il est la conséquence d'un allongement significatif de la longueur du milieu actif. La figure 4.4.13 montre le profil angulaire du faisceau à 41,8 nm calculé en utilisant le « code 3 », dans les conditions de l'expérience. Le calcul montre une divergence de 4,6 mrad à mi-hauteur, ce qui est très proche de la valeur mesurée. Il est intéressant de noter que cette valeur de divergence dépend peu du fait d'inclure ou non la zone de Xe⁶⁺ dans le calcul. En effet, en incluant Xe⁶⁺ on allonge le plasma tout en accroissant ses dimensions transverses. Ceci a pour effet de maintenir la divergence du faisceau quasi-identique.

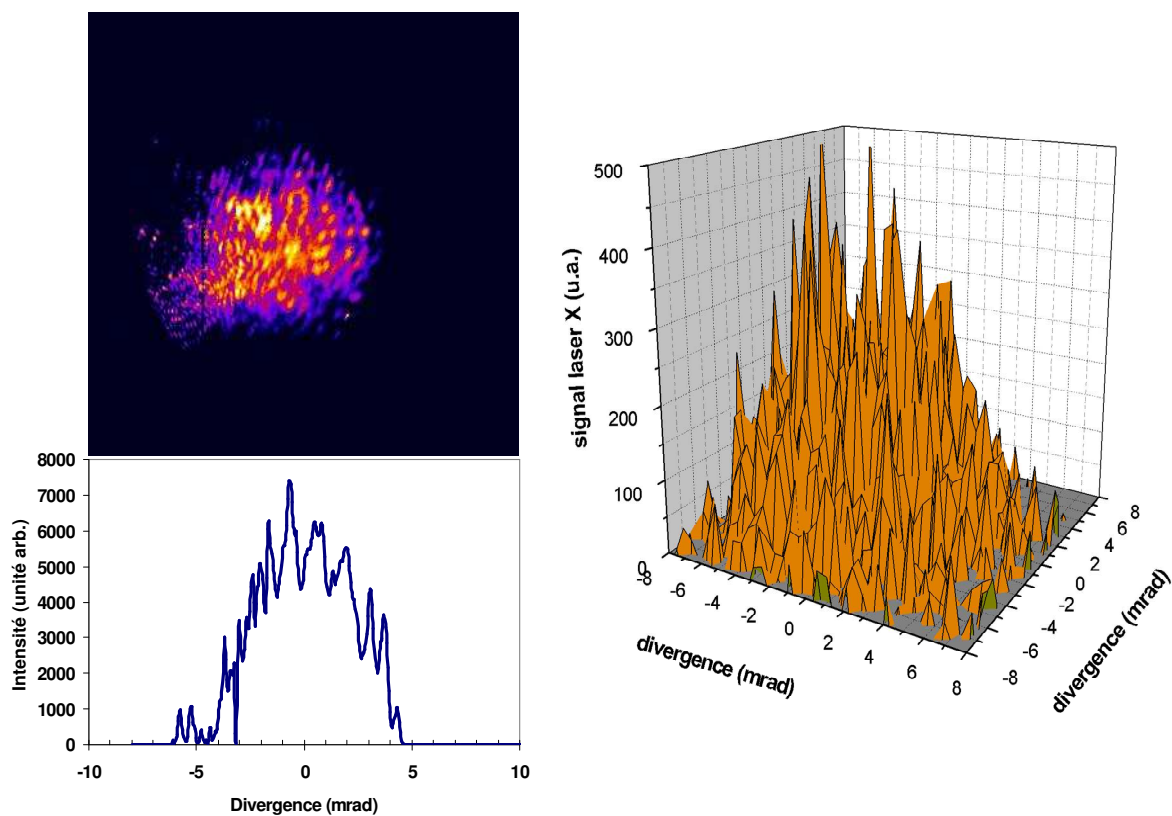


Figure 4.4.12. Image du faisceau du laser X émis par le capillaire de 25 mm de long à 5 Torr, avec sa section dans le plan horizontal. A droite, l'image en 3 D.

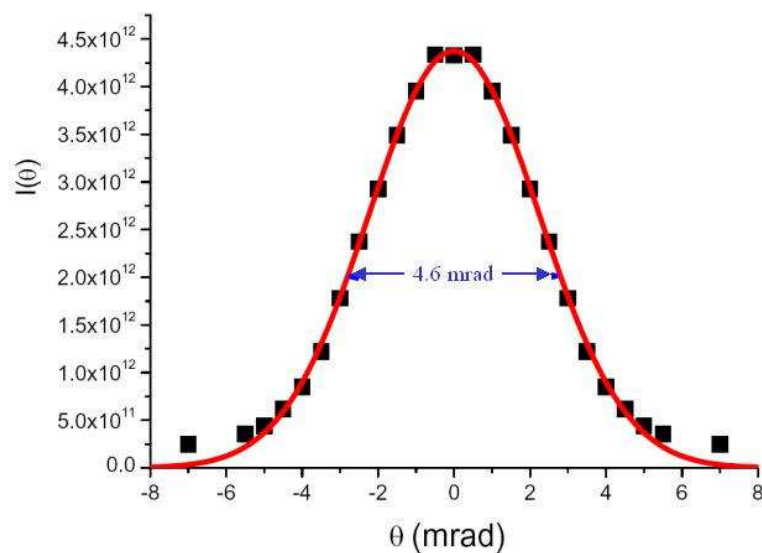


Figure 4.4.13. Résultat de calcul : Dispersion angulaire du signal à 41,8 nm à la sortie d'un capillaire de 25 mm rempli avec 5 Torr de xénon.

4.4.9. Cas d'une courte focale

Nous avons examiné l'effet de l'utilisation d'une optique de plus courte longueur focale sur le signal du laser X. Un miroir sphérique de 1 m de longueur focale a été utilisé pour focaliser le faisceau de pompe en incidence normale. La tache du laser est de waist $W_0 = 16 \mu\text{m}$. Nous avons commencé par mettre un capillaire de 11 mm de long, et 300 μm de diamètre intérieur et déterminer la pression optimale. Le point de focalisation étant à 0,5 mm après la face d'entrée du capillaire. Le maximum du signal du laser X a été observé pour une pression entre 10 - 12 Torr. A une pression de 10 Torr, nous avons fait varier la position du point de focalisation et mesuré le signal du laser X (figure 4.4.14). Le point de focalisation optimale est autour de l'entrée du capillaire. Le signal du laser X a été aussi mesuré dans une cellule de même longueur et à la même pression. Il est très comparable au meilleur signal obtenu dans le capillaire. Il semble que le faisceau s'est couplé avec des modes supérieurs ($a/W_0 = 9,37$), caractérisés par une faible transmission. Ceci montre les conditions, imposés sur la dimension du faisceau à l'entrée et le diamètre du tube pour que le guidage multimode augmente sensiblement les dimensions du plasma du laser X.

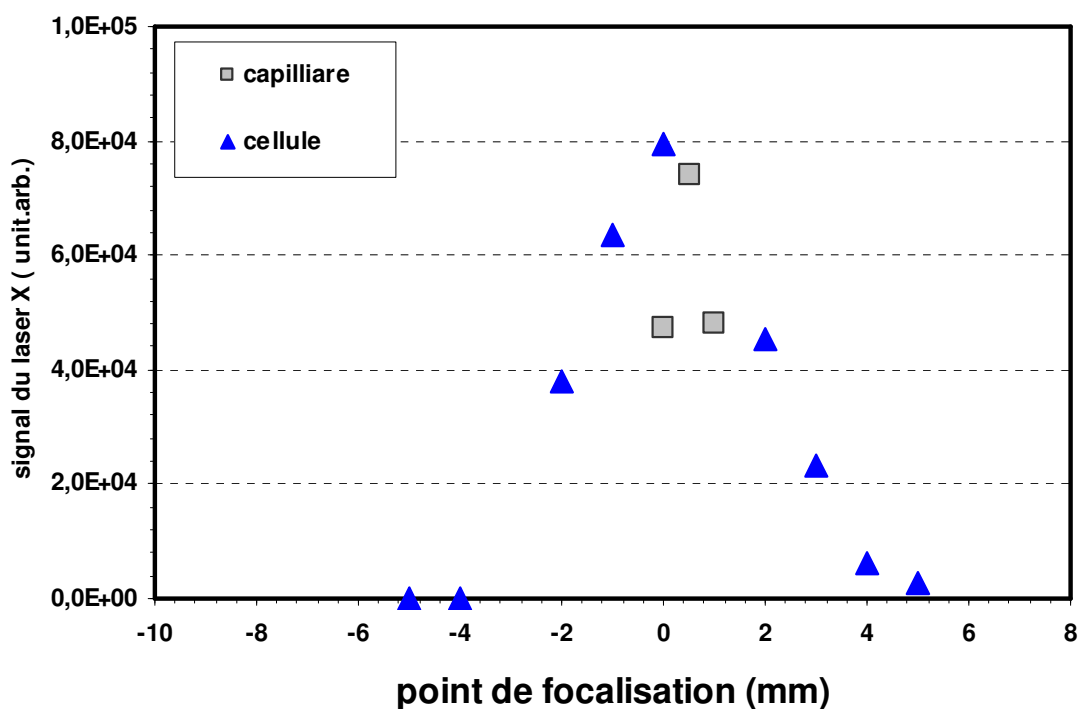


Figure 4.4.14. Signal du laser X en fonction du point de focalisation dans la cellule, et dans le capillaire pour une position initial du (carrés) puis en position optimale.

CONCLUSION

Deux techniques de guidage ont permis la réalisation d'un plasma de laser X par OFI sur une distance centimétrique. La première méthode qui utilise un canal plasma créé par décharge a permis un guidage quasi monomode sur 3 cm de longueur. Dans les meilleures conditions, le signal a été augmenté d'un facteur 4. Toutefois le signal est apparu très sensible au délai entre le début de la décharge et l'arrivée du laser. Ce système nous a permis de démontrer pour la première fois la faisabilité d'un laser XUV OFI en régime guidé.

L'utilisation de tubes capillaires dont le diamètre est beaucoup plus grand que la dimension du faisceau a permis une amplification plus importante, en guidant par réflexions le laser de pompe. Bien que plusieurs modes aient été excités, le guidage a pu se faire sur des distances qui vont jusqu'à 3 cm avec une forte transmission. Ceci a été possible à de très basses pressions (5 - 7 Torr). Toutefois, il nous était difficile de guider le laser à des pressions élevées. Ce système nous a permis d'améliorer les performances du laser à 41,8 nm. Son énergie devient en effet de l'ordre de quelques μJ .

Ces systèmes sont simples, compacts et possèdent une longue durée de vie. Ils sont donc attractifs et méritent d'être étudiés avec plus d'intérêt. Du point de vue théorique, le guidage en régime monomode reste bien sûr, la meilleure solution pour guider le faisceau avec une tache constante et donc créer un plasma le plus homogène possible mais les fluctuations du pointé du laser de pompe, qui est une caractéristique naturelle des installations des lasers de puissance, le rend plus difficile à réaliser.

Le travail présenté dans ce chapitre a permis d'importantes avancées dans deux techniques de guidage et dans leurs applications. Le laser X à 41,8 nm a été en effet la première application concrète de ces techniques et l'amélioration apportée de ses performances nous permet de disposer maintenant une source de quelques microjoules d'énergie et une divergence de l'ordre de 5 mrad.

REFERENCES DU CHAPITRE IV

- [4.0.1] D. V. Korobkin, C. H. Nam, S. Suckewer and A. Goltsov, Phys. Rev. Lett. 77, 5206 (1996).
- [4.0.2] K. A. Janulewicz et al, Phys. Rev. A 63, 033803 (2001).
- [4.1.1] Durfee C.G. et Milchberg H.M, Physical Review Letters, 71 (15), 2409-2412, (1993).
- [4.1.2] Nikitin S.P et al, Physical Review E, 59 (4), R3839-R3842 (1999).
- [4.1.3] Gaul E.W. et al, Applied Physics Letters, 77 (25): 4112-4114 (2000).
- [4.1.4] Ehrlich Y. et al, Physical Review Letters, 77 (20): 4186-4189(1996).
- [4.1.5] Zigler A., Ehrlich, Journal of the Optical Society of America B, 13 (1): 68-71 (1996).
- [4.1.6] Kaganovich D. et al, Physical Review E, 59 (5): R 4769-R4772 (1999).
- [4.1.7] Hosokai T. et al, Optics Letters, 25 (1): 10-12 (2000).
- [4.1.8] Fauser C. and Langhoff H., Applied Physics B, 71 (4): 607-609 (2000)
- [4.1.9] S. Jackel et al, Opt. Lett. 20, 1086(1995).
- [4.1.10] M. Borghesi et al, Phys. Rev. E 57, R4899 (1998).
- [4.1.11] F. Dorchies et al, Phys. Rev. Lett. 82, 4655 (1999).
- [4.1.12] Borisov A.B. et al, Physical Review Letters, 68 (15): 2309-2312. (1992).
- [4.1.13] Monot P. et al, Physical Review Letters, 74 (15): 2953-2956, (1995).
- [4.1.14] Zigler et al, Phys. Rev. A 35 (10), 4446-4448 (1987)
- [4.1.15] Zigler et al, J. Op. Soc. Am. B-op. Phys. 13 (1): 68-7, (1996)
- [4.1.16] Ehrlich et al, Phys. Rev. Lett. 77 (20), 4186-4189 (1996)
- [4.1.17] D. Spence, Thèse de doctorat, Université d'Oxford (2002).
- [4.1.18] Bobrova et al, Physical Review E, 65 (1), 01640 (2002)
- [4.1.19] Spence et al , Physical Review E, 63 (2), 015401 (2001)
- [4.1.20] Esarey et al, IEEE J. Quantum Electron. 33, 1879 (1997).
- [4.1.21] C. Courtois, Thèse de doctorat, Université Paris – Sud (2001).
- [4.1.22] B. Cros et al, Phys. Rev. E 65, 026405 (2002).
- [4.1.23] Stuart et al, Appl. Phys. Lett. 64, 3071-3073 (1994)

- [4.1.24] O B. Dalinov, J. Opt. Soc. Am. A6, 423-427 (1989).
- [4.2.1] Von Engel A., *Electric Plasmas: Their Nature and Uses* (Taylor and Francis Limited, (1983), ISBN: 0-85066-147-1 Section 7.3
- [4.2.2] Spitzer Jr. L., *Physics of Fully Ionized Gases* (Interscience Publishers, a division of John Wiley and Sons, 1962), Sections 5.4 and 5.5
- [4.2.3] Janulewicz K.A., Grout M.J. and Pert G.J., *Journal of Physics B*, 29 (4): 901-914 (1996).
- [4.2.4] A. Butler, Thèse de doctorat, Jesus collège (2003).
- [4.2.5] Spence D.J. and Hooker S.M., *Journal of the Optical Society of America B*, 17 (9): 1565-1570 (2000).
- [4.3.1] N.E. Andreev, *et al*, Phys. Rev. E 65, 056407 (2002).

Chapitre V

**CARACTERISATION D'UNE ONDE
INHOMOGENE FEMTOSECONDE
POUR LE POMPAGE EN COUCHES
INTERNES D'ATOMES NEUTRES**

INTRODUCTION

Les lasers X collisionnels créés par ionisation OFI, que nous avons étudié dans les deux premières parties, forment une source de rayonnement XUV performant à taux de répétition élevée. Les progrès que nous avons réalisés ont permis une importante amélioration de leurs performances. Il est difficile cependant d'étendre ce schéma à de plus courtes longueurs d'onde car ceci nécessite une énergie de pompe beaucoup plus élevée. D'autre part et bien que la durée d'impulsion soit courte il serait intéressant de pouvoir étendre ce type aux durées sub-picosecondes. En effet, beaucoup d'applications en Biologie, en Chimie et en Physique exigent des impulsions de plus courte durée (femtoseconde).

Comme nous avons vu dans le premier chapitre, une solution tout à fait envisageable avec nos moyens actuels est le schéma de pompage en couches internes d'atome neutres qui devrait permettre de produire des impulsions femtoseconde, à très courtes longueurs d'onde (quelques nm) et à un taux de répétition élevée (10 Hz).

Ce chapitre présente les résultats préliminaires obtenus dans ce cadre. Après avoir rappeler le principe de ce schéma, nous présenterons le système optique que nous avons développé pour mettre en forme le front d'énergie du laser. Finalement, nous présenterons et discuterons les résultats expérimentaux.

5.1. ETAT D'ART DES LASERS X EN COUCHES INTERNES

5.1.1. Principe et motivations

Le schéma de pompage par photo-ionisation en couche interne, proposé par Duguay et Rentzepis en 1967 [5.1.1], est le plus ancien schéma de laser X. Les nombreuses contraintes techniques associées à ce schéma sont telles que ce celui-ci n'a pas été démontré expérimentalement à ce jour. Ce schéma repose sur la création d'une inversion de

population en arrachant un électron en couche interne. Le niveau fondamental de l'ion une fois ionisé (couche K) est alors le niveau inférieur de la transition laser. L'inversion de population est très brève. La désexcitation radiative du niveau supérieur vers le fondamental est de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes. D'autre part, le niveau supérieur de la transition se dépeuple par effet Auger, de temps caractéristique de quelques femtosecondes. En conséquence, le pompage doit être fort et très rapide. Le pompage se fait par une impulsion brève de rayonnement X. Le rayonnement X de faible énergie doit être filtré car il risque fortement d'ioniser les couches externes et donc de détruire l'inversion de population. Cette source de rayons X pourrait être créée en focalisant un laser énergétique et très court sur une cible solide de Z élevé. Le rayonnement émis par le plasma ainsi créé devrait pouvoir satisfaire les conditions de pompage. La durée d'impulsion du laser X ainsi produit, de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes et la courte longueur d'onde (< 5 nm) pourraient ouvrir la voie à des nombreuses applications dans l'étude des phénomènes ultra-rapides et dans l'optique non linéaire.

5.1.2. Etat de l'art

Quelques travaux théoriques ont démontré la faisabilité de ce schéma dans le néon [5.1.2] et dans le carbone [5.1.3]. Ce dernier nécessite moins d'énergie (d'un ordre de grandeur). Une impulsion d'une durée inférieure à 50 fs et d'un joule d'énergie devrait être suffisante pour le pompage. Cette méthode est tout à fait réalisable avec nos moyens actuels. Le schéma de pompage est présenté sur la figure 5.1.1. Un photon émis par une source incohérente de rayonnement X crée un trou dans la couche K d'un atome neutre de carbone. Une inversion de population est possible entre les couches L et K (ou bien $2p - 2s$) de l'ion C^+ . Cette transition radiative correspond à une longueur d'onde de 4,5 nm et une durée de vie de 293 fs. L'effet Auger est d'un temps caractéristique de 10,3 fs. Les électrons énergétiques résultants de l'effet Auger et la photoionisation vont tendre à ioniser les atomes de carbone en arrachant un électron de la couche L et donc limiter la durée de vie du gain. Le pompage doit être rapide pour maintenir l'inversion de population.

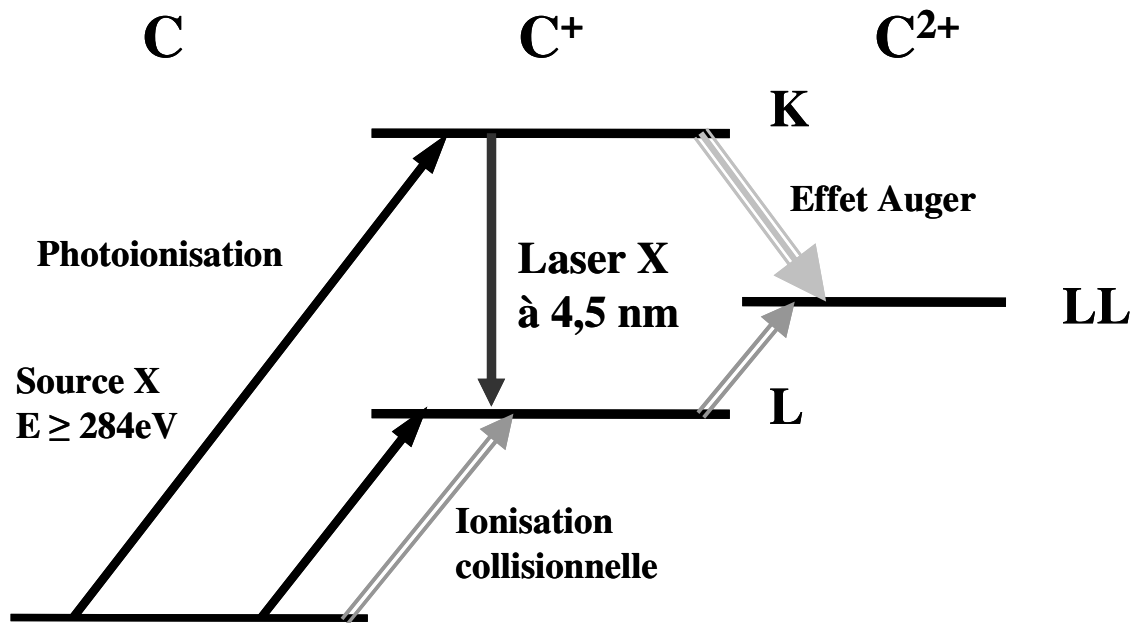


Figure 5.1.1. Schéma d'inversion dans le carbone

5.1.3. Nécessité d'une onde inhomogène femtoseconde

Il apparaît primordial, compte tenu de la courte durée de vie du milieu amplificateur, de synchroniser l'apparition du gain local avec la propagation de l'émission à amplifier. En effet, le temps de propagation des rayons X dans le plasma est de 33 ps pour 10 mm. Dans ce but, une source ionisante à front incliné est impérative (voir figure 5.1.2). Si on envoie le front d'énergie du laser de pompe, parallèlement à la cible ionisante (elle-même parallèle au matériau à ioniser), les rayons X à amplifier, n'auront pas le temps de traverser le matériau au moment où il sera amplificateur. On doit donc incliner le front d'énergie du laser de pompe à 45° par rapport au matériau qui produit les rayons X, c'est à dire par rapport au front d'onde du laser. Ainsi, les rayons X émis arrivent sur toute la longueur du matériau à ioniser exactement dans le même temps que la durée de l'impulsion de laser de pompe. Il y aura une synchronisation parfaite entre les rayons X qui vont se propager dans le matériau pompé et le moment de création du milieu amplificateur.

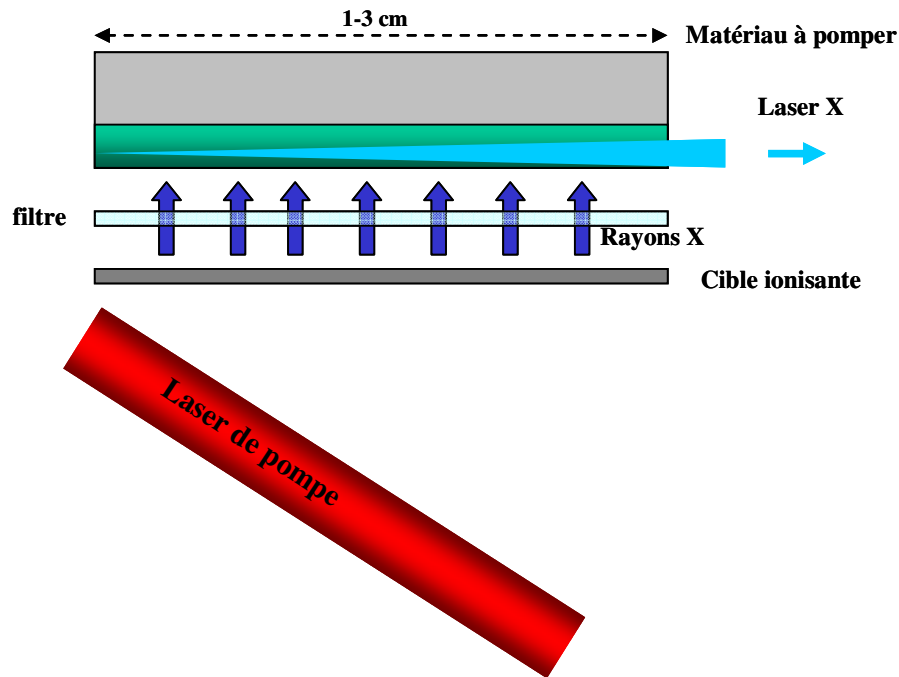


Figure 5.1.2. Schéma du principe du pompage par photoionisation en couche interne.

5.2. MISE EN FORME DE L'IMPULSION LASER

5.2.1. Méthode

On rappelle que le front d'énergie du faisceau est perpendiculaire au vecteur de Poynting qui indique la direction du maximum d'énergie et que le front d'onde (ou front de phase) est perpendiculaire au vecteur d'onde qui indique la direction du faisceau. En inclinant le front d'onde, l'énergie est déposée progressivement sur la cible. L'onde est alors appelée inhomogène ou progressive. Créer un déphasage dans le front d'onde est possible en utilisant des éléments dispersifs tel que les prismes ou les réseaux à diffraction. Les lasers X traditionnelles en schéma transitoire fonctionnent en effet en inclinant le dernier réseau du compresseur (de la chaîne du laser de pompe). Cependant, cette technique élargit considérablement la durée d'impulsion laser. Elle ne peut donc être utilisée pour les lasers X en couches internes qui nécessitent un pompage rapide. Notre but est d'incliner le front d'énergie de l'impulsion laser sans pour autant modifier la durée de l'impulsion sur la

surface de la cible. Un système à base d'un seul élément dispersif et une optique de focalisation permettrait de résoudre ce problème [5.2.1].

5.2.2. Système optique

Le système optique doit répondre à quatre contraintes majeures :

- Le faisceau doit être focalisé en ligne.
- Sa durée, dans le plan de la cible, doit être la plus courte possible (< 100 fs).
- L'angle que fait le front d'énergie et le plan de focalisation doit être de 45° .
- La qualité du front d'énergie doit être suffisante pour permettre une synchronisation parfaite entre la durée de gain et la propagation des X à amplifier.

Différentes méthodes ont été proposées pour générer des ondes inhomogènes. Toutes font appel à l'utilisation d'optiques dispersives (prismes ou réseau) permettant d'incliner naturellement le plan d'énergie par rapport au plan de phase [5.2.2]. Toutefois, quand il s'agit de les appliquer aux lasers ultra-brefs (à grande largeur spectrale), toutes les méthodes appliquées jusqu'à présent ont pour effet désastreux d'élargir sévèrement la durée d'impulsion initiale du laser. Notre problème se résume donc à incliner le front d'énergie de l'impulsion laser sans pour autant modifier sa durée d'impulsion sur la surface de la cible.

Le système optique que nous allons utiliser fonctionne de la façon suivante. Le faisceau du laser de pompe est d'abord dispersé par un réseau de diffraction par réflexion. Le front d'énergie est incliné par rapport à son front de phase, pour les différents ordres de diffraction (figure 5.2.1). Chaque composante du spectre est diffractée dans une direction différente selon sa longueur d'onde. Cette séparation spatiale ne permet a priori plus de garder le caractère femtoseconde de l'impulsion après le réseau. Plus on s'éloigne du réseau plus l'impulsion est élargie temporellement. De plus, nous avons vu que le front d'énergie du faisceau doit être incliné de 45° par rapport au front de phase. Or les réseaux ne permettent d'incliner les fronts d'énergie qu'à des angles strictement inférieurs à 45° . Par ailleurs, comme l'indice de la cible à ioniser est 1 pour les rayons X, l'écart spatial D entre les deux rayons marginaux du faisceau (celui qui arrive en premier et celui qui arrive en dernier sur la cible) correspond à la longueur de la cible. On sait que $D = L \cdot \sin\theta_0$, où L est le diamètre du faisceau sur le réseau et θ_0 est l'angle d'incidence. Si l'on souhaite que la taille du faisceau sur la cible soit la même que sur le réseau, il faudrait que $\sin\theta_0 = 1$, c'est à dire que $\theta_0 = 90^\circ$. Ceci n'est pas possible. Pour cela, il faut insérer un système optique qui

reprend l'image de la surface du réseau sur la surface de la cible. Ce relais d'image permet de faire parcourir aux différentes composantes spectrales des chemins optiques identiques, et ainsi de retrouver la durée initiale du laser sur la surface de la cible. Notons que pour préserver les longueurs de différents chemins optiques la surface de la cible doit être parallèle au plan du réseau. Ce système permet également de parfaire l'inclinaison du front d'énergie. Ce système est un miroir sphérique. Soit β l'angle d'inclinaison du front d'énergie introduit par le réseau (pour le premier ordre de diffraction par exemple). Ce qui correspond à un retard Δt entre les rayons marginaux (figure 5.2.1). Après passage par l'optique sphérique, on conserve ce retard tout en diminuant le diamètre du faisceau. Ceci modifie l'angle du front d'énergie. La valeur de l'angle est directement donnée par le grandissement du système optique :

$$G = \frac{\tan(\alpha)}{\tan(\beta)} \quad (5.2.1)$$

L'angle α peut être déterminé à partir de la relation de diffraction, en fonction de l'angle de diffraction au premier ordre θ_1 tel que :

$$\tan \alpha = \frac{\lambda}{a \cos \theta_1} \quad (5.2.2)$$

Avec a le pas du réseau. Le système optique doit vérifier deux conditions. D'abord, il faut choisir les distances p et p' pour donner l'angle α souhaité (à partir de l'angle β fixé au départ). Ensuite, il faut que ces distances vérifient la relation de conjugaison du miroir sphérique.

Enfin et parce que nous voulons produire un faisceau du laser X bien collimaté, il faut créer une colonne de plasma, c'est à dire un milieu plus long que large. Il faut donc focaliser le laser en ligne. Pour cela, on doit utiliser une optique cylindrique convexe disposée entre le réseau et le miroir sphérique. Le foyer virtuel de cette optique est disposé dans le plan du réseau. Le miroir sphérique reprend finalement l'image de la surface du réseau dans une direction (perpendiculaire à la ligne) et l'image de l'infini dans l'autre direction, d'où une focalisation en ligne.

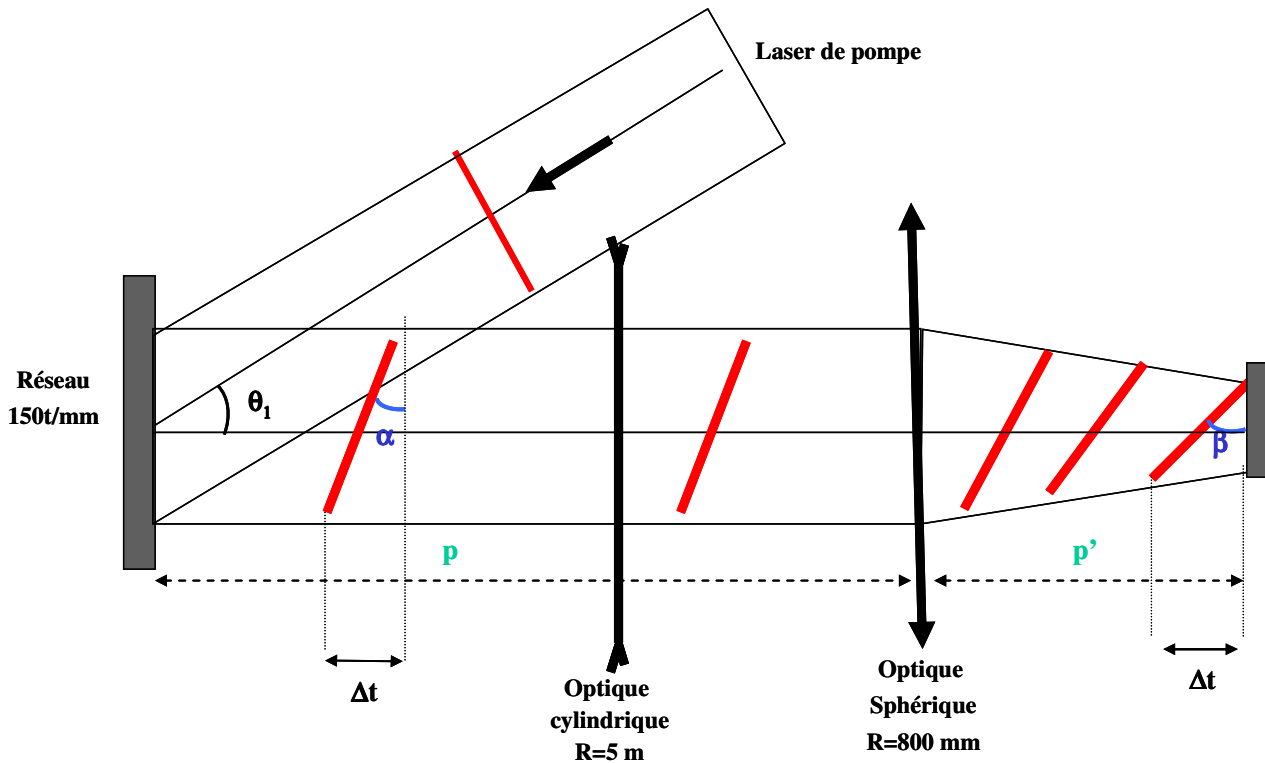


Figure 5.2.1. Schéma simplifié du système optique. Le trait rouge correspond au front d'onde.

5.2.3. Détermination des paramètres expérimentaux

Notre but est de contrôler la mise en forme de l'onde inhomogène grâce à l'angle d'entrée α et au grandissement en ajustant p et p' . Pour synchroniser des rayons X (à amplifier) qui se propagent à la vitesse de la lumière au pompage, il faut que l'angle β soit égal à 45° . Quels paramètres utilisons-nous pour y parvenir ?

On choisit de mettre le réseau de telle manière que l'angle diffracté du premier ordre soit normal au réseau. Ainsi, il sera commode de placer les autres optiques du système qui seront perpendiculaires au faisceau. Nous allons utiliser un réseau à réflexion de 150 traits/mm (efficacité de 50 % à l'ordre 1) et nous allons travailler avec un laser Infra-rouge à 810 nm. D'après la relation 5.2.2, nous avons un angle $\alpha = 6,927^\circ$. Ce qui donne (d'après l'équation 5.2.1) un grandissement de $G = 0,1215$ (pour $\beta = 45^\circ$). Nous allons utiliser un miroir sphérique de longueur focale $f = 400$ mm. Les distances p et p' doivent donc vérifier le système d'équations :

$$p' = Gp \quad (5.2.3)$$

$$\text{et} \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f} \quad (5.2.4)$$

Le miroir cylindrique qu'on va utiliser est de longue focal ($f' = -2,5 \text{ m}$). Pour avoir un système compact, nous allons utiliser un miroir cylindrique divergent. Il doit être positionné de telle sorte que son foyer virtuel soit positionné sur la surface du réseau pour qu'il reproduise son image sur la cible. Ceci impose la distance entre le réseau et le miroir cylindrique égale à 2200 mm. Interposer le miroir cylindrique entre le réseau et le miroir sphérique ne modifie pas sensiblement la relation (5.2.4) car $\frac{1}{f'} \ll \frac{1}{f}$.

5.3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

5.3.1. Montage optique

Les premières expériences pour tester le fonctionnement du système optique ont été réalisées sur le laser de la salle verte du LOA. C'est un laser Titane saphir dont les paramètres sont : 30 millijoules en sortie du compresseur, un spectre centré autour de 810 nm, largeur temporelle de 120 fs, fréquence de tir de 10 Hz. La deuxième série d'expérience a été réalisée sur le laser de la salle jaune (paragraphe 3.1.1), en utilisant le laser à bas flux (seulement quelques dizaines de millijoules). Le laser est d'abord séparé en deux par une lame séparatrice. 4 % est utilisé comme un faisceau de pompe qui sera diffracté par le réseau avant de passer par le miroir cylindrique et être focalisé par le miroir sphérique sur le plan de la cible (l'endroit où la ligne est mise en forme). Des dièdres permettent d'ajuster les distances entre les différentes optiques sans désaligner le faisceau. Le faisceau qui passe à travers la lame, qu'on appellera faisceau sonde, dans le plan de la cible, en suivant une trajectoire égale à celui du faisceau pompe. Un système d'imagerie, composé d'un doublet (ou bien lentille) et une CCD permet d'imager le plan de la cible. L'expérience commence par positionner les optiques dans une configuration de p et p' .

Ensuite on s'assure que le miroir sphérique image la surface du réseau (en mettant un objet devant le réseau) et qu'on a une ligne focale bien nette, avant de mesurer l'angle d'inclinaison.

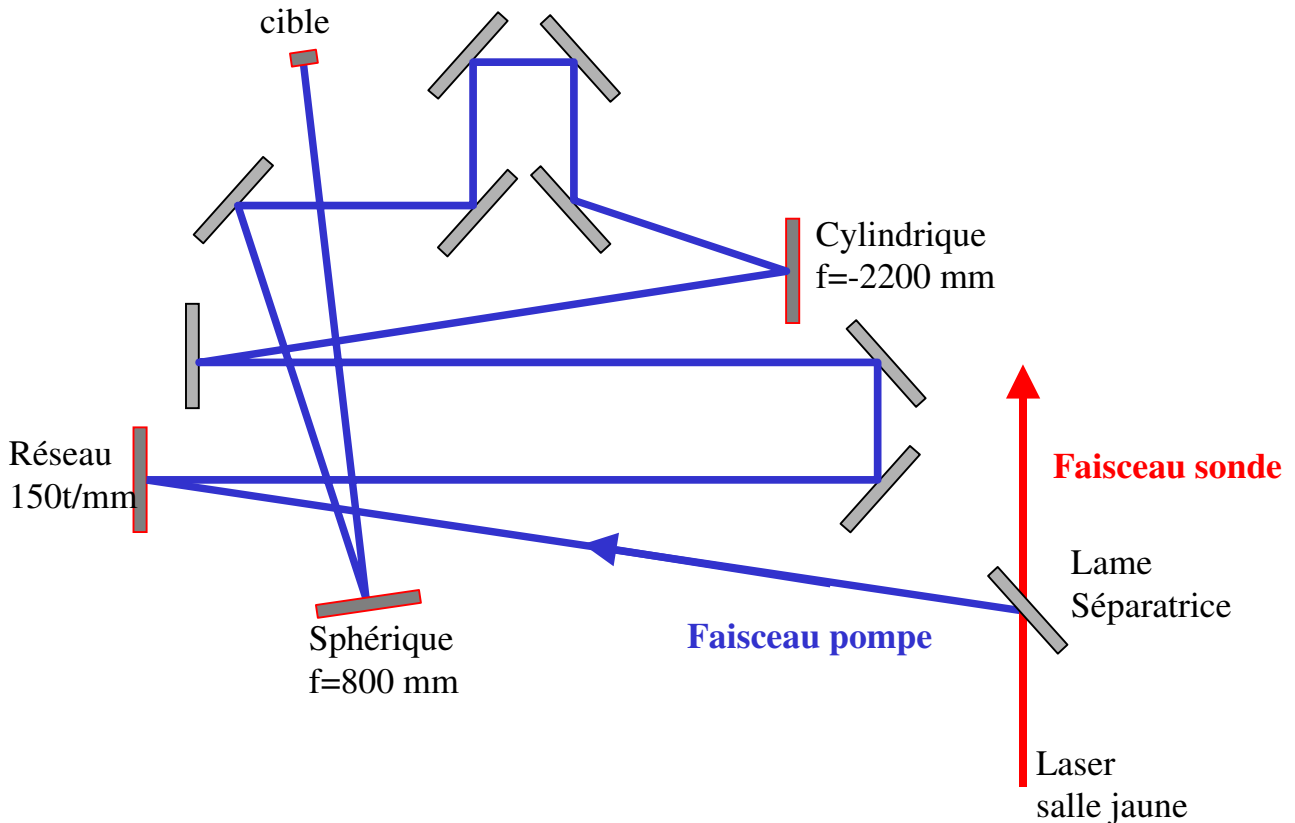


Figure 5.3.1. dispositif expérimental.

5.3.2. Diagnostic : mesure de l'angle d'inclinaison du front d'énergie du faisceau par interférométrie

Le faisceau sonde dont le front d'onde n'a pas été incliné est monté sur une ligne à retard et sera superposé au faisceau mis en forme dans le plan de la cible. Si les deux faisceaux ont parcouru la même distance, ils sont en phase et peuvent interférer sur la zone où ils se recouvrent spatialement et temporellement. En jouant sur les retards respectifs entre les deux lasers, la zone de recouvrement se déplace, ce qui a pour conséquence de déplacer les franges d'interférence le long de la ligne focale du faisceau mis en forme. On peut ainsi visualiser les franges d'interférence en fonction du temps. On peut ensuite revenir à l'angle du front d'énergie et à la qualité du front d'énergie (figure 5.3.2). Si l'angle

mesurée ne correspond pas à l'angle souhaité, il faut changer la configuration de p et p' et recommencer la mesure. La résolution de cette mesure dépend des erreurs de pointage des franges sur les images (voir figure 5.3.3), des variations du pointé du laser et de l'incertitude sur le retard entre les deux lignes.

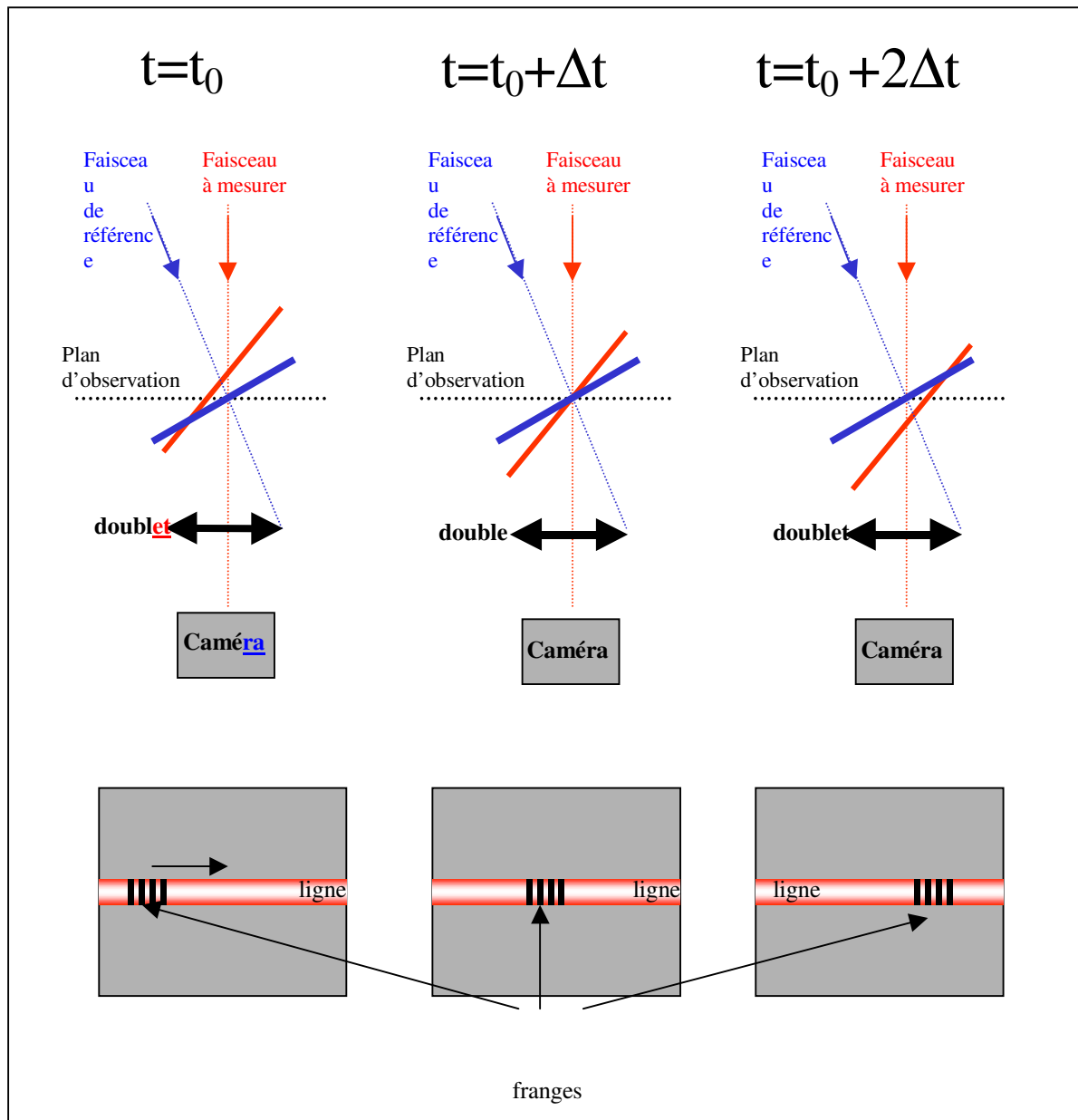


Figure 5.3.2. Schéma descriptif du système optique. Le trait rouge correspond au front d'onde.

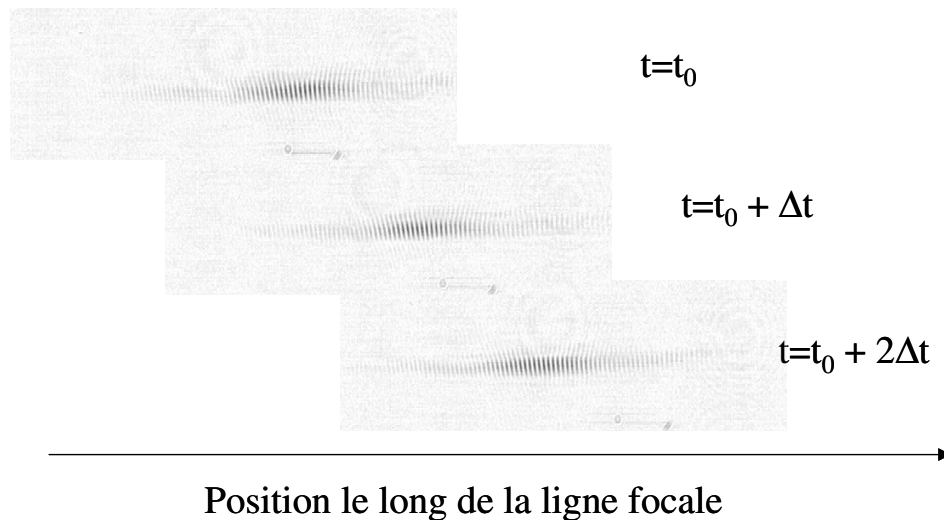


Figure 5.3.3. Images des franges d'interférence pour différents délais.

Pour que notre mesure soit correcte, il faut s'assurer que le front d'énergie initiale du laser soit parfaitement plan. Si les réseaux du compresseur ne sont pas bien réglés, le front d'énergie du laser peut posséder un petit angle. Ceci changera légèrement l'angle après le passage sur le réseau mais il évoluera d'une façon importante après le passage sur le miroir sphérique. D'après la relation (5.2.1), en fixant $G = 0,1215$, si $\beta = 8^\circ$ par exemple au lieu de $6,92^\circ$, on obtient $\alpha \approx 38^\circ$ au lieu de 45° . Il faut donc s'assurer que l'angle initial est nul ou bien le prendre en considération dans le calcul.

Pour mesurer l'inclinaison du front d'énergie que pourrait avoir le faisceau du laser, il faut remplacer le miroir cylindrique et le miroir sphérique par des miroirs plans et mesurer l'angle d'inclinaison du faisceau, réfracté à l'ordre zéro du réseau qui joue le rôle d'un miroir plan dans ce cas. D'abord, il faut prendre le nombre de miroirs plans de même parité pour les deux faisceaux. L'angle mesurée dans ce cas est la référence et correspond à l'angle géométrique entre les deux faisceaux. Ensuite, enlever (ou ajouter) un miroir plan sur le trajet d'un des faisceaux. Ceci nous permet de mesurer l'angle du front d'énergie du laser. Si le front d'énergie du faisceau à caractériser n'est pas incliné, on ne devrait mesurer aucune différence pour les deux configurations.

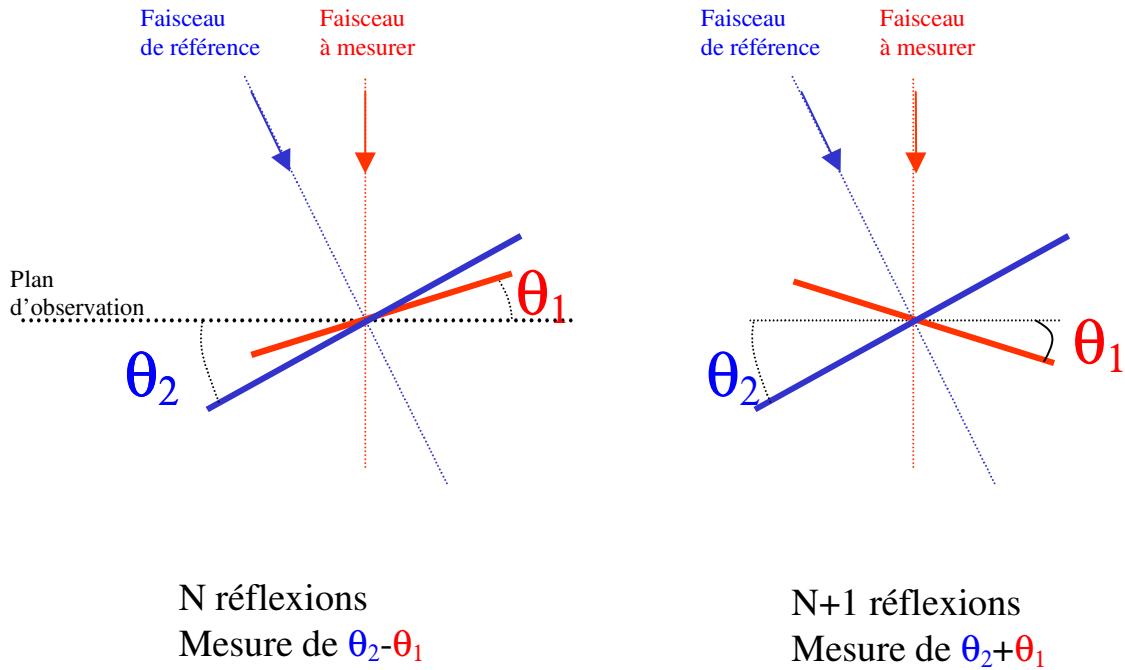


Figure 5.3.4. Illustration du principe de l'expérience pour déterminer un angle sur le front d'énergie du faisceau de référence.

5.3.3. Mesure de la durée d'impulsion

La durée d'impulsion est mesurée en utilisant la technique de cross corrélation entre le faisceau sonde et le faisceau mise en forme. Les faisceaux de pompe et de sonde sont envoyés dans un cristal doubleur (KDP) qui est placé dans le plan de la cible. Notons que le faisceau pompe est focalisé en ligne alors que le faisceau sonde est focalisé en point à l'aide d'une lentille de 15 cm de focale. Le signal à 2ω (400 nm) est recueilli sur la bissectrice des deux faisceaux, c'est à dire dans la direction correspondant à la somme des vecteurs d'onde des deux bras. Un diaphragme laisse passer ce signal vers une photodiode reliée à un oscilloscope. La photodiode est équipée d'un filtre interférentiel qui coupe le faisceau infrarouge. En bougeant le délai entre les deux impulsions, on peut mesurer la variation du signal de cross corrélation à partir duquel on peut déduire directement la durée d'impulsion du faisceau incliné dans la zone de recouvrement.

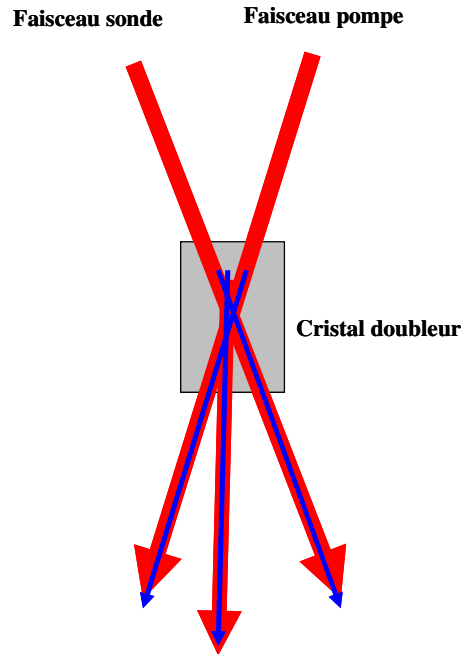


Figure 5.3.5. Mesure de la durée d'impulsion par cross- corrélation.

5.4. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

5.4.1. Mesure de l'angle d'inclinaison

Le système optique doit être testé sur un laser ayant les caractéristiques nécessaires (de grand diamètre et de courte durée) pour réaliser à moyen terme des expériences de laser X en couches internes. Ce laser est celui de la salle jaune. La figure 5.4.1 montre l'angle d'inclinaison du faisceau réfracté à l'ordre zéro (donc le front d'onde n'a pas été incliné) et sans miroir sphérique, ni le miroir cylindrique. La première configuration correspond à un nombre pair de miroirs plans sur les deux faisceaux. Dans la deuxième, nous avons enlevé un miroir du faisceau sonde. Dans les deux cas, nous avons mesuré un angle de l'ordre de $5,4^\circ$ qui correspond à l'angle géométrique entre les faisceaux sonde et pompe. Le front d'énergie initiale du laser est donc parfaitement plan.

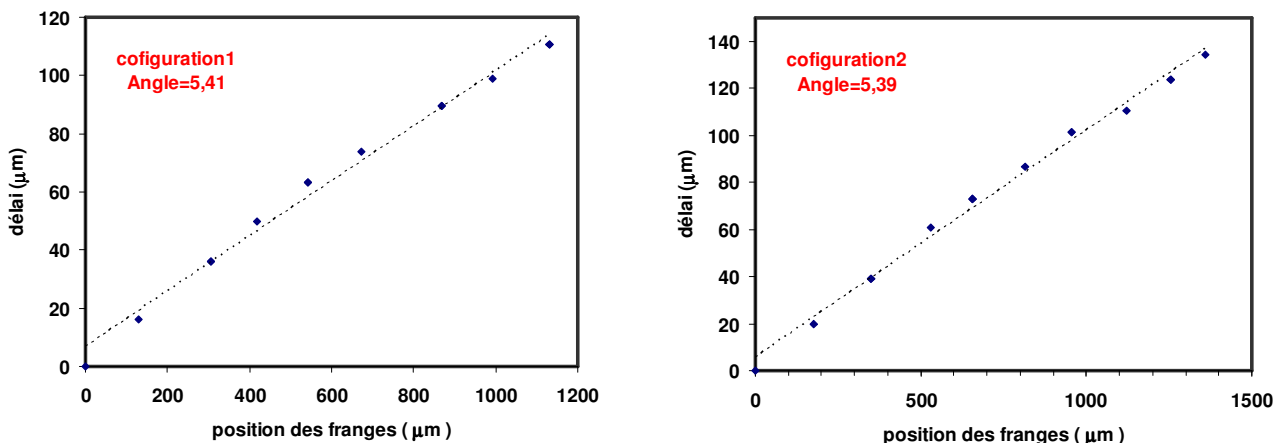


Figure 5.4.1. Mesure de l'angle d'inclinaison du faisceau de référence qui correspond à l'ordre zéro du réseau.

La configuration qui donne une valeur proche de 45° est celle décrite dans le tableau n : 1. La ligne focale mesure 3 mm de long et 10 à 20 μm environ de large (voir la figure 5.4.2). Nous avons vérifié que le miroir sphérique image la surface du réseau, en plaçant un objet dans ce plan et changeant le miroir cylindrique par un miroir plan. Il faut noter qu'il existe une certaine incertitude sur les mesures des distances p et p' . En particulier, il est difficile de mesurer p' avec une précision supérieure au mm. Nous avons observé en effet que l'angle varie fortement avec p' . D'où la difficulté de déterminer exactement le grandissement et l'angle qui en résulte. Toutefois, le grandissement qu'on calcule est de 0,1175, ce qui donne un angle pour le plan d'énergie de $45,95^\circ$. D'autre part, nous avons mesurée le grandissement du système en plaçant un objet de taille connu dans le plan image du réseau. Nous avons trouvé un grandissement de 0,1170, ce qui donne un angle de $46,83^\circ$. La mesure directe de l'angle d'inclinaison donne un angle de $49,4$ auquel il faut soustraire l'angle entre les deux faisceaux. Toutes les mesures convergent donc vers un angle autour de 44° .

configuration	réseau/miroir cylindrique	cylindrique/ sphérique	p (mm)	p' (mm)	$G=p'/p$	β ($^\circ$)
Théorique	220	149,218	369,218	44,86	0,1215	45
Expérimentale	219	159,5	378,5	44,5	0,1175	43,91

Tableau n : 1. Comparaison des différents paramètres mesurés avec la théorie.

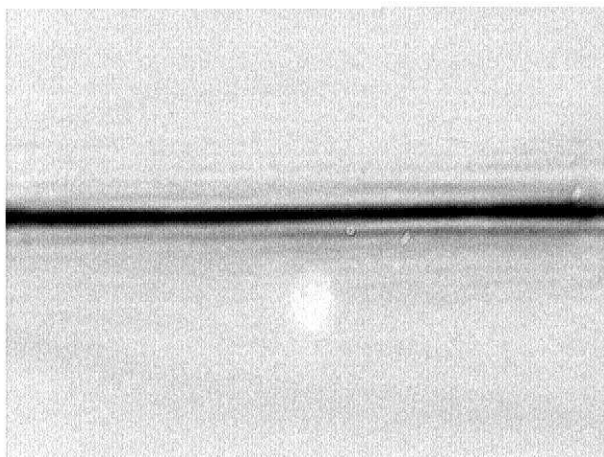


Figure 5.4.2. image de la ligne focale

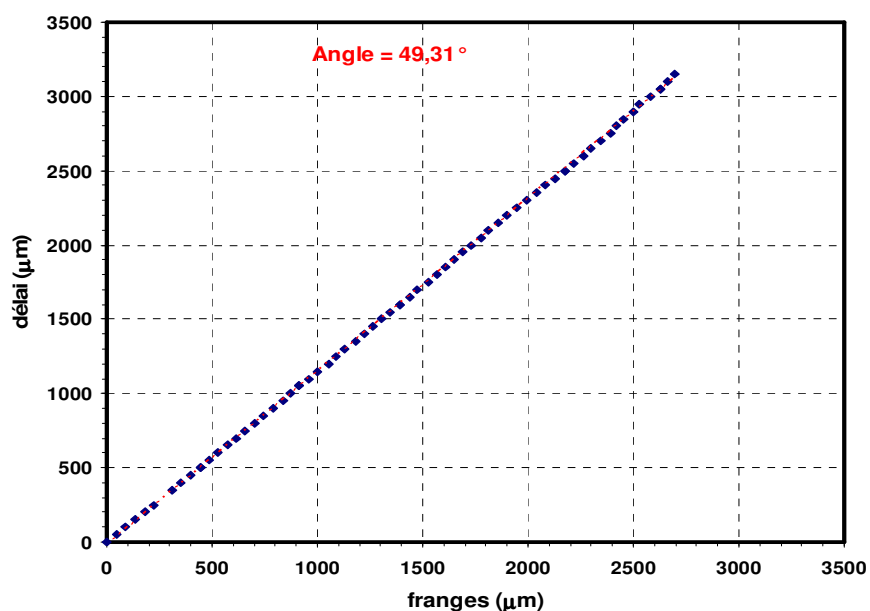


Figure 5.4.3. Mesure de l'angle d'inclinaison. Position des franges en fonction du délai entre les deux faisceaux.

5.4.2. Qualité du front d'énergie

Le front d'énergie que nous avons mesuré est assez plat. La figure 5.4.4 montre l'écart entre une droite parfaite et l'expérience. On note la présence de légères oscillations qui peuvent être dues au déplacement du moteur sur la ligne à retard entre le faisceau sonde et le pompe. Sur le bord, le signal est moins intense, il est plus difficile de localiser les franges (donc la barre d'erreur augmente). Sur une longueur de 2.5 mm, l'écart relatif par

rapport et la droite « théorique » n'excède pas $\pm 15 \mu\text{m}$. Si nous supposons que ces fluctuations est une caractéristique du front d'onde et non pas des incertitudes de mesure et si nous disons que la durée de l'impulsion reste inchangé (30 fs), nous pouvons évaluer le durée de vie des milieux qu'on peut pomper efficacement. Une épaisseur d'environ $30 \mu\text{m}$ correspond en effet à une durée d'élargissement de l'ordre de 100 fs. Des milieux ayant des durées de vie de 200 fs peuvent être pompé en utilisant ce système.

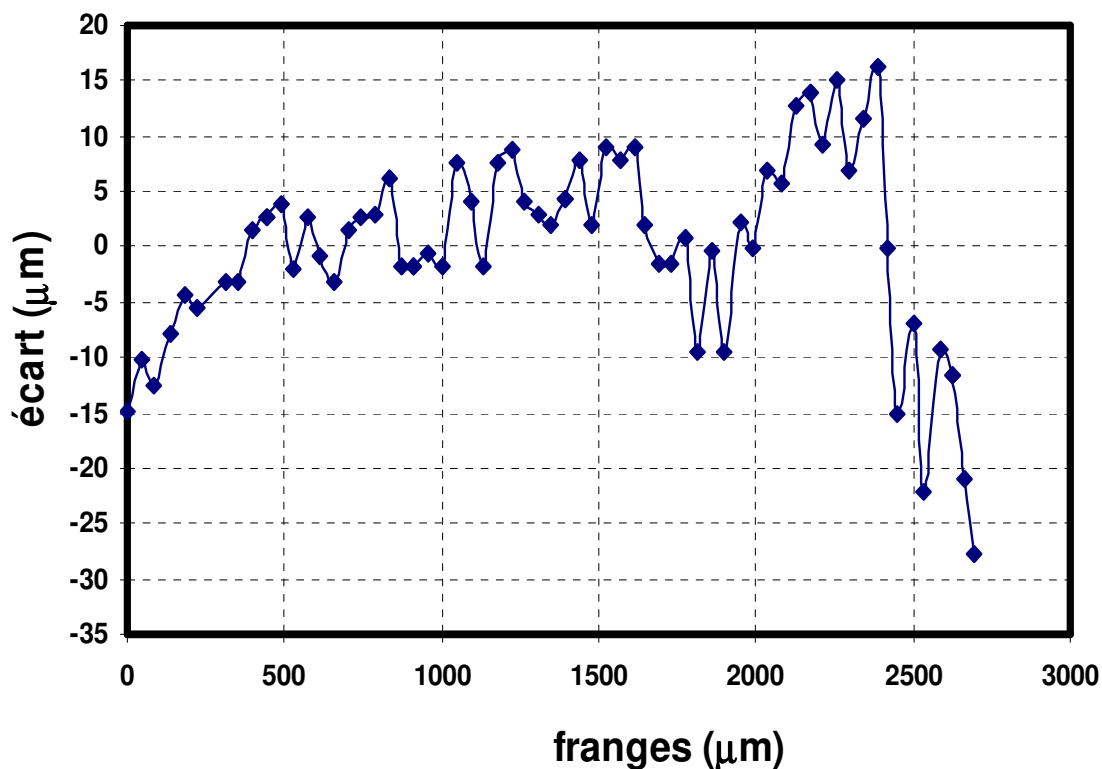


Figure 5.4.4. Fluctuations entre droite théorique et expérimentale pour déterminer la qualité du front d'énergie.

5.4.3. Mesure de la durée d'impulsion

Maîtriser le front d'onde est une étape importante mais pas suffisante pour valider notre système optique. Il faut mesurer la durée d'impulsion de l'onde inhomogène. Malheureusement, nous avons manqué de temps pour pouvoir mener cette mesure sur le laser de la salle jaune. Nous allons présenter les résultats obtenus dans la salle verte avec un laser à spectre étroit (de l'ordre de 3 - 5 nm). Même si ces mesures ont été effectuées pour

une impulsion un peu plus longue, elles doivent donner une idée réelle sur la capacité de ce système de recomprimer le laser dans le plan de cible.

La configuration des distances est proche de la théorie et donne un angle très proche de 45° . La durée de l'impulsion est mesurée par la technique de cross corrélation à l'aide d'un cristal doubleur. La figure 5.4.5 montre le signal de cross corrélation au centre de la ligne focal en fonction du délai entre les deux faisceaux. La durée d'impulsion au centre de la ligne est de 140 fs, ce qui est raisonnablement proche de la durée initiale du laser qui est de 120 fs.

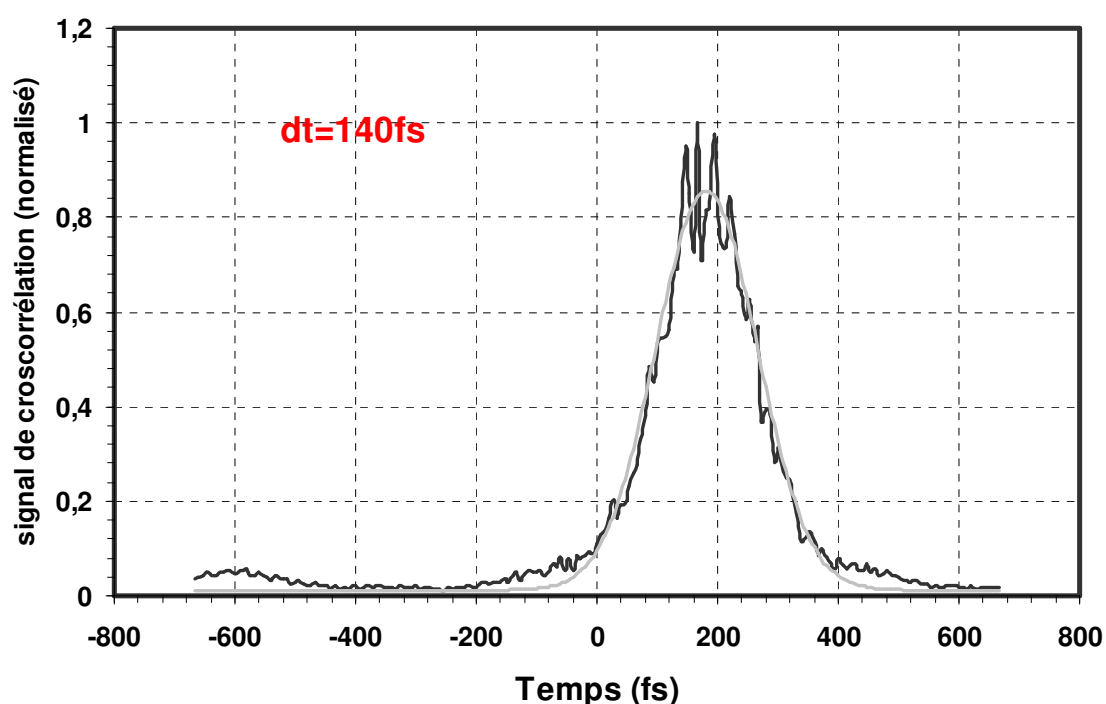


figure 5.4.5. Signal normalisé de cross corrélation en fonction du délai. Le signal est proche d'une fonction gaussienne (courbe en gris) de $dt_{FWHM}=140$ fs.

La figure 5.4.6 montre comment varie la durée d'impulsion en fonction de la position de la mesure. Pour effectuer ces mesures, nous avons tout simplement translaté le cristal de KDP dans la direction de propagation du laser mis en forme. Nous nous sommes aussi assuré de la bonne superposition du laser sonde focalisé au centre de la ligne focale. On voit clairement que la durée du laser varie autour d'un minimum mais la durée la plus courte mesurée ne correspond pas exactement au plan de meilleure imagerie du réseau.

Nous avons comparé nos résultats avec ceux calculés avec le code de tracé de rayon SOLSTIS dans les conditions de l'expérience. Compte tenu des incertitudes de mesure, la valeur de la durée attendue et son évolution pour différentes positions de la cible suivent la même tendance.

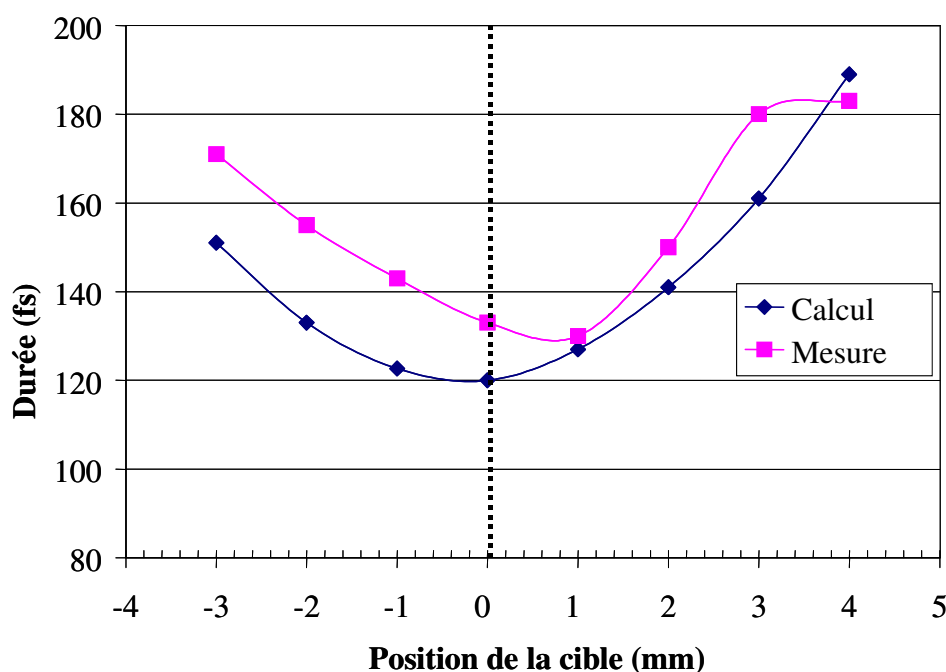


Figure 5.4.6. Durée du laser mesurée et calculée en fonction de la position de mesure. La position 0 correspond au plan de meilleure imagerie du réseau.

CONCLUSION

Une première étape vers la réalisation de laser X en couches internes a été franchie. Un système optique composé essentiellement d'un réseau de diffraction et deux optiques de focalisation sphérique et cylindrique a permis de la réalisation d'une onde inhomogène de durée sub-picoseconde. Ainsi, le front d'énergie a été incliné à presque 45° par rapport au plan de la cible tout en conservant sa durée dans le plan de la cible de l'ordre de 140 fs.

Si nous avons réussi à trouver une configuration proche de ce que prévoit la théorie, les nombreuses expériences ont montré la difficulté de maîtriser ce système pour avoir à la fois : le bon angle d'inclinaison, une ligne focale de bonne qualité et une durée d'impulsion femtoseconde. La précision de nos mesures, qui n'est pas suffisante pour déterminer l'angle

ou la distance p' , peut expliquer les décalages avec la théorie. Des travaux sur le plan technique (un traitement plus rigoureux de la mesure de l'angle à l'aide d'un logiciel qui suit la position des franges par exemple), que sur le plan théorique (effet des aberrations sur la qualité du front d'énergie incliné) sont envisagés pour mieux comprendre et maîtriser la mise en forme du laser. Le système optique que nous avons mis au point montre toutefois une limite majeure en terme d'énergie sur cible. Pour améliorer l'efficacité de ce système, il faudra dans le futur travailler avec un réseau beaucoup plus dispersif et plus efficace, mais qui aura peut-être le désavantage de compliquer la recompression du faisceau dans le plan de la cible. Un autre point qui reste à améliorer est la qualité de ligne focale. En effet, la compensation des aberrations (sphériques et astigmatisme) devrait permettre de concentrer l'énergie sur une largeur plus fine et ainsi de garder une intensité laser importante sur toute la longueur de la ligne.

REFERENCES DU CHAPITRE V

- [5.1.1] M. A. Duguay and P. M. Rentzepis, Appl. Phys. Lett. **10**, 350, 1967!.
- [5.1.2] H. C. Kapteyn, Appl. Opt. **31**, 4931 ~1992!.
- [5.1.3] S. J. Moon and D. C. Eder, Phys. Rev. A **57**, 1391~1998!.
- [5.2.1] Sandor Szatmari, Gotz Kuhnle, and Peter Simon, Appl. Opt. **29**, 5372, 1990
- [5.2.2] J.C. Chanteloup, these de Doctorat de l'Ecole Polytechnique (1998)

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les travaux présentés dans ce mémoire constituent une étape importante dans la compréhension et le développement des lasers XUV créés par laser femtoseconde. La majeure partie a été consacrée à l'étude des lasers XUV dit « OFI » à 41,8 nm et à l'extension de ce schéma aux plus courtes longueurs d'onde dans le krypton à 32,8 nm. Ces études nous ont non seulement permis de mieux comprendre les modes de fonctionnement de ce type de source mais aussi d'améliorer de façon significative leurs performances.

Une grande partie du travail présenté dans ce manuscrit a été consacré à l'étude des paramètres influents sur la création du milieu amplificateur. J'ai pu ainsi mettre en évidence, le rôle crucial de la propagation du laser de pompe sur la création d'un milieu amplificateur long et performant. En effet, il devient clair que le paramètre clef est de pouvoir maintenir une intensité suffisante pour assurer la création de l'ion lasant sur une distance la plus longue possible. Les qualités amplificatrices du plasma dépendent quand à elles essentiellement de la pression du gaz et la polarisation du laser.

Dans un premier temps, j'ai présenté les résultats d'une série d'expériences qui ont permis de caractériser et optimiser les deux sources. Les codes numériques qui ont été validés par les résultats expérimentaux ont permis la compréhension du comportement du laser XUV en fonction des différents paramètres : la pression, la polarisation, la position de focalisation, l'énergie et la durée de l'impulsion de pompe. Les plasmas de laser XUV OFI sont caractérisés par un gain très fort et le régime de saturation est atteint au bout de quelques millimètres. Bien qu'il soit difficile de déterminer exactement la longueur du milieu amplificateur, des gains effectifs autour de 67 cm^{-1} pour le xénon et 78 cm^{-1} pour le krypton ont été mesurés. La faible intensité de saturation découle de la faible pression du gaz utilisé. La pression optimale est en effet de l'ordre de 15 à 20 Torr. Cette gamme de pression est en effet imposée par les conditions de propagation qui deviennent rapidement défavorables à la formation d'une importante zone de gain. Toutefois, l'utilisation d'une optique de focalisation de deux mètres de longueur focale au lieu d'un mètre a permis une augmentation considérable de l'énergie à la sortie du laser X à 41,8 nm. En effet, un accroissement d'un facteur 15 a été mesuré pour une énergie de sortie de l'ordre de $0,75 \mu\text{J}$ à 41,8 nm. Ceci a été possible grâce à une extension significative du volume du plasma amplificateur.

Ce travail a aussi permis de mesurer le profil spatial et la divergence de ce type de lasers. Bien qu'ils soient préliminaires, les résultats expérimentaux sont en accord avec le calcul. Une impulsion de 2 picosecondes de durée est émise à 6 ou 8 picosecondes après le passage du laser de pompe. Ce qui place cette source parmi les lasers XUV les plus brefs, jamais démontrés. La divergence du faisceau XUV est de l'ordre de 10 à 15 mrad en propagation libre.

Les problèmes liés à la propagation du laser de pompe nous ont ramené à utiliser des techniques de guidage dans le quatrième chapitre afin d'étendre le milieu amplificateur sur des distances centimétriques. J'ai d'abord présenté les résultats obtenus en utilisant un tube à décharge électrique. Ainsi, un guidage en régime quasi monomode a été observé dans un tube capillaire de 3 centimètres de longueur, rempli d'un mélange de xénon et d'hydrogène. Une amplification de la raie à 41,8 nm quatre fois plus importante par rapport à une cellule de 4 mm a été mesurée. Cette expérience est la première démonstration d'un laser XUV en régime guidé. J'ai discuté les limites de cette méthode et précisé que la présence de l'hydrogène qui est nécessaire pour le guidage fait chuter le gain du milieu. La deuxième technique étudiée est le guidage par réflexions dans des tubes capillaires diélectriques de saphir puis de verre. Le guidage avec une forte transmission a été ainsi observé dans des tubes qui vont jusqu'à 25 mm de longueur. Ceci n'a été possible qu'à très faible pression (< 7 Torr) car la pression fait augmenter la divergence du faisceau de pompe par réfraction dans le tube et donc l'excitation des modes supérieurs, caractérisés par une faible transmission. Par ailleurs, la divergence du faisceau XUV a manifestement diminué puisque qu'en utilisant ce type de guide d'onde, la divergence est réduite à 5 mrad et l'énergie par tir est maintenant de l'ordre de quelques millijoules à 41,8 nm. Ces expériences ouvrent la voie à une étude plus approfondie, à la fois expérimentale et théorique du guidage en régime multimodes. Il serait intéressant d'essayer d'autres configurations (diamètre du faisceau de pompe par rapport au diamètre du tube), afin de mieux contrôler la propagation et pouvoir augmenter la pression, ce qui devrait augmenter considérablement le signal du laser X et nous permettre de faire fonctionner le laser à 32,8 nm en régime guidé.

Mon travail a porté aussi sur un nouveau type de laser X par photoionisation en couches internes d'atomes neutres. Comme je l'ai expliqué, pour que ce schéma fonctionne, il faut contrôler le front d'énergie du laser de pompe pour qu'il arrive sur la cible avec un angle d'inclinaison de 45° tout en gardant sa durée d'impulsion femtoseconde. Ce travail a

montré qu'il était possible d'atteindre ce but grâce à un système optique simple, composé d'un réseau de diffraction et d'optiques sphériques et cylindriques. Si des améliorations du système sont à prévoir, les premiers pas vers la démonstration de ce schéma de pompage ont été franchis avec succès. Cela ouvre la voie à la réalisation de laser femtoseconde, à très courte longueur d'onde.

Nous disposons maintenant de deux sources laser à 41,8 nm et 32,8 nm de performances très proches. A notre connaissance, le LOA est l'unique laboratoire où ces sources sont bien caractérisées et fonctionnent d'une façon routinière. Les améliorations apportées pendant cette thèse font que ces sources ont atteint un degré de maturité suffisante pour commencer la réalisation d'expériences d'application nécessitant un faisceau très monochromatique et collimaté. Toutefois, si cette source montre un intérêt particulier pour sa faible largeur spectrale et son taux de répétition, le nombre de photons disponibles reste modeste malgré toutes les améliorations récentes. En effet, les sources par génération d'harmoniques d'ordre élevé ont aussi progressé en parallèle et proposent pour un niveau d'énergie légèrement inférieur dans cette gamme de longueur d'onde une durée inférieure à 30 fs. De plus, leur qualité spatiale, leur accordabilité et leur compacité en font une source particulièrement attractive pour les applications. Comment encore améliorer les performances de ces lasers XUV OFI ? On peut toujours penser à allonger le milieu amplificateur grâce à une meilleure maîtrise des conditions de guidage mais étant donné que le régime de saturation est atteint au bout de quelques millimètres, on ne peut s'attendre à un accroissement majeur du nombre de photons dans ces conditions. Il est clair que malgré une meilleure maîtrise de la propagation, la densité du plasma, et donc l'intensité de saturation qui en découle reste relativement faible. Il faudra donc pouvoir dans le futur guider l'impulsion de pompe à des densités 10 à 100 fois supérieures que celles démontrées dans ce manuscrit et ceci passera par un meilleur contrôle des techniques de guidage.

L'extension de ce schéma vers de plus courtes longueurs d'onde reste encore possible mais limitée. En effet, le pompage longitudinal impose un milieu gazeux, ce qui limite le nombre d'éléments et donc de longueurs d'onde. Rappelons ici que la raie 4d - 4p du xénon nickeloïde émet autour de 10 nm, ce qui serait une avancée intéressante pour ce type de sources. Toutefois, les intensités laser nécessaires, de l'ordre de 10^{19} W.cm⁻², imposent un contrôle parfait de la propagation par des techniques de guidage à haute intensité, ou un laser de pompe femtoseconde de très haute énergie (type PW). Toutefois, il

serait aussi envisageable de travailler dans des vapeurs métalliques à des densité de 10^{17} cm^{-3} pour élargir la gamme de longueurs d'onde de ces lasers.

Récemment, les sources que nous avons développées au cours de cette thèse ont été utilisées, non pas comme une source en tant que telle mais comme un amplificateur d'une source d'harmoniques. Ce travail qui fait l'objet d'une autre thèse au LOA a montré qu'il était possible d'utiliser ce type de plasma pour amplifier d'un facteur 20 à 100 un signal harmonique créé par un autre faisceau laser. En effet, les amplificateurs étudiés au cours de cette thèse conviennent parfaitement à ce type d'expérience. Ils sont peu réfractifs et sont parfaitement synchronisables avec la source harmonique qui n'utilise qu'une petite partie du laser de pompe. De plus, la superposition de la source d'harmoniques sur la zone de gain est parfaitement contrôlable.

Les résultats obtenus sont très intéressants car ils montrent qu'une source cohérente et polarisée, amplifiée dans un plasma OFI garde ses qualités de cohérence, de divergence et de polarisation. Il faut signaler que cette première démonstration a été réalisée dans un plasma de krypton de 4 mm de long et que la transposition de ce type de technique à des capillaires de 30 mm long permet d'espérer la réalisation de sources laser X cohérentes, polarisées et délivrant plusieurs dizaines de μJ par tir à une cadence de 10 Hz. Ce travail est la première application des plasmas de laser XUV OFI et a été possible grâce à la bonne maîtrise des conditions de création de l'amplificateur XUV acquise pendant cette thèse. Cette technique permet non seulement d'accroître sensiblement l'énergie de sortie par une meilleure extraction de l'énergie contenue dans le plasma mais permet aussi une amélioration nette des qualités du faisceau XUV.

Dans un futur proche, cette technique pourra être étendue à toutes les installations disposants de plasmas laser XUV pompés par laser. Il semble probable que l'extension à terme de cette technique à des plasmas plus denses produits sur cible solide devrait permettre d'atteindre le mJ avec des qualités de faisceau tout à fait exceptionnelles. De telles performances positionneraient placent cette source comme un concurrent direct des lasers à électrons libres XUV qui sont bien plus coûteuses.

Finalement, si les performances des lasers XUV OFI demandent encore à être améliorer, elles s'imposent aujourd'hui comme un outil de recherche unique et performant dont le domaine d'applications ne pourra que s'enrichir dans les prochaines années grâce à la construction de stations spécifiques dédiées à la production et aux applications de sources XUV de qualité laser.

Tables des matières

INTRODUCTION	5
Chapitre I : INTRODUCTION AUX SOURCES XUV	9
COHERENTES	
INTRODUCTION	11
1.1. LES SOURCES COHERENTES DU RAYONNEMENT XUV	12
1.1.1. Les synchrotrons	12
1.1.1.1. <i>Les différentes générations de synchrotrons</i>	12
1.1.1.2. <i>Laser à électrons libres X (LEL)</i>	13
1.1.2. Génération d'harmoniques d'ordres élevées (HHG)	15
1.1.2.1. <i>Dans les gaz</i>	15
1.1.2.2. <i>Sur les solides</i>	16
1.1.3. Les Lasers XUV	17
1.2. PRINCIPE ET ETAT DE L'ART DES LASERS XUV	18
1.2.1. Schémas de pompage	18
1.2.1.1 <i>Pompage par recombinaison</i>	18
1.2.1.3. <i>Pompage par excitations collisionnelles</i>	20
1.2.2 Amplification du rayonnement XUV	21
1.2.3. Etat de l'art des lasers XUV collisionnels	23
1.2.3.1. <i>Lasers XUV collisionnels pompés par laser de 1 à 600 ps</i>	23
1.2.3.2. <i>Laser XUV collisionnels par décharge électrique</i>	24
1.2.4 Particularités des lasers XUV pompés laser femtoseconde	25
1.2.4.1 <i>Lasers XUV collisionnels par ionisation OFI</i>	25
1.2.4.2. <i>Pompage par photo-ionisation en couche interne</i>	26
1.2.5 Positionnement des sources lasers X	27
REFERENCES DU CHAPITRE I	30

Chapitre II : THEORIE DU LASER XUV PAR OFI	33
INTRODUCTION	35
2.1. POMPAGE COLLISIONNEL DANS LE Xe IX ET LE Kr IX	36
2.1.1. Cas du xénon palladiumoïde	36
2.1.2. Cas du krypton nickeloïde	37
2.2. CREATION DU PLASMA AMPLIFICATEUR PAR OFI	39
2.2.1. Ionisation multiphotonique	39
2.2. 2. Ionisation par effet tunnel	39
2.2. 3. Ionisation par suppression de barrière	40
2.2.4. Paramètre de Keldysh	42
2.3. ETAT DU MIEU IONISE PAR EFFET TUNNEL	43
2.3.1. Taux d'ionisation tunnel	43
2.3.2. Ionisation au-dessus du seuil ATI	45
2.3.3. Distribution énergétique des électrons	48
2.4. PROPAGATION ET REFRACTION	49
2.4.1. Propagation du faisceau gaussien dans le vide	49
2.4.2. Refraction	51
2.4.2.1. <i>Indice de réfraction</i>	52
2.4.2.2. <i>Effet de la réfraction sur la propagation</i>	54
2.5. AMPLIFICATION DU RAYONNEMENT XUV EN REGIME ASE	55
2.5.1. Coefficient de gain et émissivité	56
2.5.2. Taux de collisions	57
2.5.3. Equation de transfert dans le régime à faible signal	59
2.5.4. Régime de saturation	62
2.5.5. Dispersion de vitesse de groupe	63
2.5.6. Largeur spectrale	64
2.6. DESCRIPTION DES CODES NUMERIQUES	65
2.6.1. Code 1 : code de physique atomique	65
2.6.1.1. <i>Distribution énergétique des électrons</i>	65
2.6.1.2. <i>Calcul du coefficient de gain, émissivité, intensité de saturation et largeur de raie</i>	67
2.6.2. Code 2 : Modélisation de la propagation du laser de pompe	72

2.6.2.1. Répartition de l'intensité maximale dans le plasma	73
2.6.2.2. Profil spatial de l'impulsion de pompe	74
2.6.2.3. Cartes d'ionisation	76
2.6.2.4. Cartes de gain	77
2.6.3. Code 3 : Modélisation de l'amplification du laser X	78
2.6.3.1. Energie du laser X à 41,8 nm	78
2.6.3.2. Largeur de raie du laser X à 41,8 nm	79
2.6.3.3. Durée d'impulsion du laser X à 41,8 nm	80
CONCLUSION	81
REFERENCES DU CHAPITRE II	83

Chapitre III : LASER XUV OFI DANS UNE CELLULE DE GAZ **85**

INTRODUCTION	87
--------------	----

3.1. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX **87**

3.3.1. Laser de pompe	87
3.1.2. Dispositif expérimental du laser X	89
3.1.2.1. Contrôle et focalisation du faisceau de pompe	89
3.3.2.2. La cible : cellule de gaz de longueur variable	91
3.2.2.3. Diagnostics	92

3.2. CARACTERISATION ET OPTIMISATION DES LASER A 41,8 ET 32,8 NM **94**

3.2.1. Conditions expérimentales	94
3.2.2. Spectres du laser X et calibration de l'énergie	94
3.2.3. Gain effectif du plasma amplificateur	96
3.2.3.1. Mesure du coefficient du gain	96
3.2.3.2. Calcul du coefficient de gain	97
3.2.4. Dépendance en pression	99
3.2.4.1. Résultat expérimental	99
3.2.4.2. Calcul du gain local	100
3.2.4.3. Calcul de la propagation du faisceau de pompe	104
3.2.4.4. Calcul complet de l'intensité du laser à 41,8 nm en fonction de la pression	106
3.2.5. Influence de l'intensité du laser de pompe	107
3.2.6. Dépendance de la polarisation	114
3.2.7. Dépendance du point de focalisation	117

3. 2.8. Empreintes du faisceau laser X à 41,8 nm	119
3.2.9. Mesure de la durée d'impulsion du laser X à 41,8 nm	121
3.2.9.1. <i>Méthode de corrélation croisée</i>	122
3.2.9.2. <i>Conditions expérimentales</i>	123
3.2.9.3. <i>Résultats et discussion</i>	125
3.2.10. Conclusion	128
3.3. EFFET DE L'UTILISATION D'UNE LONGUE FOCAL SUR LE LASER X	128
3.3.1. Conditions expérimentales	128
3.3.2. Effet sur l'amplification du laser à 41,8 nm	129
3.3.3. Gain effectif	129
3.3.3.1. <i>Mesure expérimentale</i>	129
3.3.3.2. <i>Calcul du gain</i>	130
3.3.4. Dépendance en fonction de la pression	132
3.3.5. Etude expérimentale de la propagation du laser de pompe	136
3.3.6. Empreinte du faisceau	138
CONCLUSION	140
REFERENCES DU CHAPITRE III	141

Chapitre IV : LASER A 41,8 NM EN REGIME GUIDE	143
INTRODUCTION	145
4.1. TECHNIQUES DE GUIDAGE ET ETAT DE L'ART	146
4.1.1. Les techniques de guidage	146
4.1.1.1. <i>Canal plasma</i>	146
4.1.1.2. <i>Guidage par réflexions</i>	147
4.1.1.3. <i>Guidage par effet relativiste</i>	147
4.1.2. Guidage par canal plasma dans un tube capillaire à décharge	148
4.1.2.1. <i>Contexte historique</i>	148
4.1.2.2. <i>Formation du canal plasma</i>	148
4.1.2.3. <i>Propagation d'un faisceau gaussien dans un canal plasma</i>	151
4.1.3. Guidage par réflexions	153
4.1.3.1. <i>Le contexte historique</i>	153
4.1.3.2. <i>Modes propres d'un tube capillaire</i>	153

4.1.3.3. <i>Couplage de l'énergie laser</i>	154
4.1.3.4. <i>Transmission de l'énergie</i>	156
4.1.3.5. <i>Des effets limitant le guidage</i>	156
4.1.4. Application au laser X à 41,8 nm	158
4.2. GUIDAGE DANS DES TUBES CAPILLAIRES A DECHARGE	159
4.2.1. Dispositif expérimental	159
4.2.2. Résultats expérimentaux	161
4.2.2.1. <i>Observations expérimentales et spectres</i>	161
4.2.2.2. <i>Signal du laser X en fonction de la pression</i>	162
4.2.2.3. <i>Influence du délai sur la transmission et le laser X</i>	163
4.2.2.4. <i>Profils du laser transmis</i>	164
4.2.2.5. <i>Evolution de la transmission pour différents mélanges et pressions</i>	166
4.2.3 Résultats numériques et discussions	168
4.2.3.1. <i>Détermination des propriétés du plasma créé par la décharge</i>	168
4.2.3.2. <i>Etats d'ionisations après interaction avec le laser</i>	169
4.2.5. Conclusion	172
4.3. GUIDAGE MULTIMODE DANS UN TUBE CAPILLAIRE DE SAPHIR	172
4.3.1. Dispositif expérimental	173
4.3.2. Effet du guidage sur l'énergie du laser X	174
4.3.3. Dépendance en pression	177
4.3.4. Dépendance du point de focalisation	179
4.3.5. Dépendance de l'énergie de pompe	180
4.3.6. Conclusion	181
4.4. GUIDAGE MULTIMODES DANS UN TUBE CAPILLAIRE DE VERRE	182
4.4.1. Dispositif expérimental	182
4.4.2. Observation expérimentale et spectres	183
4.4.3. Calcul de propagation	184
4.4.4. Dépendance en fonction de la pression	186
4.4.5. Signal du laser X pour différentes longueurs du capillaire et de cellule	188
4.4.6. Dépendance en fonction de l'alignement du capillaire	189
4.4.7. Dépendance de la transmission	190
4.4.8. Dépendance de la position de focalisation	193
4.4.9. Empreinte du faisceau	194

4.4.9. Cas d'une courte focale	196
CONCLUSION	197
REFERENCES DU CHAPITRE IV	198
 Chapitre V : CARACTERISATION D'UNE ONDE INHOMOGENE FEMTOSECONDE POUR LE POMPAGE EN COUCHES INTERNES D'ATOMES NEUTRES	201
INTRODUCTION	203
5.1. ETAT D'ART DES LASERS X EN COUCHES INTERNES	203
5.1.1. Principe et motivations	203
5.1.2. Etat d'art	204
5.1.3. Nécessité d'une onde inhomogène femtoseconde	205
5.2. MISE EN FORME DE L'IMPULSION LASER	206
5.2.1. Méthode	206
5.2.2. Système optique	207
5.2.3. Détermination des paramètres expérimentaux	209
5.3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	210
5.3.1. Montage optique	210
5.3.2. Diagnostic : mesure de l'angle d'inclinaison du front d'énergie du faisceau par interférométrie	211
5.3.3. Mesure de la durée d'impulsion	214
5.4. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	215
5.4.1. Mesure de l'angle d'inclinaison	215
5.4.2. Qualité du front d'énergie	217
5.4.3. Mesure de la durée d'impulsion	218
CONCLUSION	220
REFERENCES DU CHAPITRE V	222
 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	223

Développement et caractérisation des lasers XUV créés par laser femtoseconde

Les sources XUV cohérentes présentent un potentiel important d'applications scientifiques, médicales et industrielles. Le développement des lasers ultra intenses a permis la réalisation de nouvelles sources XUV cohérentes et brèves, comme la génération d'harmonique d'ordre élevée et les lasers XUV. Ces sources sont compactes, peu coûteuses par rapport aux sources classiques telles que les synchrotrons, et présentent donc un intérêt tout particulier.

Cette thèse présente une série d'études sur une nouvelle source laser XUV, pompée par un laser femtoseconde fonctionnant à 10 Hz. Un laser ultra intense est focalisé dans une cellule remplie de xénon ou de krypton et crée une colonne de plasma. Une émission laser à 41,8 nm dans le xénon IX ou à 32,8 nm dans le krypton IX est alors obtenue sur l'axe du laser de pompe. Nous avons réalisé une étude à la fois expérimentale et numérique de ce type de source dans le but de caractériser l'importance de différents paramètres tels que l'intensité et polarisation du laser, la pression du gaz et la longueur de la cellule. Cette thèse présente aussi une étude des profils spatiaux et temporels de l'émission laser.

Afin de compenser la réfraction du laser de pompe, nous avons utilisé deux techniques de guidage qui ont permis un allongement significatif de la zone amplificatrice du plasma. La première repose sur la création d'un canal plasma par décharge électrique et la deuxième sur les réflexions sur les parois internes de tubes diélectriques de saphir ou de verre. Dans les deux cas une amélioration spectaculaire des performances de la source a été observée.

Finalement, nous présentons dans ce manuscrit une étude préliminaire sur un autre schéma de pompage de laser X : par photo ionisation en couches internes d'atomes neutres. Nous avons développé un système optique qui devrait permettre la réalisation d'une onde inhomogène femtoseconde absolument nécessaire pour ce type de laser X.

Development and characterization of femtoseconde laser driven soft x-ray lasers

Coherent soft x-ray sources have an important potential for scientific, medical and industrial applications. The development of high intensity laser systems allowed the realization of new coherent and fast soft x-ray sources like high order harmonic generation and soft x-ray lasers. These sources are compact, cheaper than traditional sources such as synchrotrons, and are thus interesting.

This thesis presents the study of a new soft x-ray laser pumped by a femtoseconde laser beam working at 10 Hz. The circularly polarized ultra intense laser is longitudinally focused in a cell filled with xenon or krypton, to obtain the amplification of two lasing lines at 41.8 nm and 32.8 nm in Pd-like xenon and Ni-like krypton respectively. We carry out an experimental and numerical study of the source to understand the importance of different parameters such as the laser intensity and polarization, the gas pressure and the cell length. We have also spatially and temporally characterized the soft x-ray laser beam. To compensate the refraction of the driving laser we have investigated guiding techniques consisting in creating a plasma channel by electric discharge or using the multiple reflections of the driving laser on the internal walls of the dielectric tubes of sapphire or glass. A spectacular improvement of the source performances has been observed in both cases.

Finally, we present a preliminary study on a different x-ray scheme: the innershell photo pumping of neutral atoms. We have developed an optical system, which should create the appropriate conditions for the realisation of short wavelength x-ray amplifier.

Mots clés : Laser X. OFI. Interaction laser-gaz. Ionisation tunnel. Polarisation. Saturation. Propagation. Réfraction. Guidage. Tubes capillaires. Pompage en couches internes. Onde inhomogène.

Thèse publiée sur le site : <http://www.polymedia.polytechnique.fr>