

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.

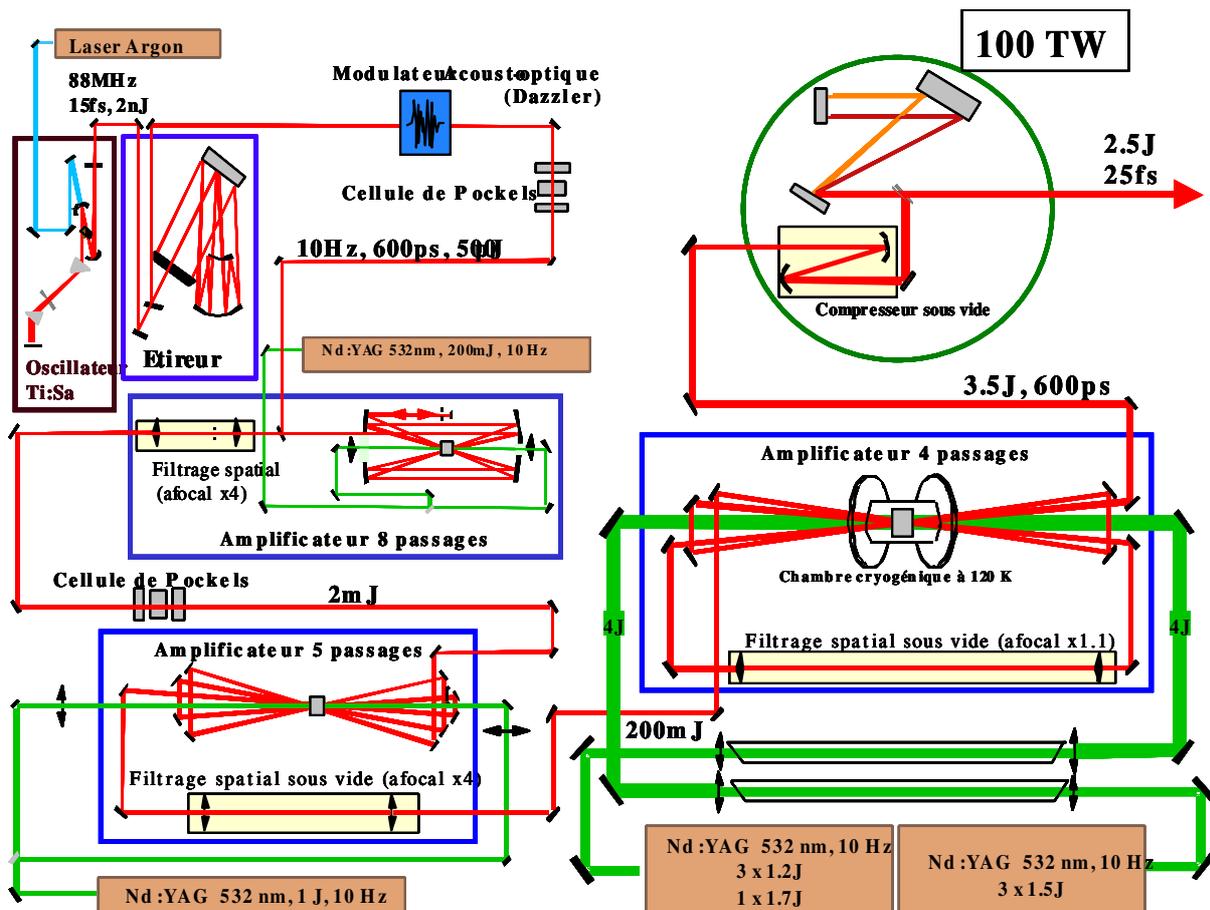


Figure 3.1.1. Schéma de la chaîne du laser de la salle jaune.

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 placé 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.

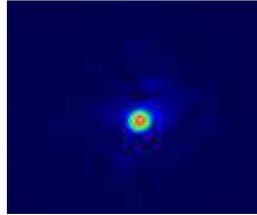


Figure 3.1.2. Exemple de la tache du faisceau focalisée par un miroir parabolique de 2 m de focale détectée par une CCD 16 bits (à la limite de diffraction d'un faisceau gaussien).

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.

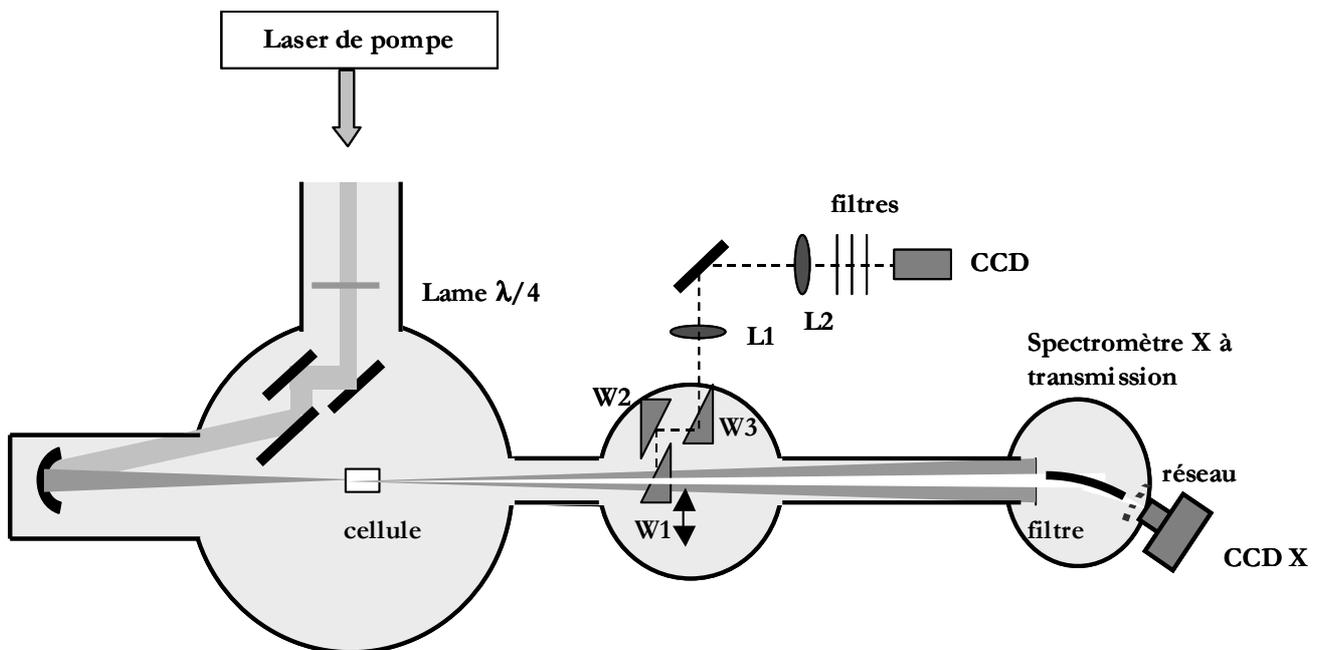


Figure 3.1.3. Dispositif expérimental du laser X dans une cellule de gaz (le faisceau de pompe en gris et le faisceau du laser X en blanc).

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.

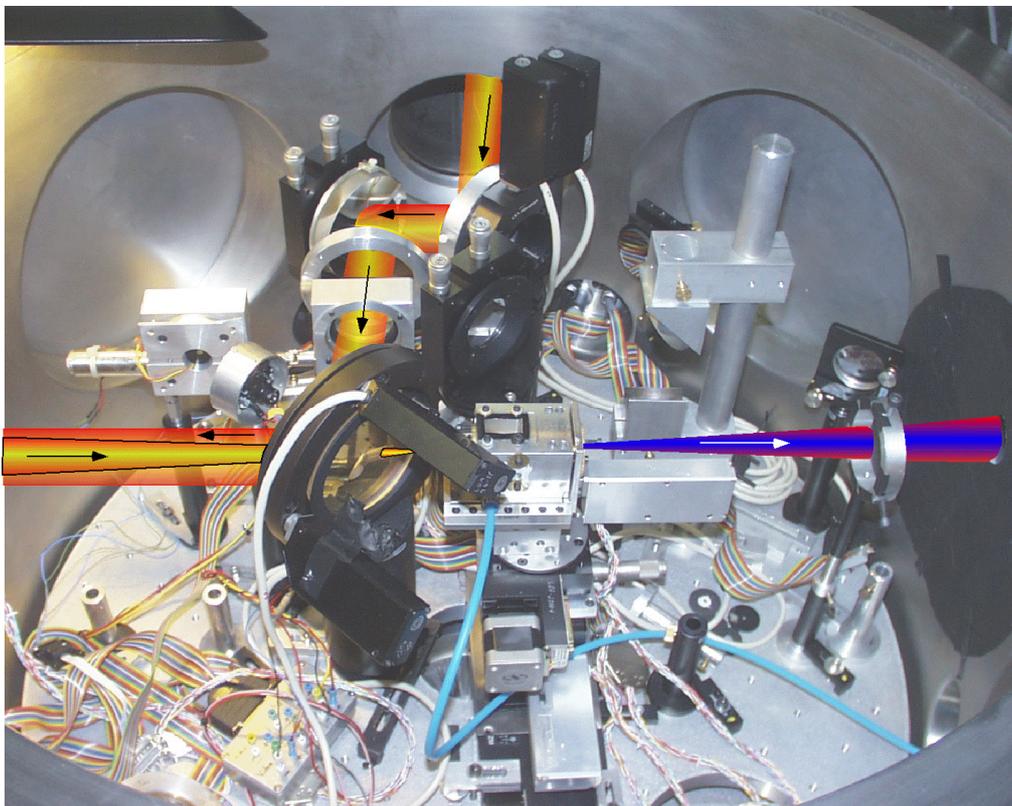


Figure 3.1.4. Enceinte principale des expériences du laser X et on voit la cellule alimenté en gaz.

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.

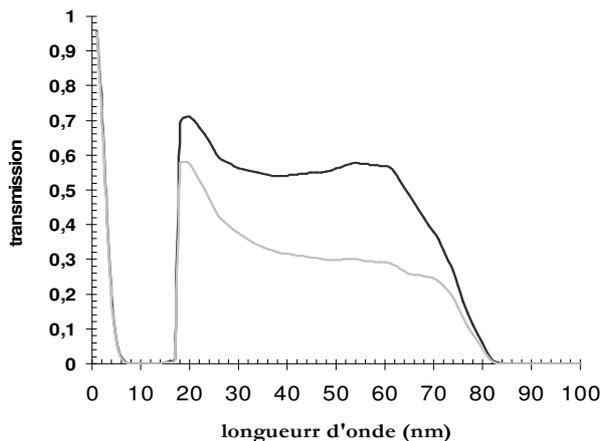


Figure 3.1.5. Transmission d'un filtre d'aluminium de 0,2 μm d'épaisseur en fonction de la longueur d'onde (trait noir) et transmission d'une filtre de 0,2 d'Al oxydé (plus 20 nm de Al_2O_3) [3.1.5].

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].

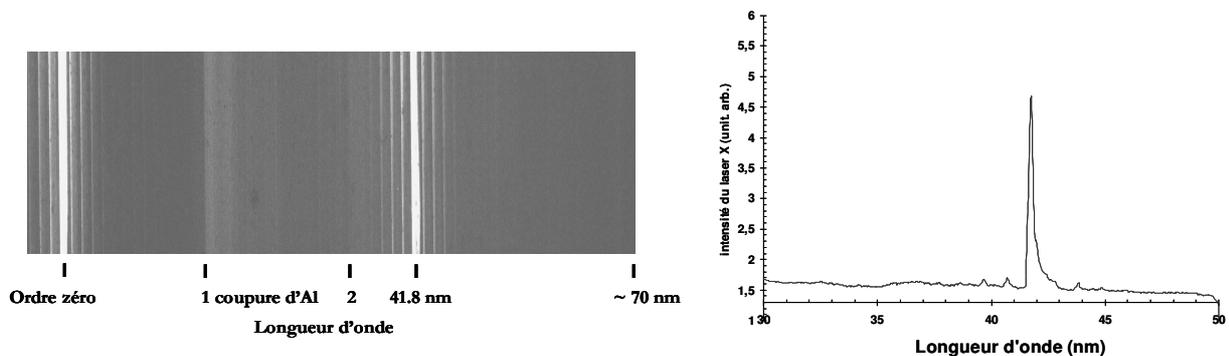


Figure 3.2.1. Spectre du laser X à 41,8 nm. Image détectée par la CCD et spectre intégré longitudinalement.

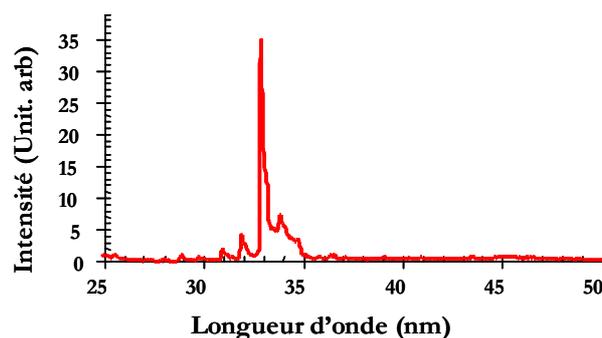


Figure 3.2.2. Spectre du laser X à 32,8 nm.

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.

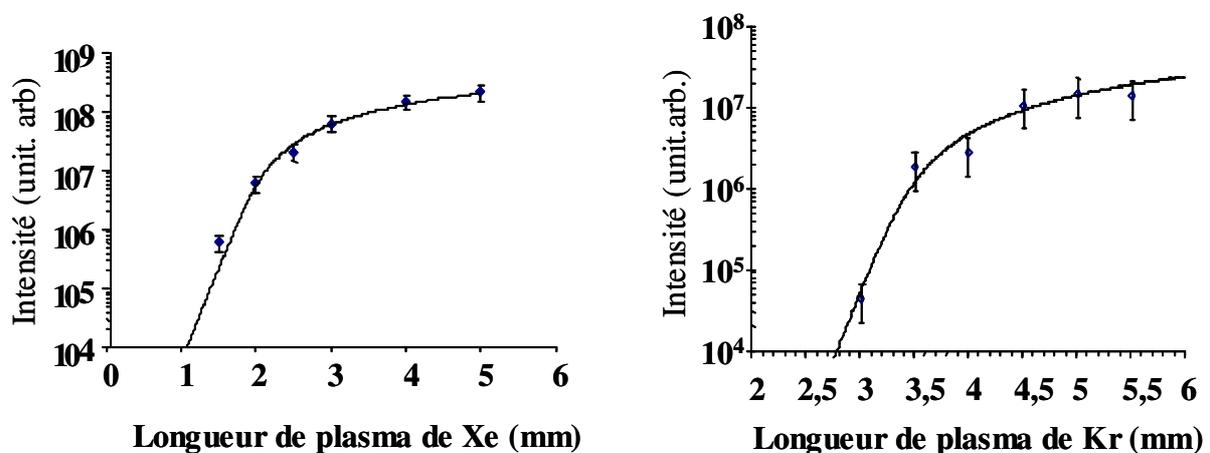


Figure 3.2.3. Signal du laser X dans le xénon IX (a) et le krypton IX (b) en fonction de la longueur de plasma. La courbe d'intensité est calculée analytiquement (ajustée aux valeurs mesurées).

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 les 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 croit 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.

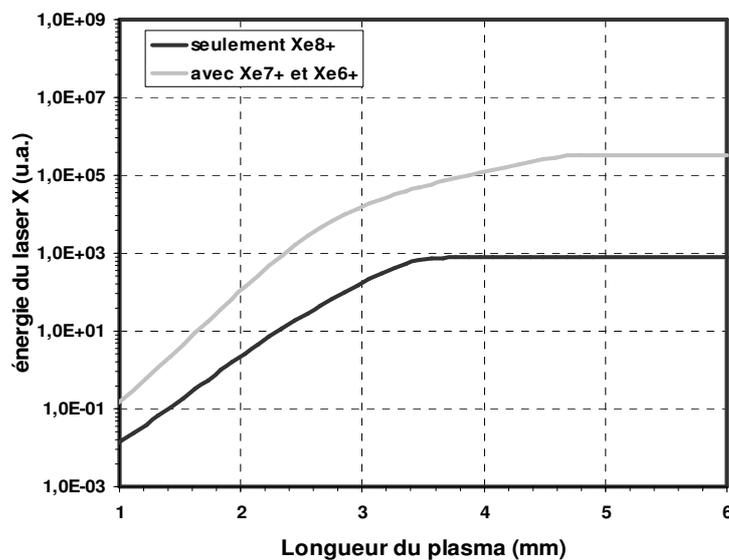


Figure 3.2.4. Energie du laser X calculée à 15 Torr en fonction de la longueur du plasma.

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.

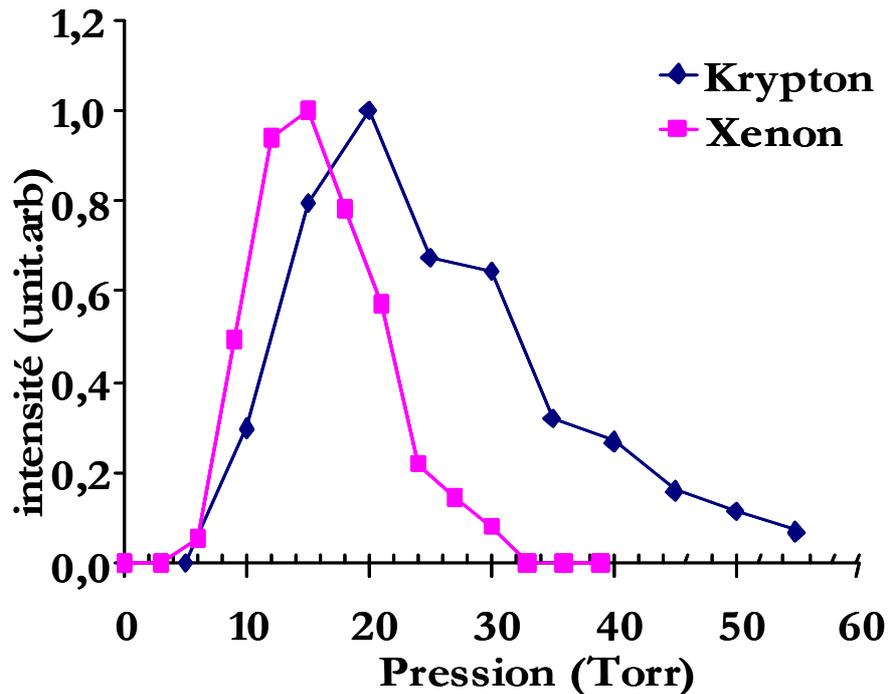


Figure 3.2.5. Signaux du laser X à 41,8 nm (carrés) et à 32,8 nm (losanges) en fonction de la pression. Les traits qui relient les points ont été ajoutés pour guider l'œil.

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.

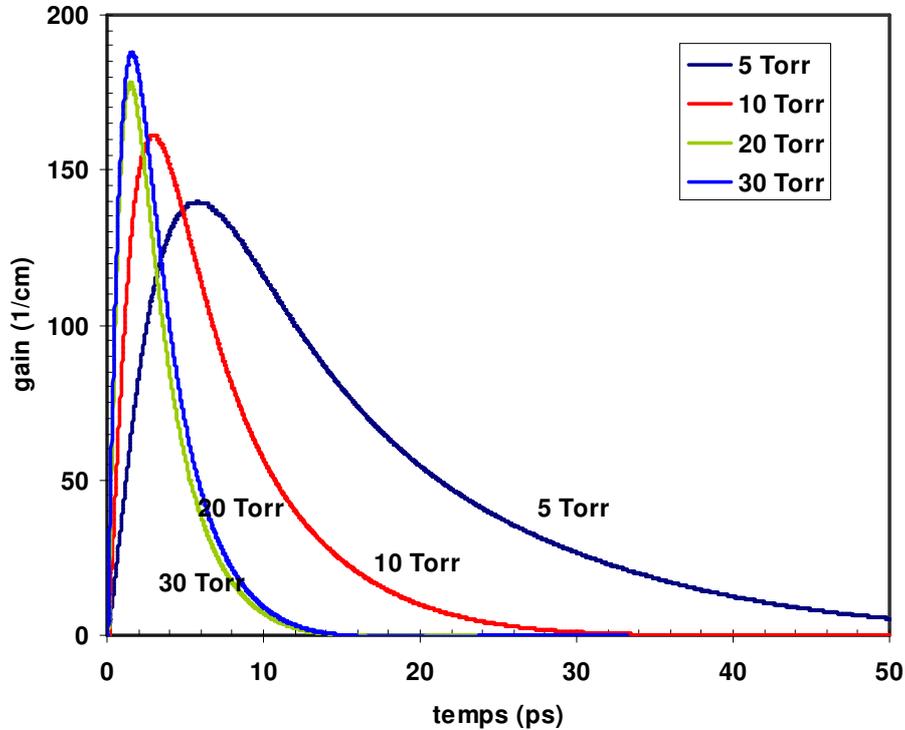


Figure 3.2.6. Evolution du coefficient de gain pour différentes pressions de xénon à une intensité de $5.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

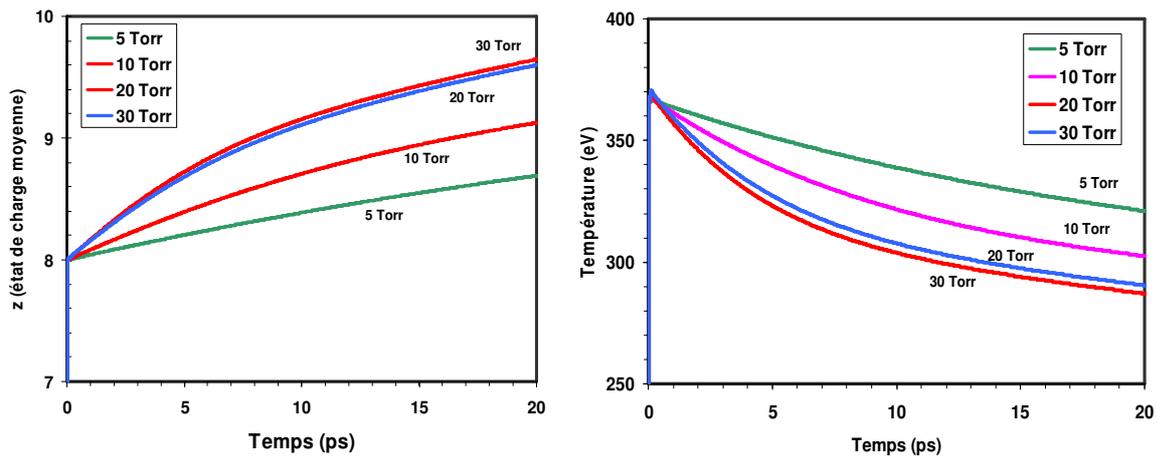


Figure 3.2.7. Evolution de l'état charge et de la température pour différentes pressions de xénon à une intensité de $5.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

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.

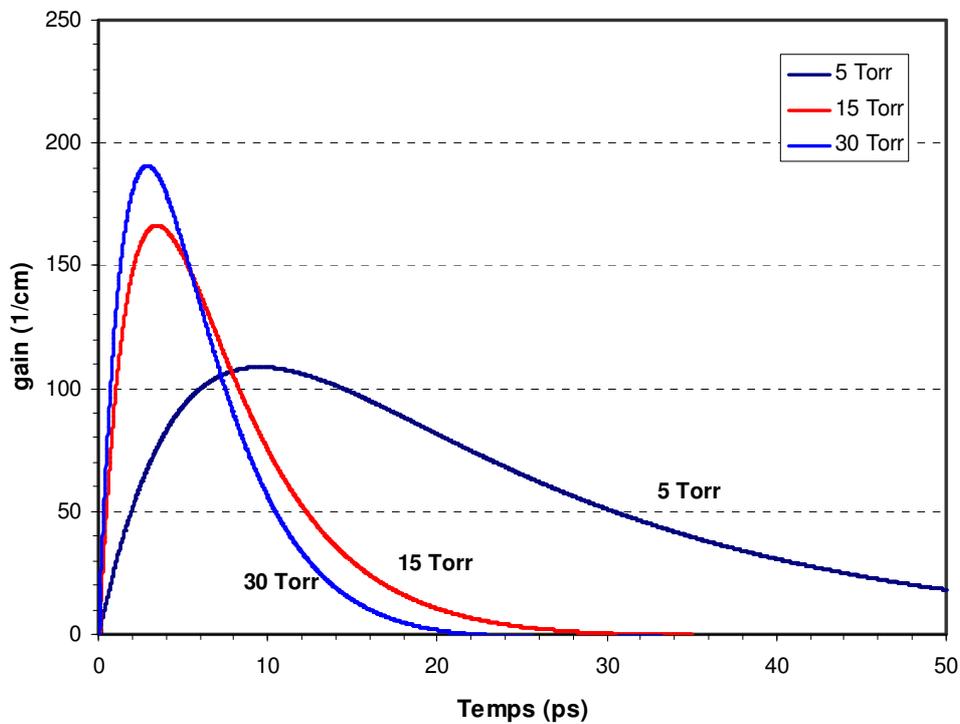


Figure 3.2.8. Evolution du coefficient de gain pour différentes pressions de krypton à une intensité maximale de $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$.

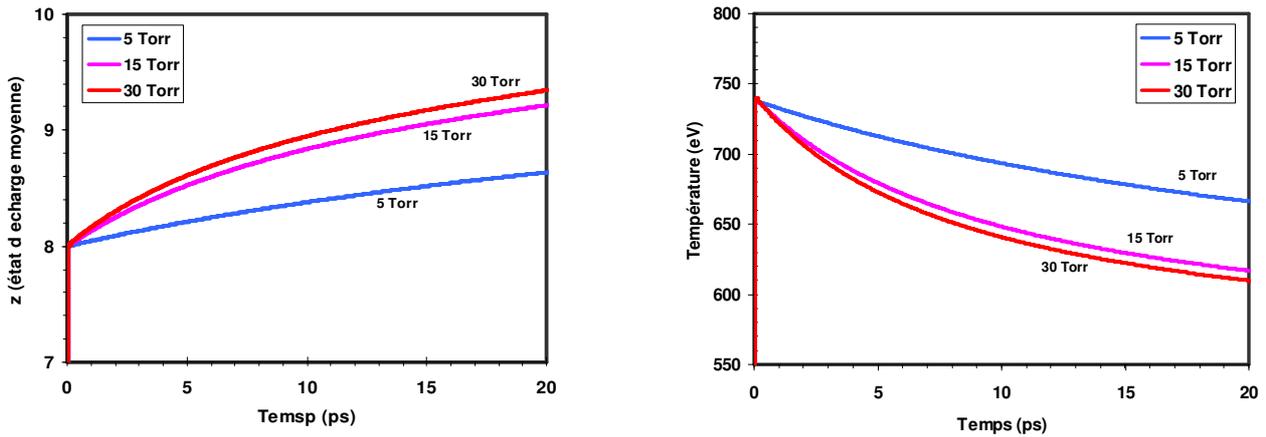


Figure 3.2.9. Evolutions de l'état charge et de la température pour différentes pressions de xénon à une intensité de $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$.

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 croit 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.

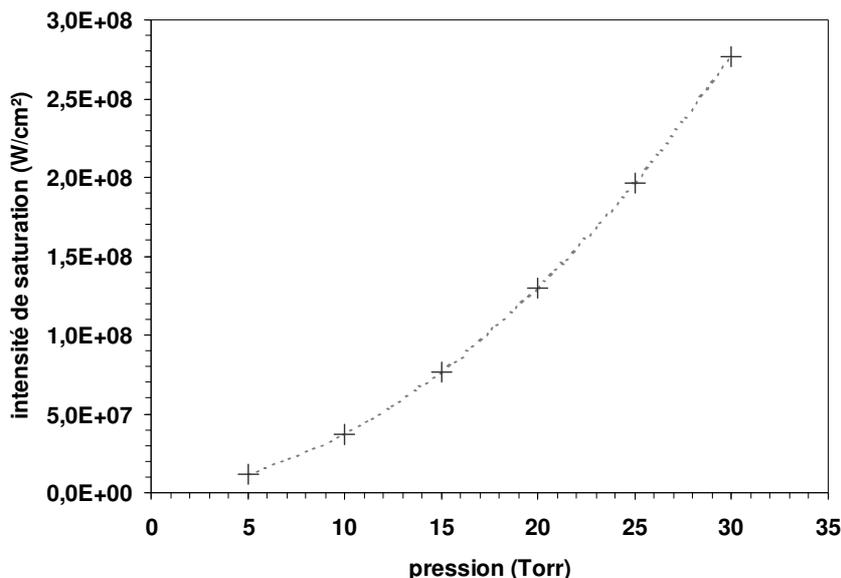


Figure 3.2.10. L'intensité de saturation calculée de la raie de Xe^{8+} en fonction de la pression à une intensité maximale de $7.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

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.

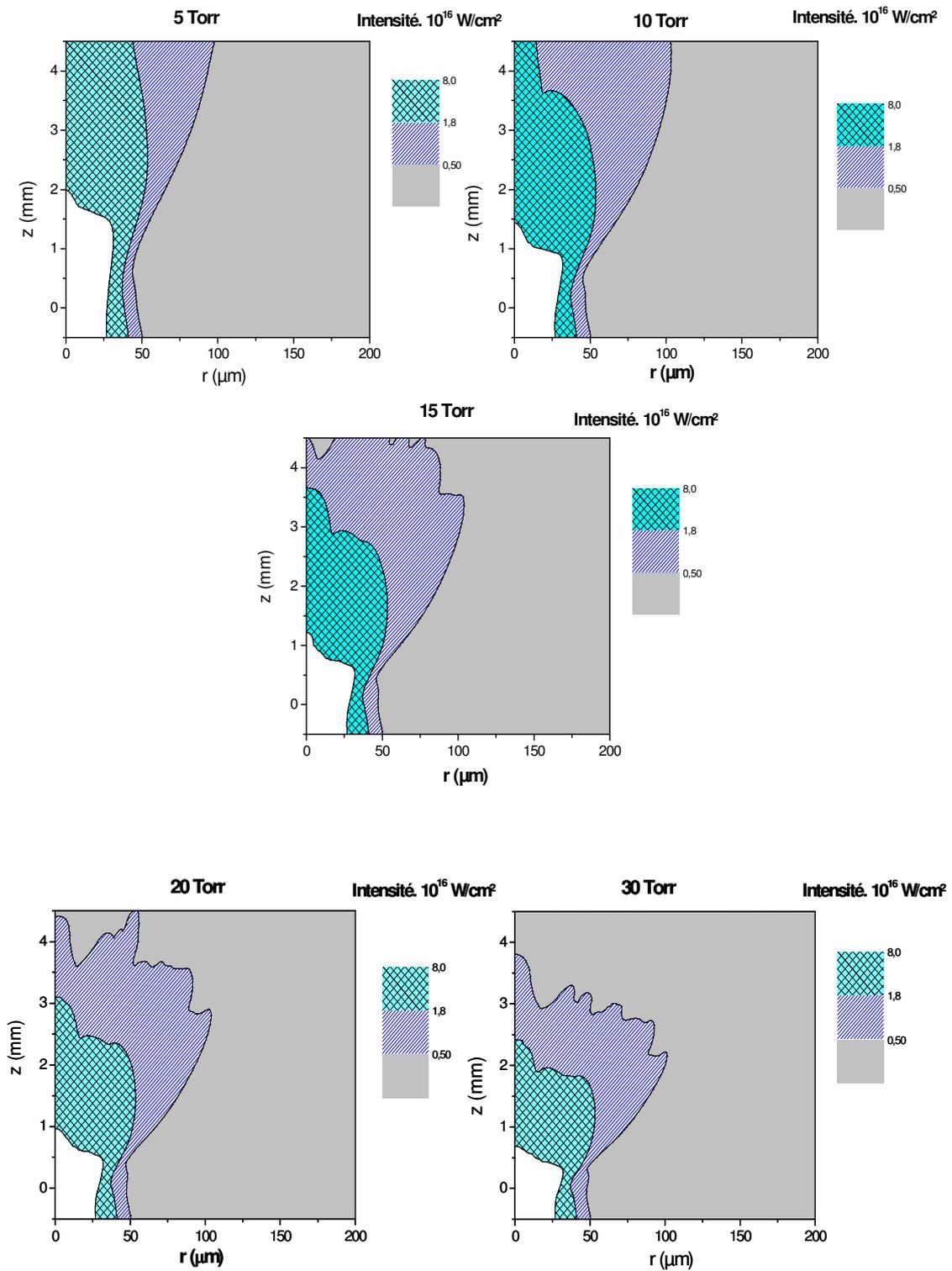


Figure 3.2.11. Cartes d'ionisation du plasma de xénon pour différentes pressions. La zone grillée correspond à une zone de Xe^{8+} , la zone en blanc correspond à une zone de surionisation ($z > 8$).

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.

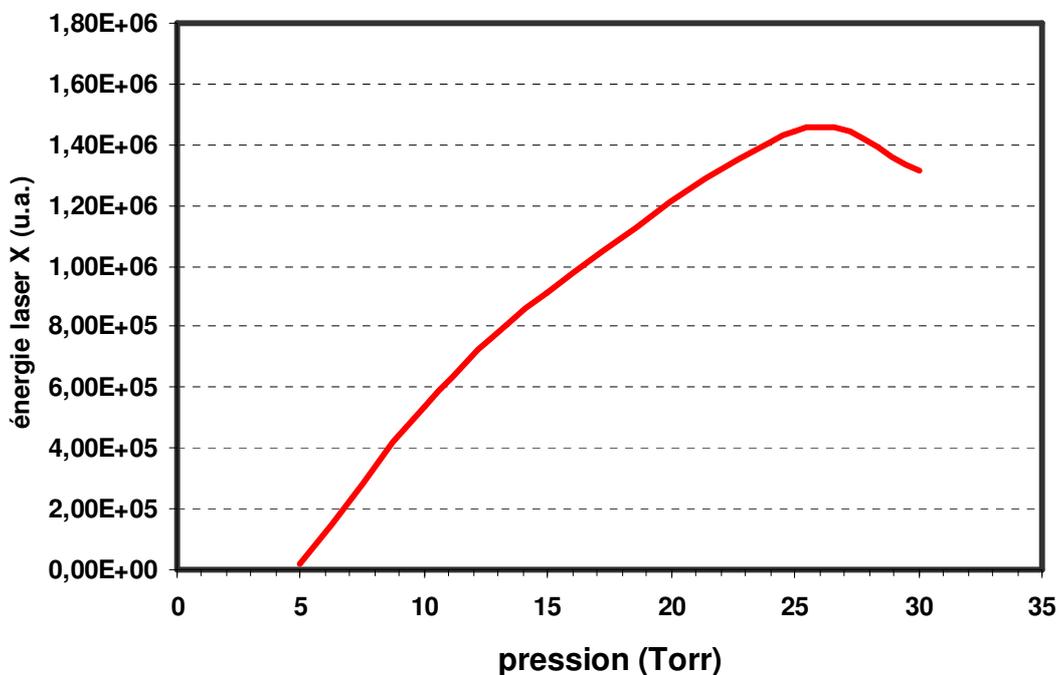


Figure 3.2.12. Energie calculée du laser X à 41,8nm en fonction de la pression.

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} .

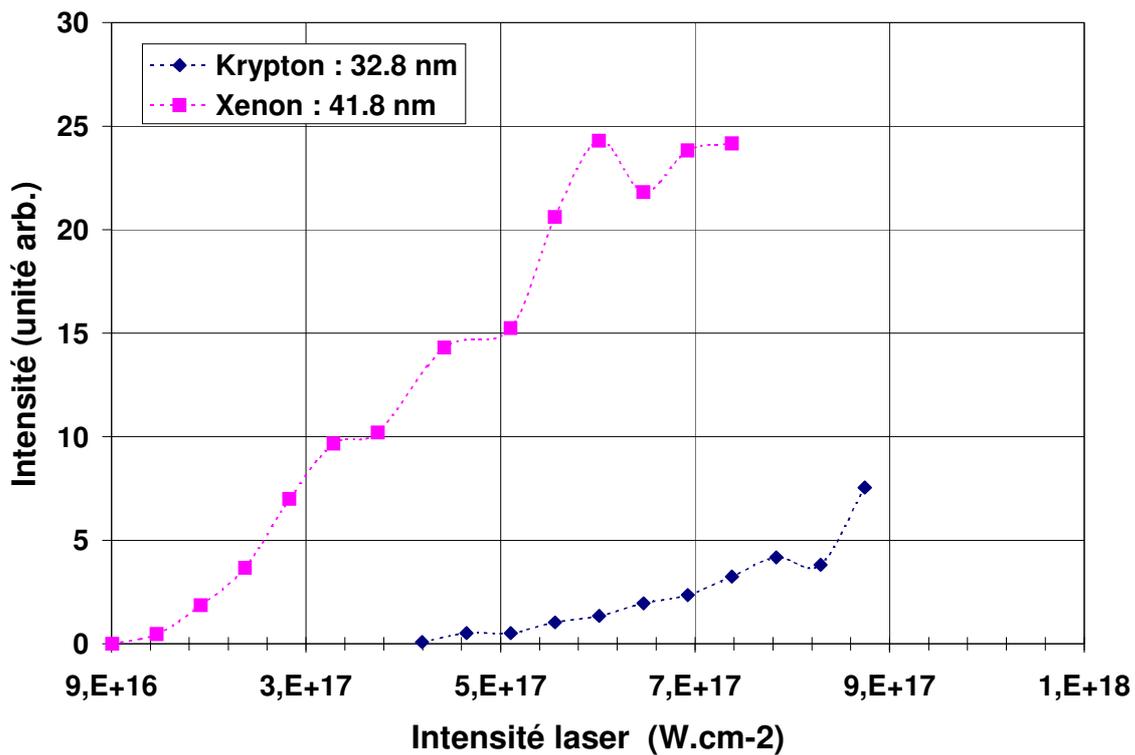


Figure 3.2.13. Intensités des signaux du laser X à 41,8 nm (carrés) et à 32,8 nm (losanges) mesurées en fonction de l'énergie du laser de pompe. Les valeurs mesurées sont reliées par un trait continu pour guider l'œil.

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.

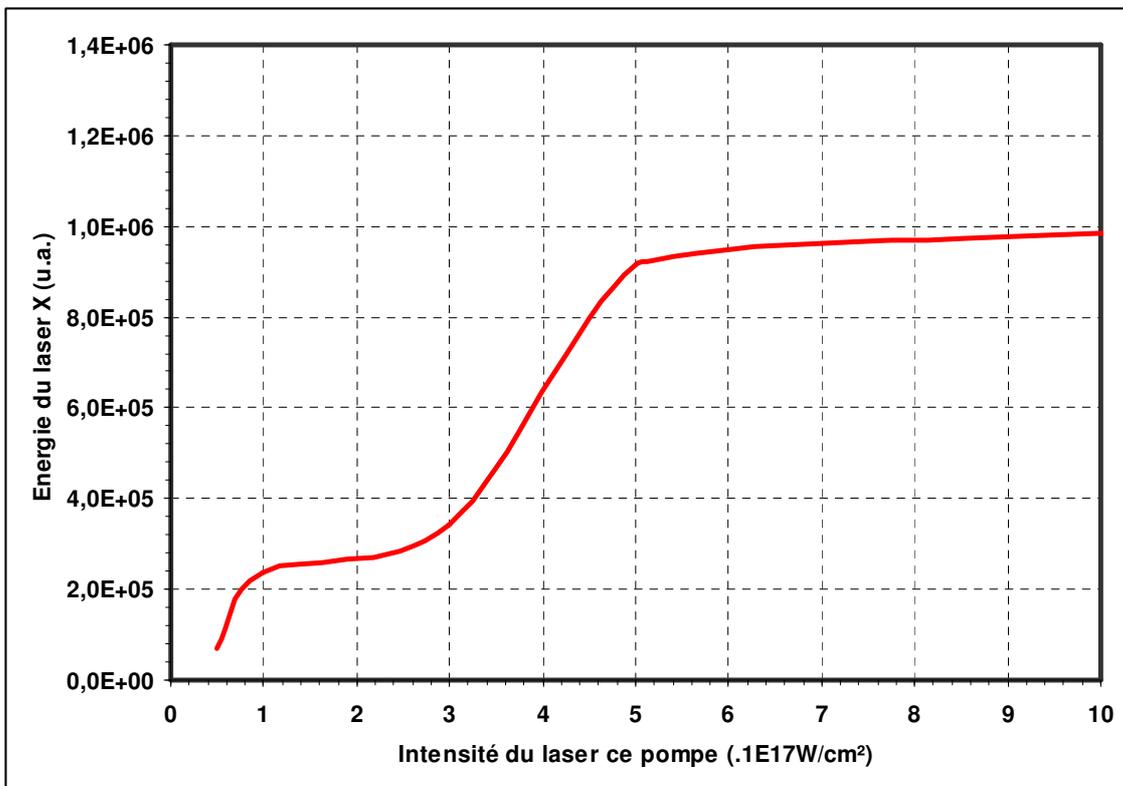


Figure 3.2.14. Energie du laser X calculée en fonction de l'intensité du laser de pompe.

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 170cm⁻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.

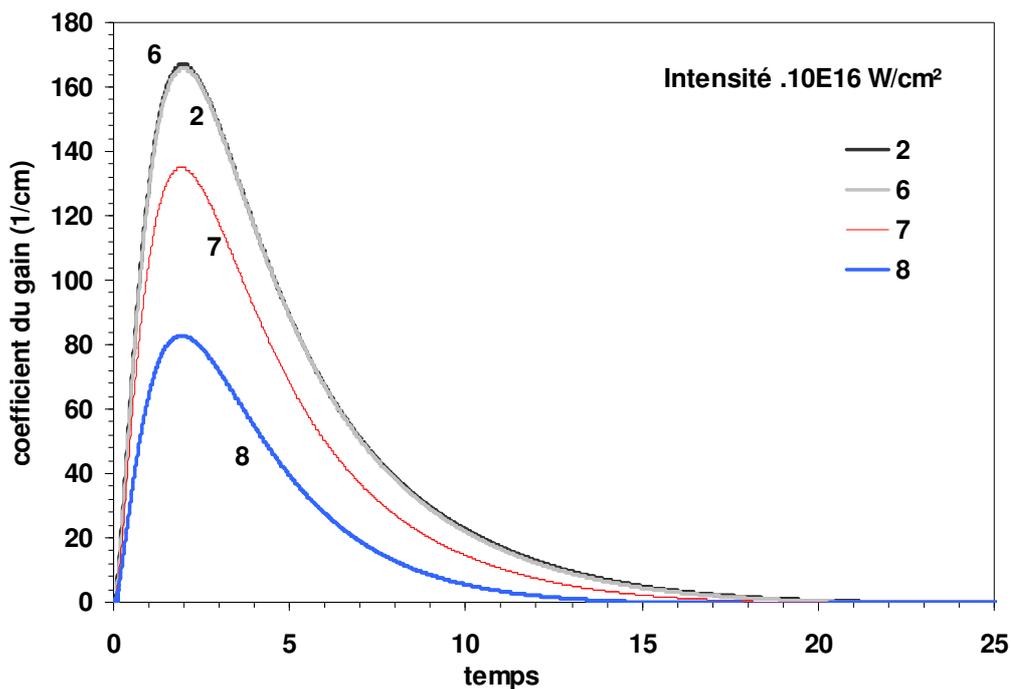


Figure 3.2.15. Evolution du coefficient de gain dans le xénon pour différentes intensités à 15 Torr.

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.

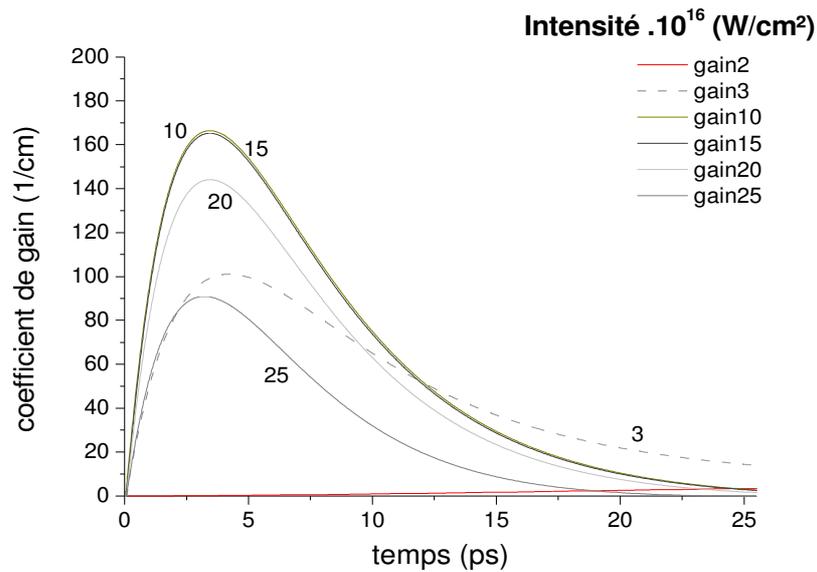


Figure 3.2.16. Evolution du coefficient de gain dans le krypton pour différentes intensités à 15 Torr.

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 $5 \cdot 10^{16}$ W/cm² d'intensité maximale (dans le vide), il se forme un petit plasma de Xe⁸⁺ qui ne dépasse pas 2,5 mm de long. Lorsque l'intensité de pompage augmente, la zone de Xe⁸⁺ 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 $5 \cdot 10^{18}$ W/cm², 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 $6 \cdot 10^{17}$ 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 $5 \cdot 10^{17}$ W/cm², qu'un clair plasma amplificateur s'est formé.

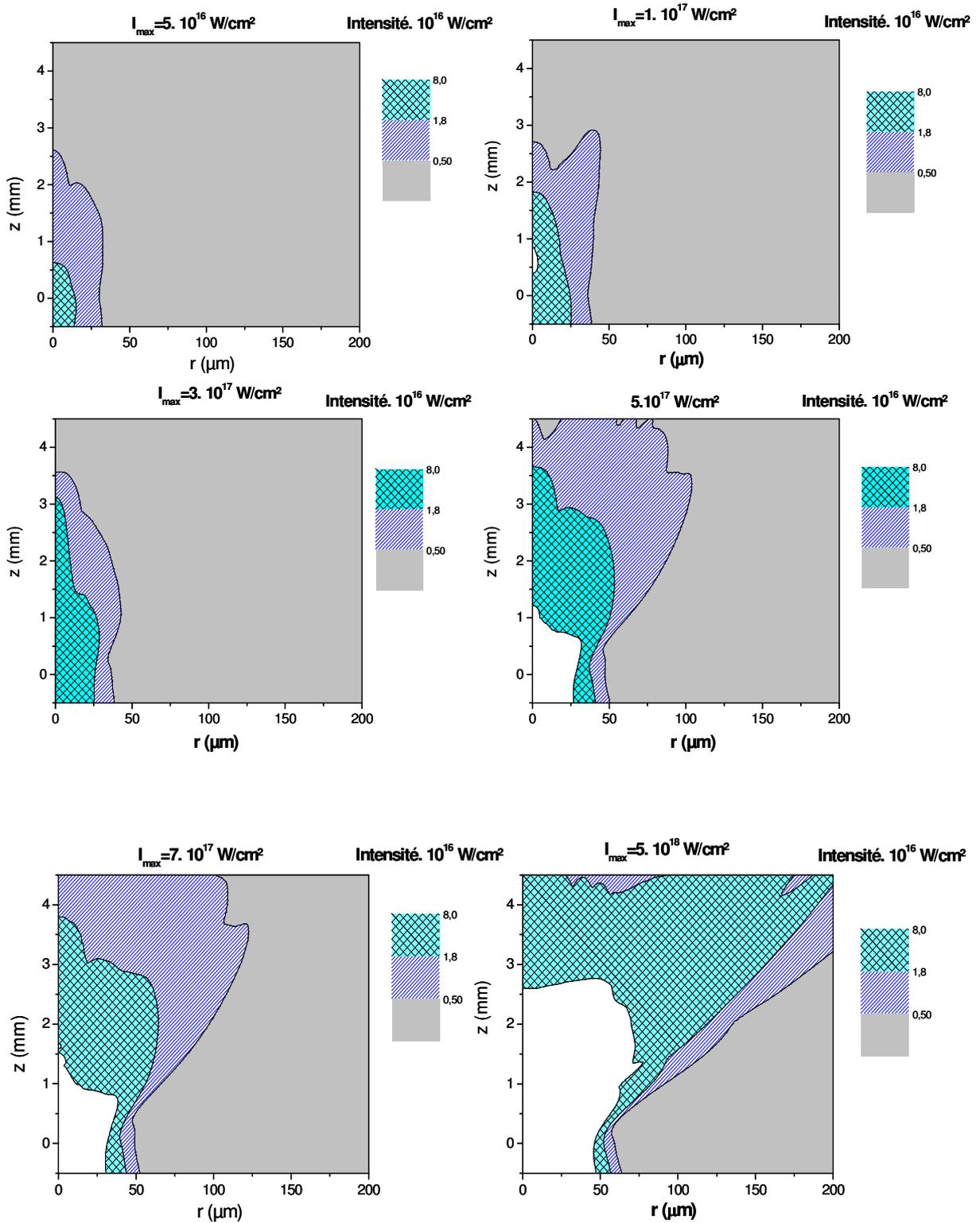


Figure 3.2.17. Calculs de propagation par le code 2, pour différentes intensités maximales de pompage (dans le vide). La zone grillée correspond à une population de Xe^{8+} .

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.

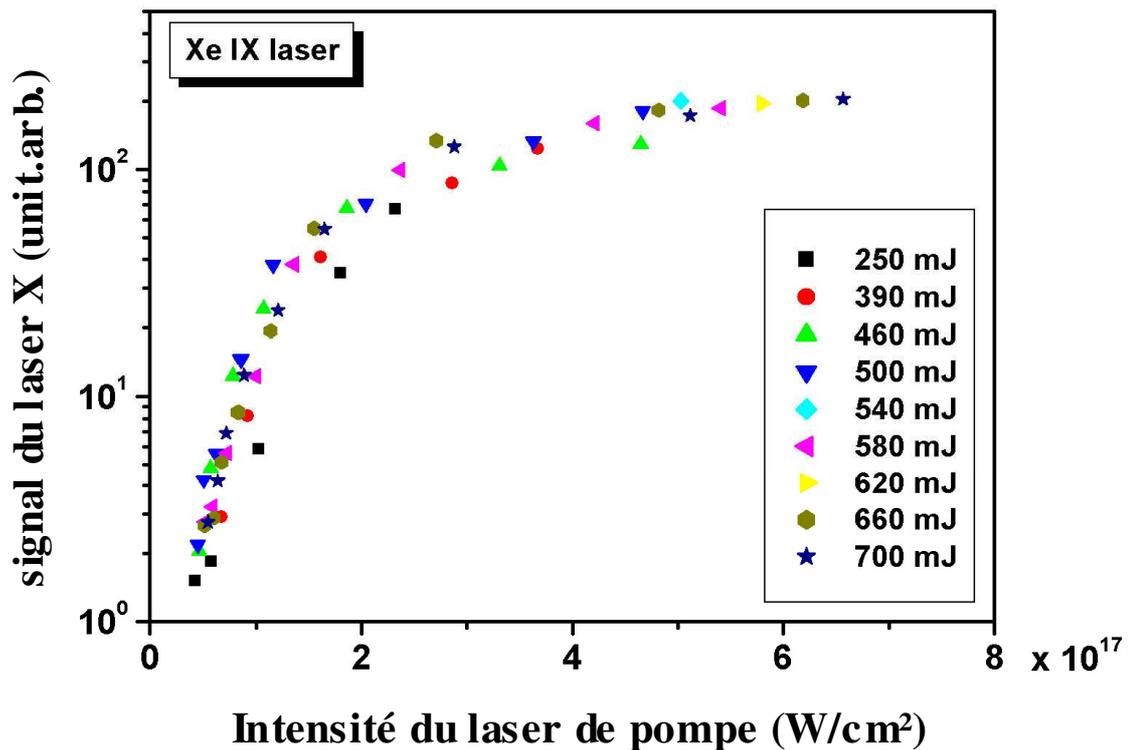


Figure 3.2.18. Signal du laser X à 41,8 nm en fonction de l'intensité du laser de pompe pour différentes durées d'impulsion.

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).

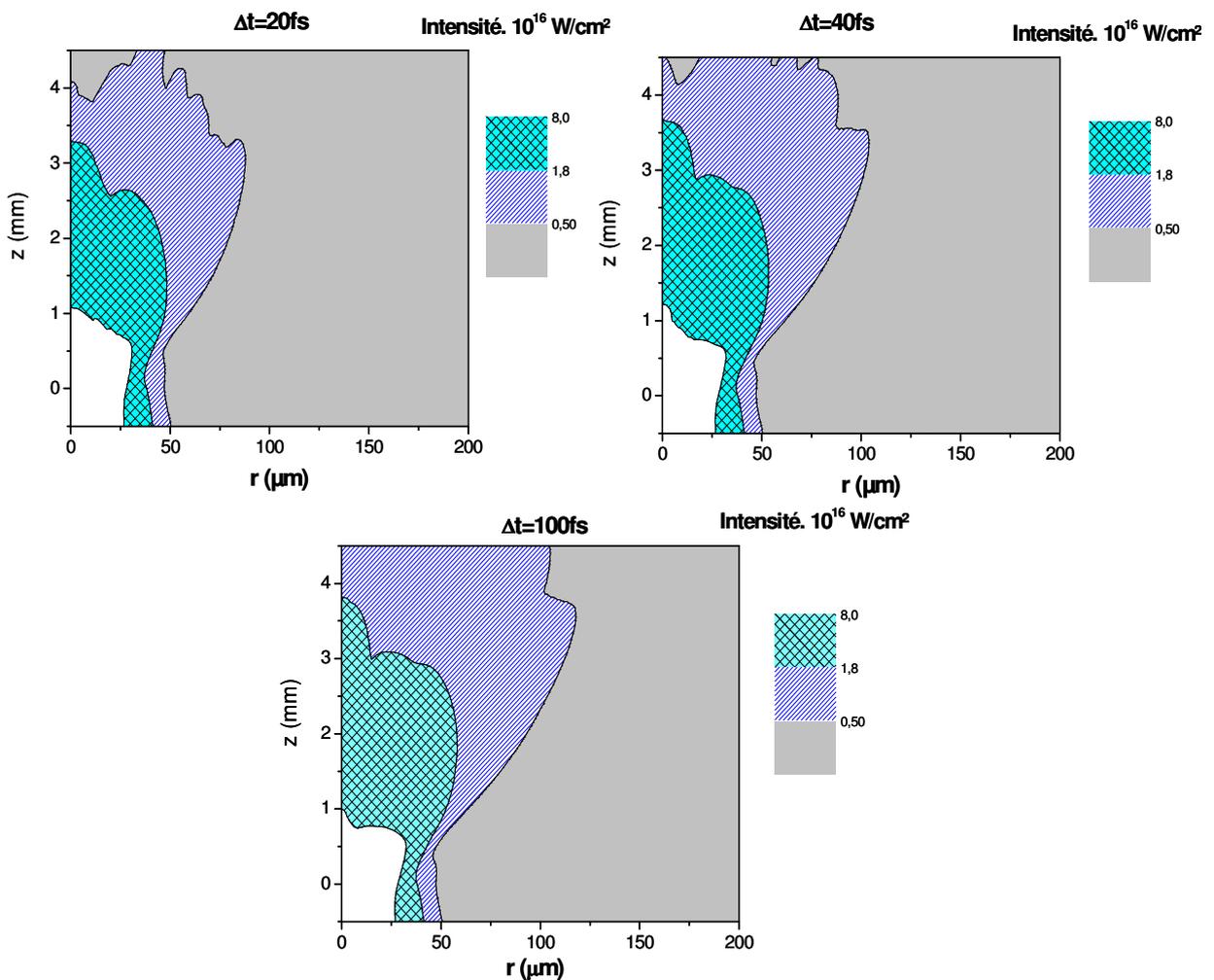


Figure 3.2.19. calculs de propagation, à 15 Torr, pour trois durées d'impulsion ayant la même intensité maximale de pompage ($5 \cdot 10^{17}$ W/cm²). La zone grillée correspond à une population de Xe^{8+} .

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

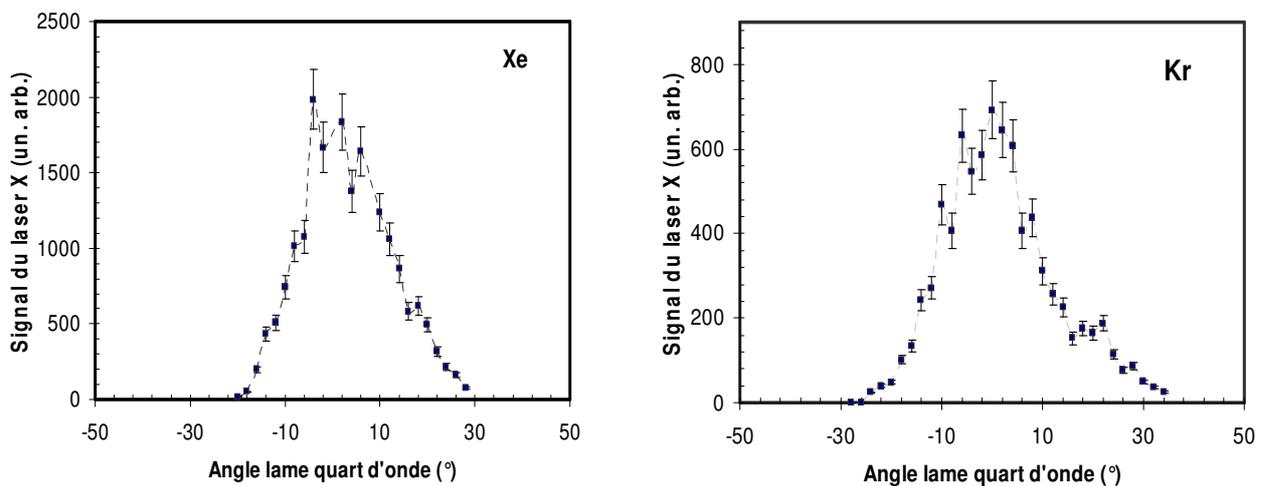


Figure 3.2.20. Dépendance de la polarisation : Signal du laser X mesuré dans le xénon et le krypton en fonction de l'angle de la lame quart d'onde. Les traits interrompus sont pour guider l'œil.

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 comprise exclusivement par les mécanismes de pompage au niveau du gain local.

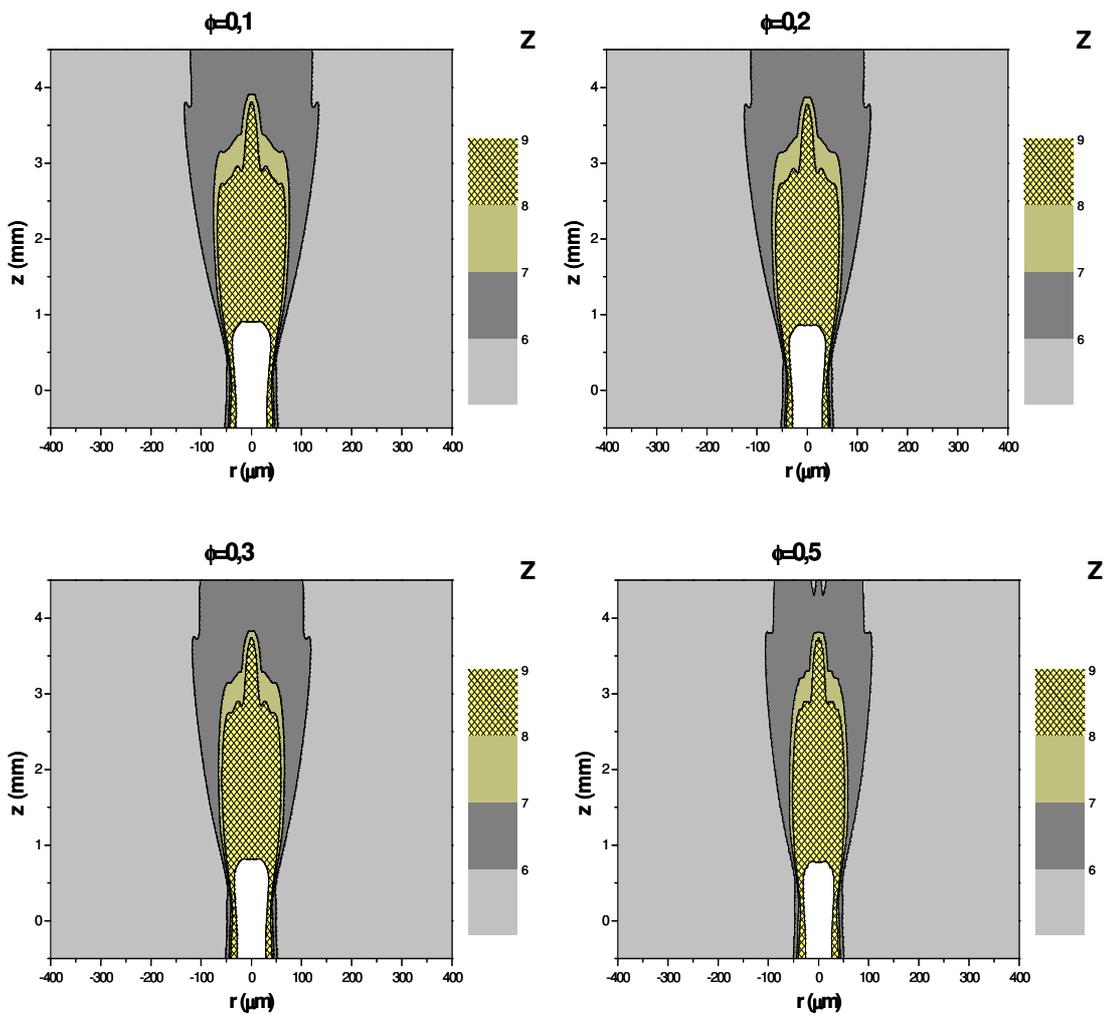


Figure 3.2.21. Cartes d'ionisation juste après le passage du laser, pour différents états de polarisation, à 15 Torr.

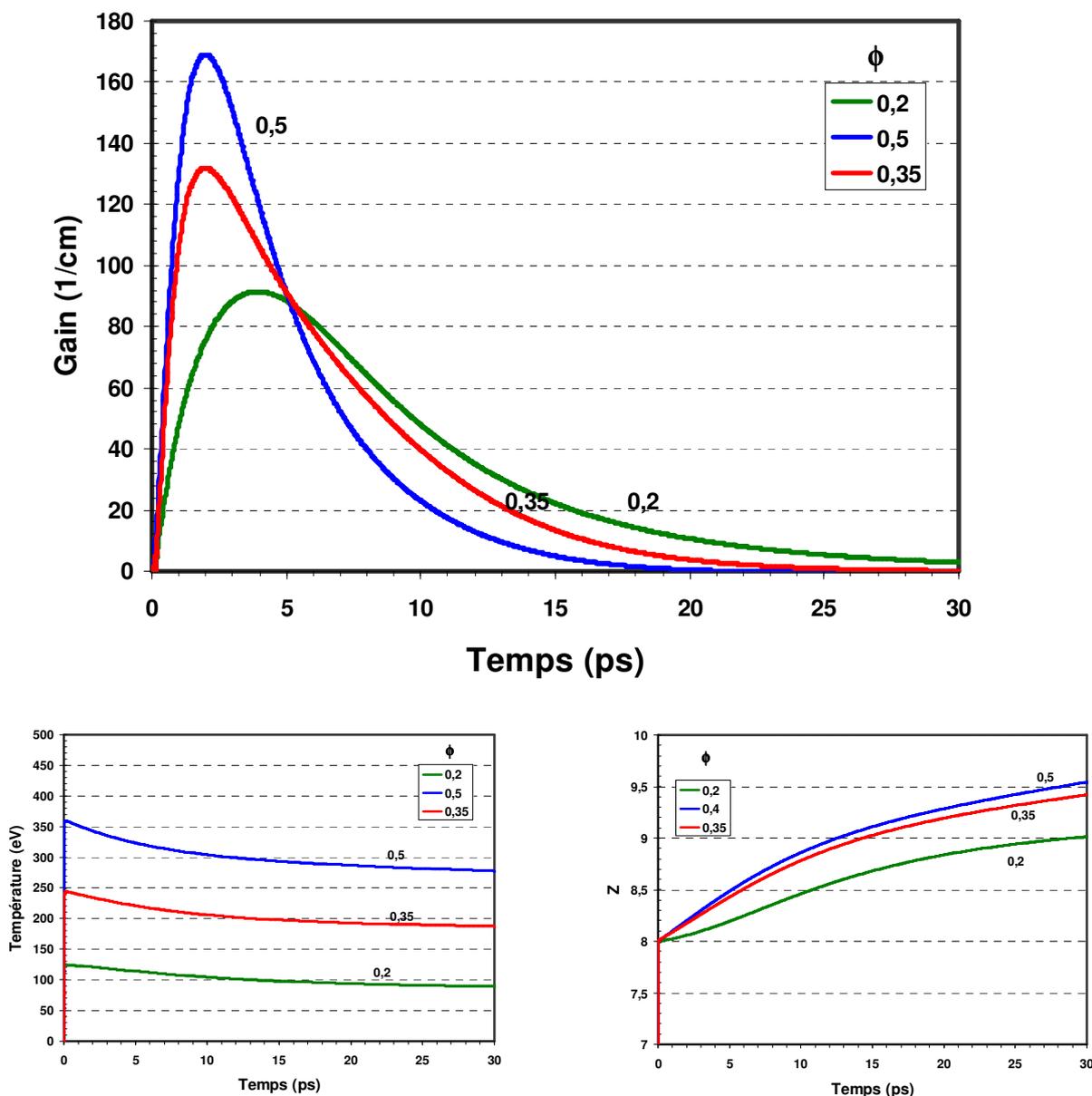


Figure 3.2.22. Evolutions du : facteur de gain, température électronique et état de charge moyen pour différents états de polarisation.

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 du 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.

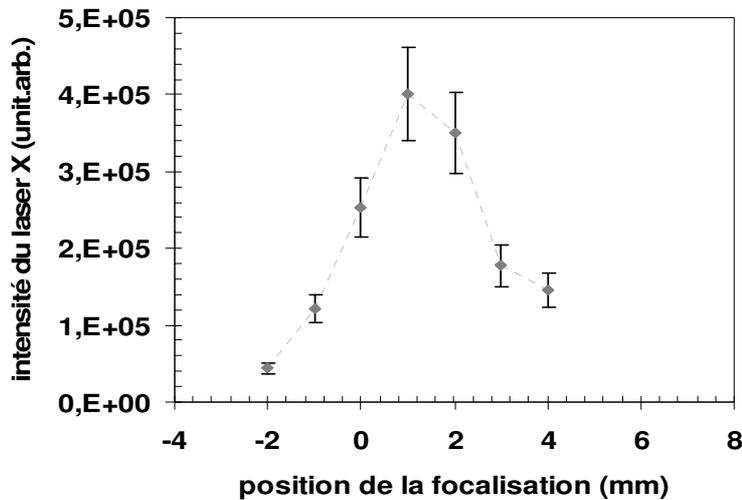


Figure 3.2.23. Signal du laser X à 41,8 nm dans une cellule de 4 mm de long à 15 Torr en fonction du point de focalisation. $z = 0$ est l'entrée, le sens positif est à l'intérieur de la cellule.

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.

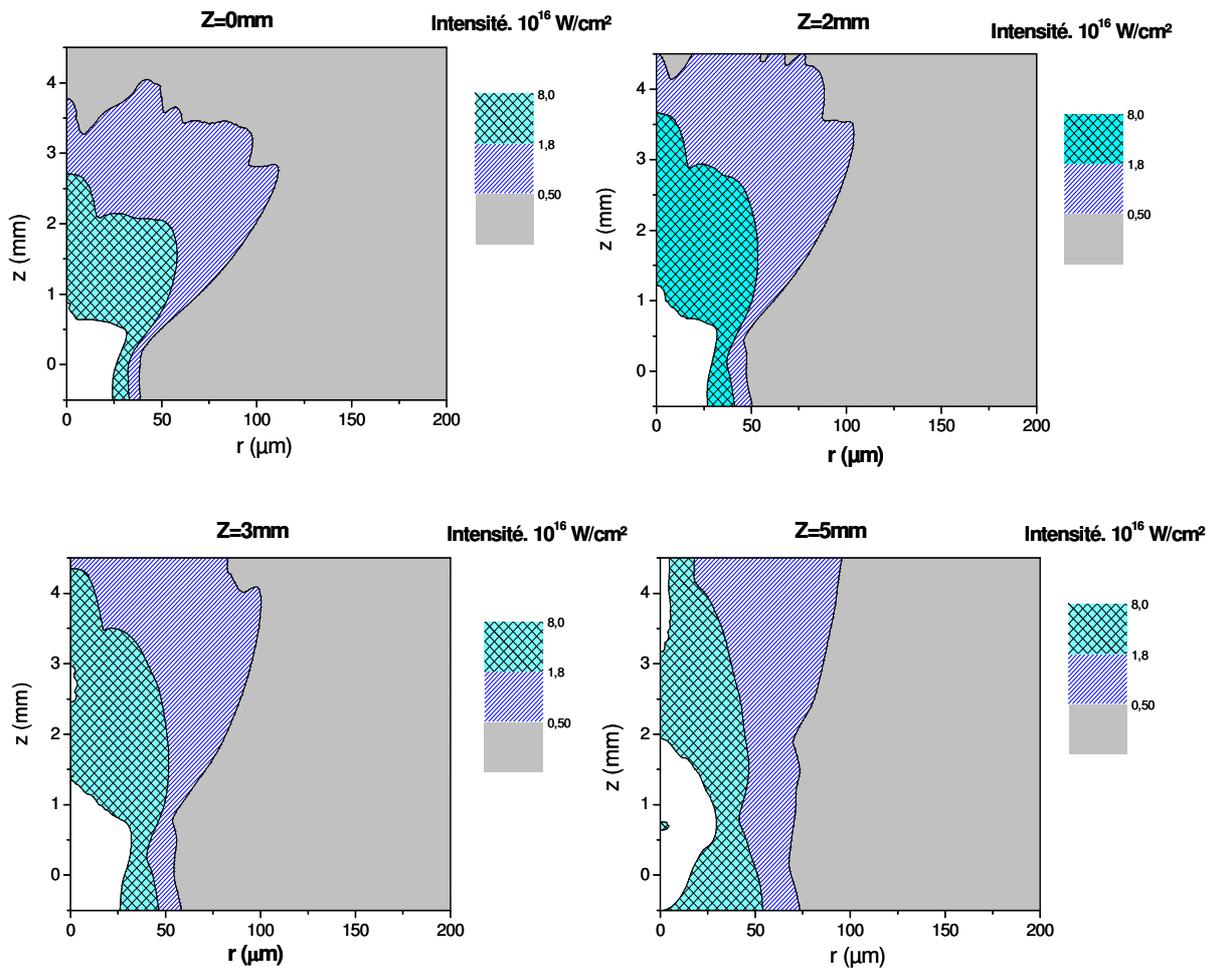


Figure 3.2.24. Calcul de propagation à 15 Torr de xénon pour différentes positions de focalisation.

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'au 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.

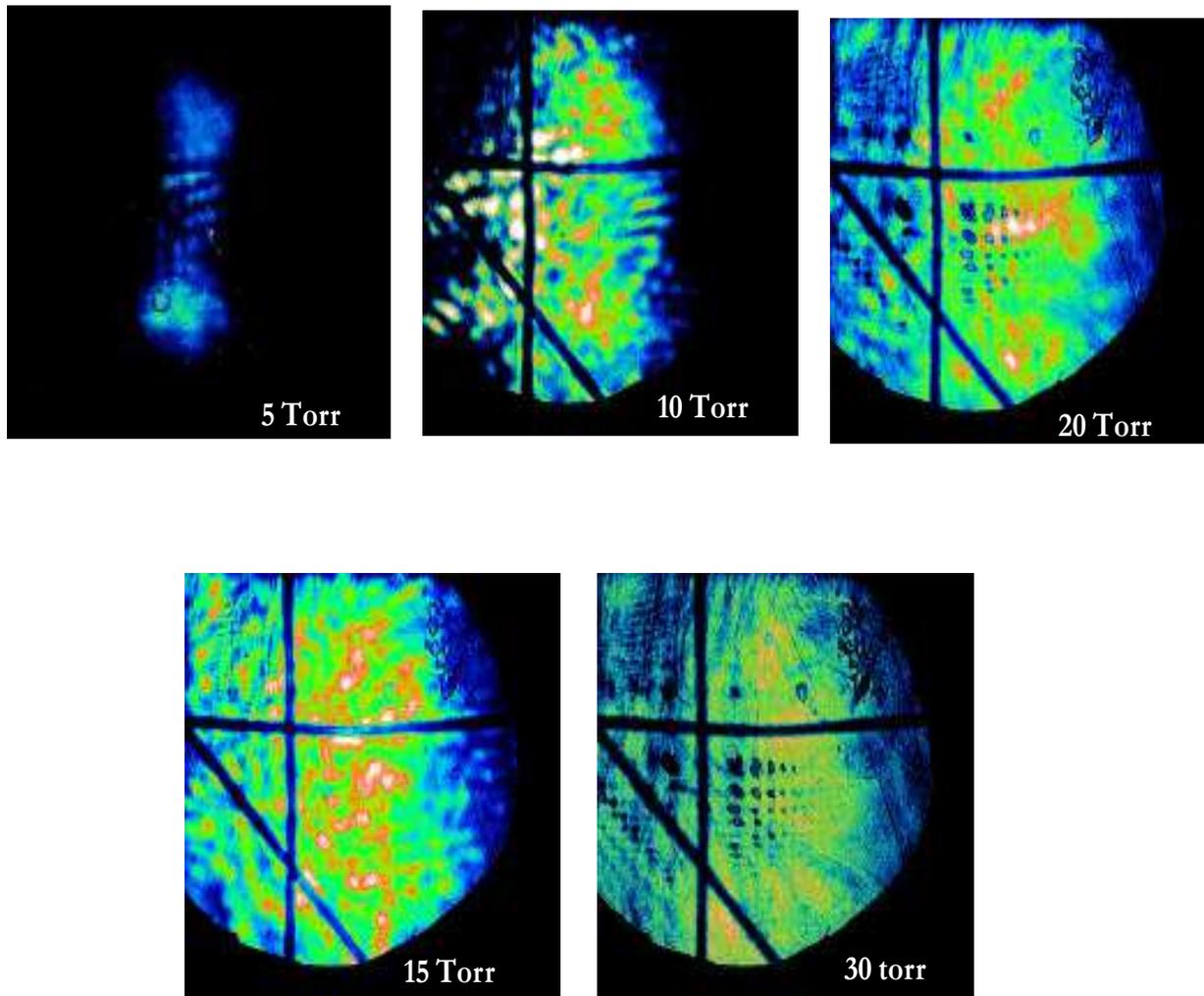


Figure 3.2.25. Images directes du faisceau du laser X à 41,8 nm dans une cellule de 4 mm de xénon pour quatre pressions (de 10 à 30 Torr).

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.

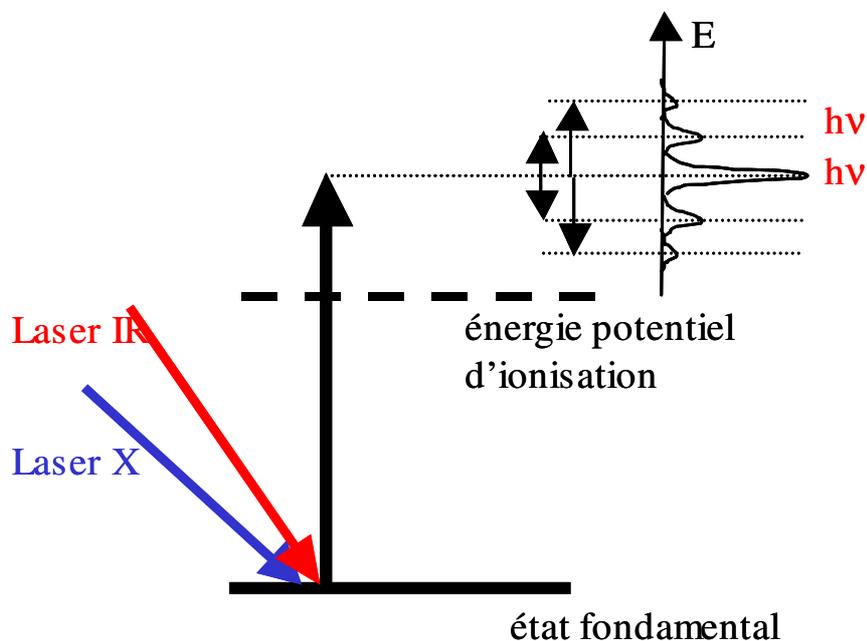


Figure 3.2.26. Principe d'ionisation à deux couleurs.

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.

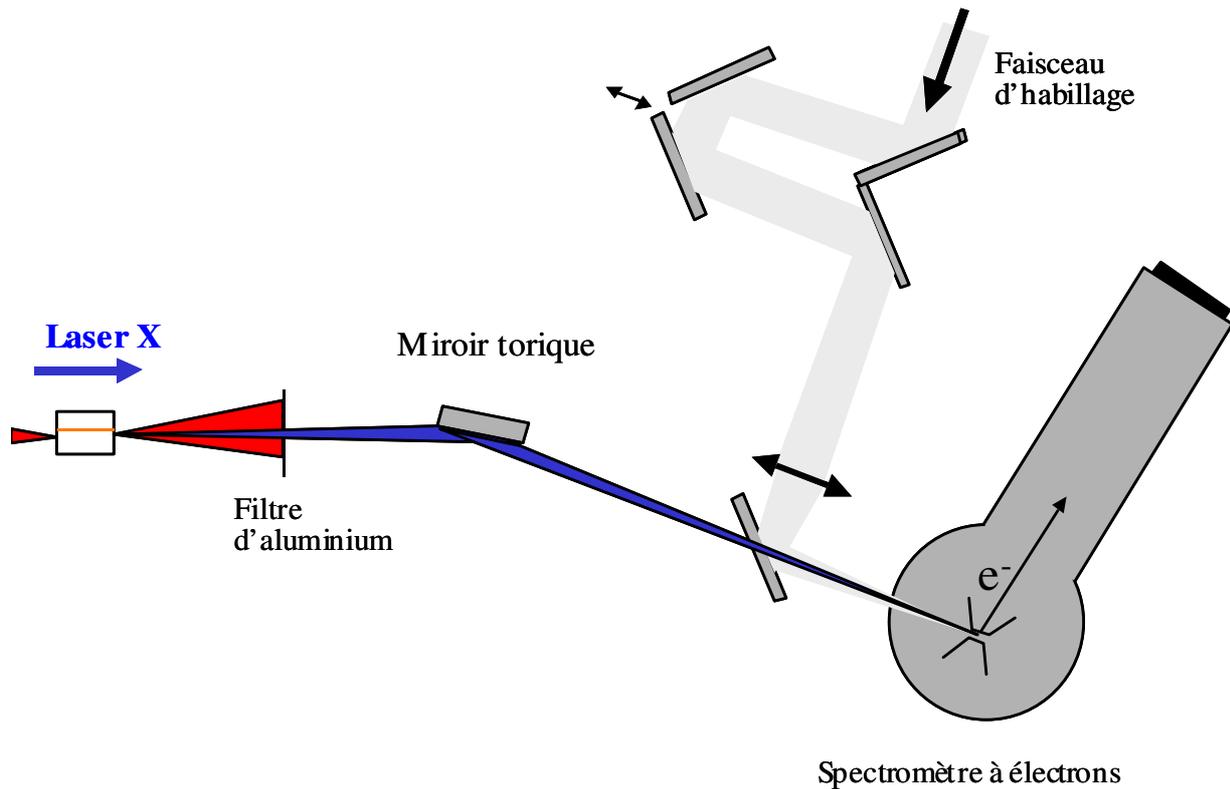


Figure 3.2.27. Schéma du dispositif expérimental de la mesure de durée d'impulsion du laser X par corrélation croisée.

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.

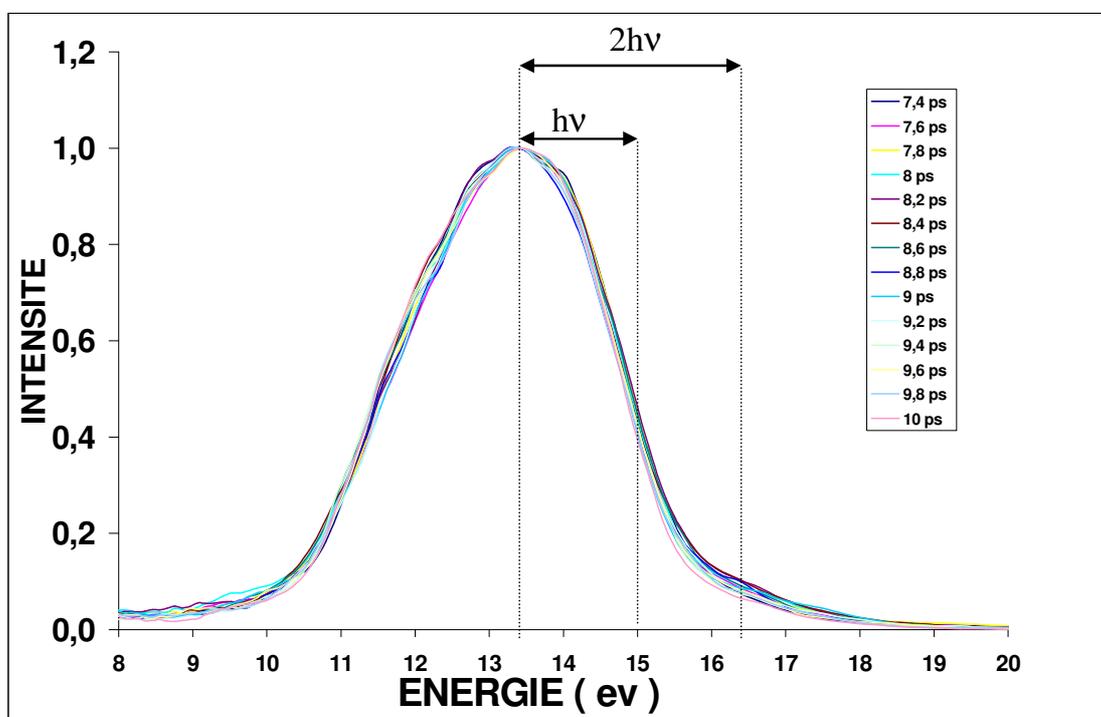


Figure 3.2.28. Spectres des photoélectrons obtenus par le spectromètre à électrons, pour différents délais entre le faisceau de pompe et le faisceau XUV.

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.

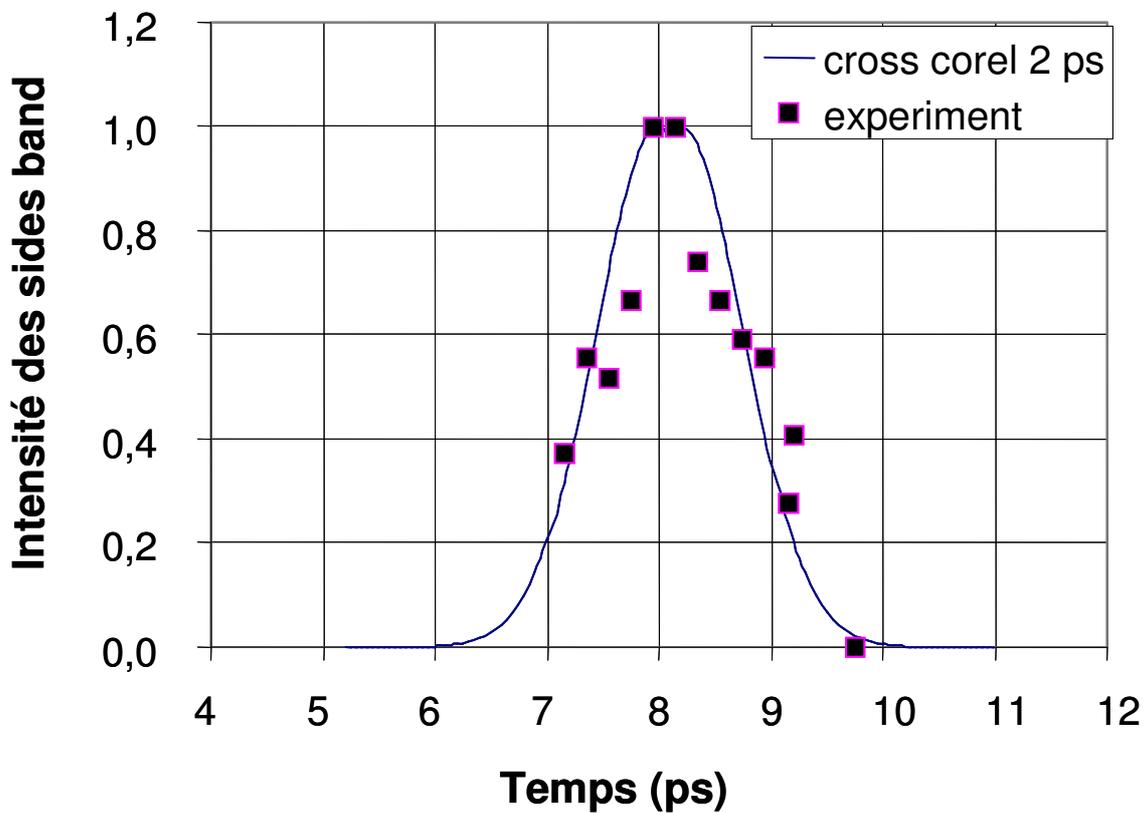
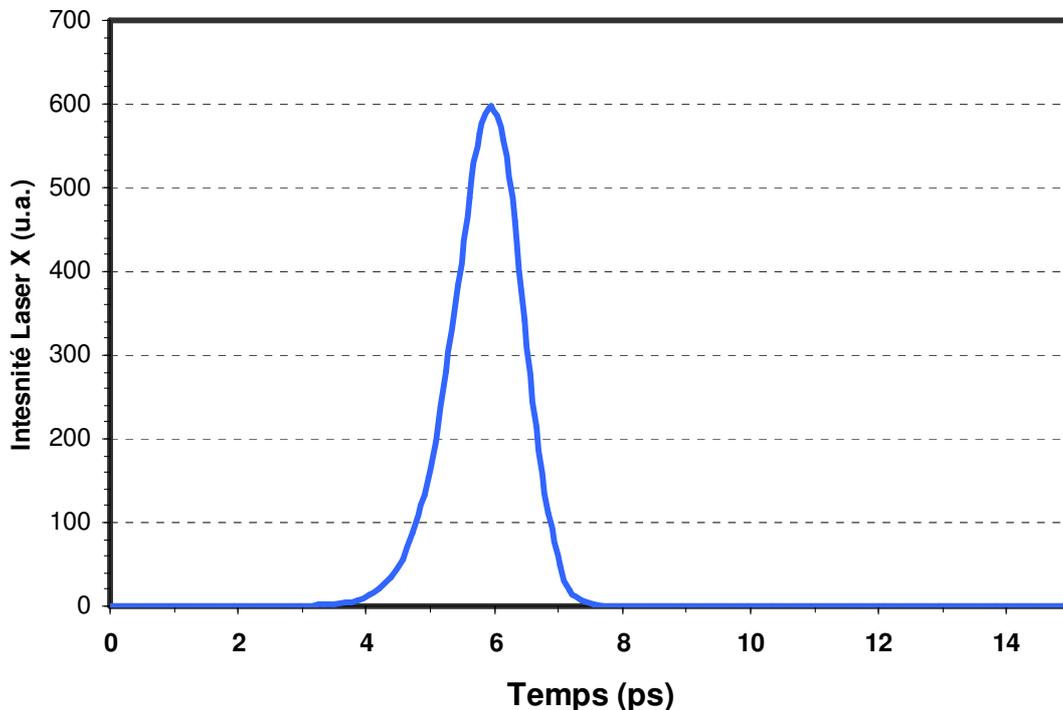


Figure 3.2.29. Signal de photoélectron intégré dans la gamme 15,5 eV-17,5 eV pour différents retards du faisceau d'habillage. L'intensité est en unité arbitraire et est proportionnelle au nombre d'électrons collectés $t=0$ correspond au centre de la raie.

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 FOCALÉ 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 $I_{\max} = 6,85 \cdot 10^{17}$ W/cm². Dans le plan focal, la répartition d'énergie correspond à la superposition de deux profils gaussiens de 29 μm et 99 μm de waïst 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.

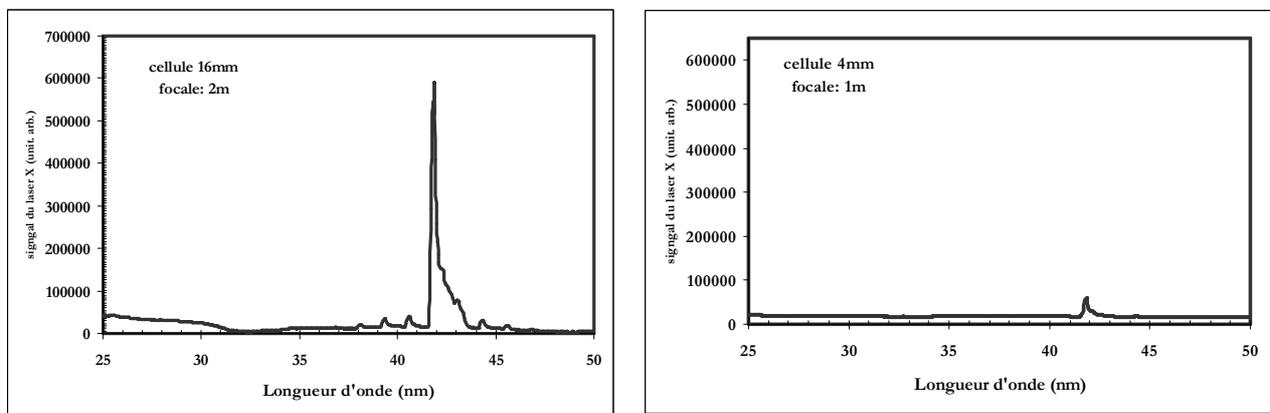


Figure 3.3.1. Spectres de la raie laser à 41,8 nm moyennés sur 10 tirs, à 15Torr, dans une cellule de 4 mm de long en utilisant une focale de 1 m et dans une cellule de 16 mm de long en utilisant une focale de 2 m (le fond a été soustrait).

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.

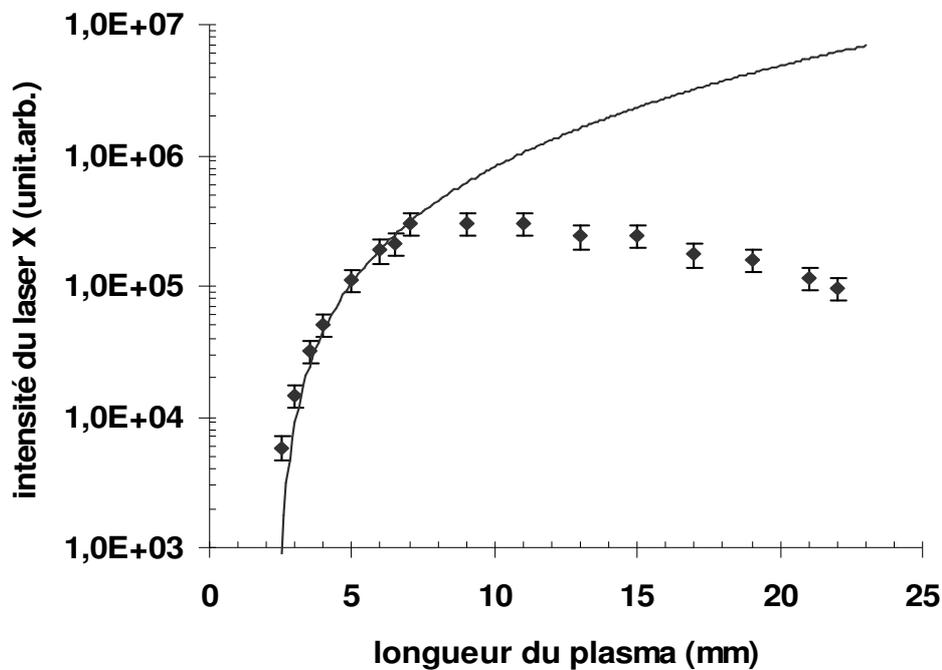


Figure 3.3.2. Signal mesuré du laser X pour différentes longueurs de plasma de Xe à 15 torr. La courbe correspond à une solution analytique de l'équation de transfert radiative tel que $G_0 = 22 \text{ cm}^{-1}$.

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.

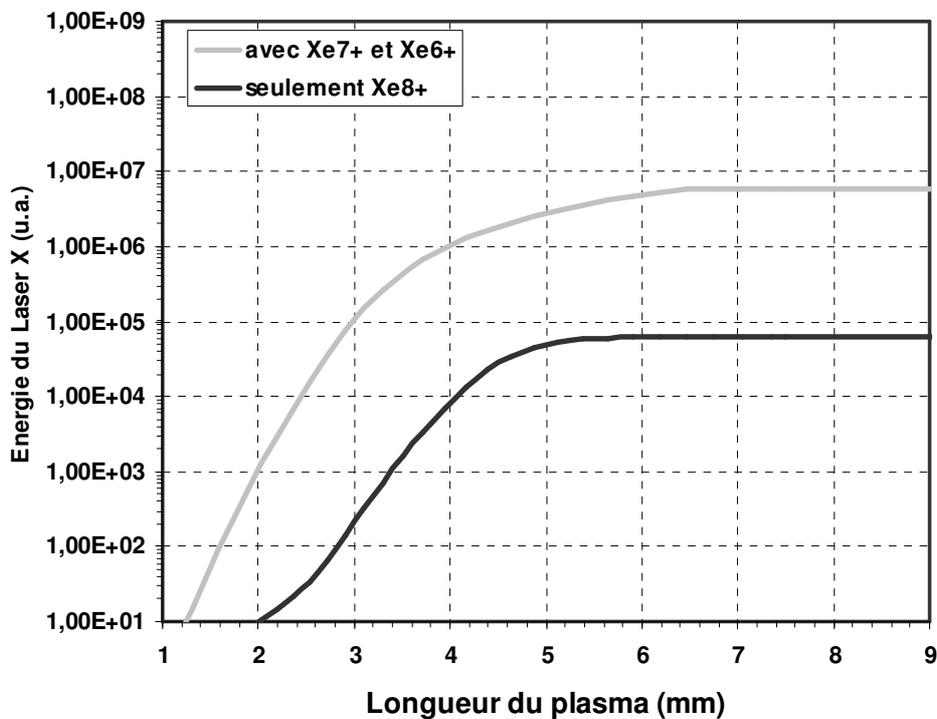


Figure 3.3.3. Énergie du laser X calculée en fonction de la longueur du plasma de xénon à 15 Torr.

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.

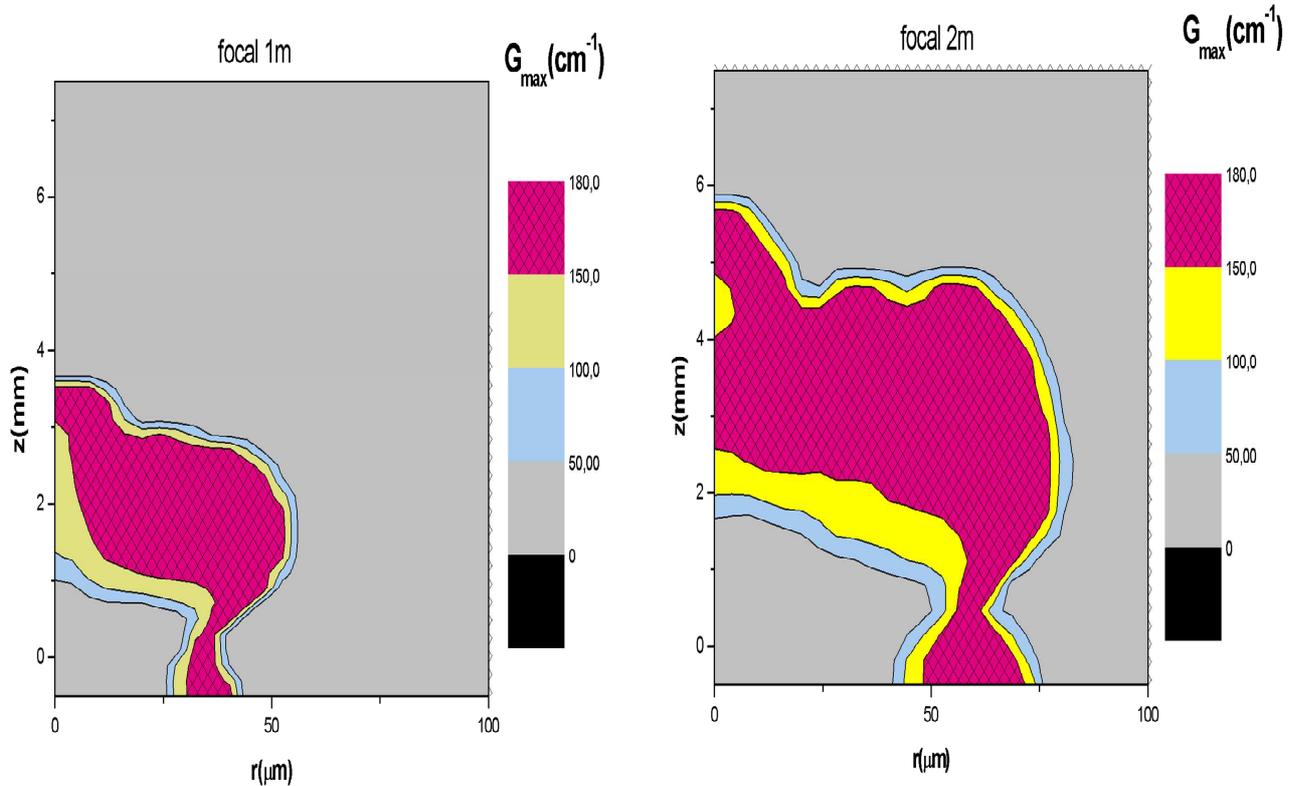


Figure 3.3.4. Carte du gain maximal local dans un plasma de xénon à 15 Torr : dans le cas de 1 m de longueur focale puis dans le cas de 2 m de focale.

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.

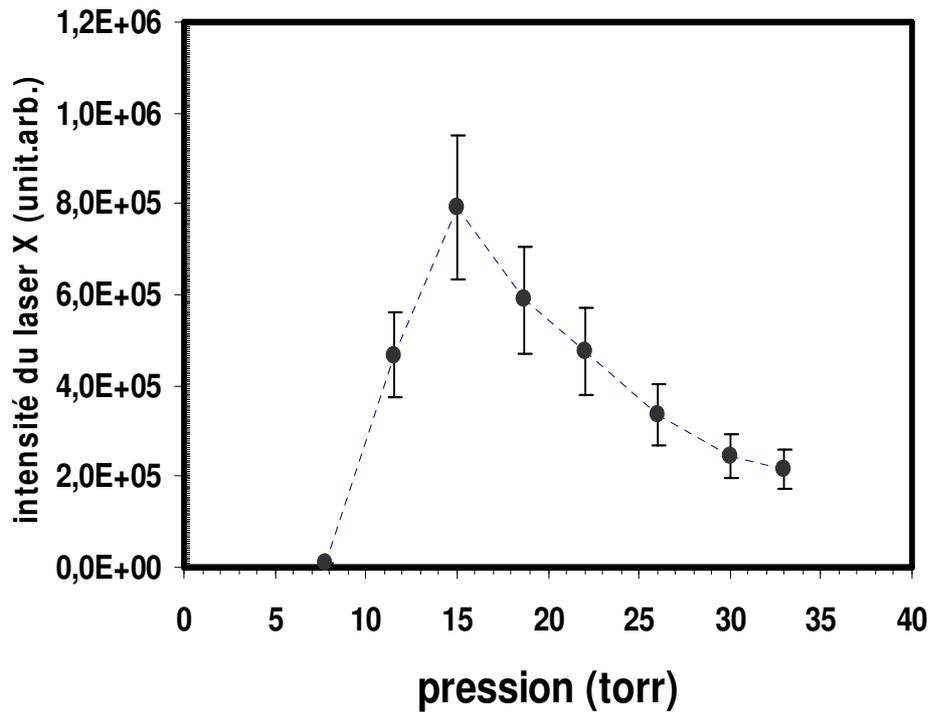


Figure 3.3.5. Signal du laser X à 41,8 nm dans une cellule de 16 mm en fonction de la pression. Les points mesurés sont reliés par un trait interrompu pour guider l'oeil.

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

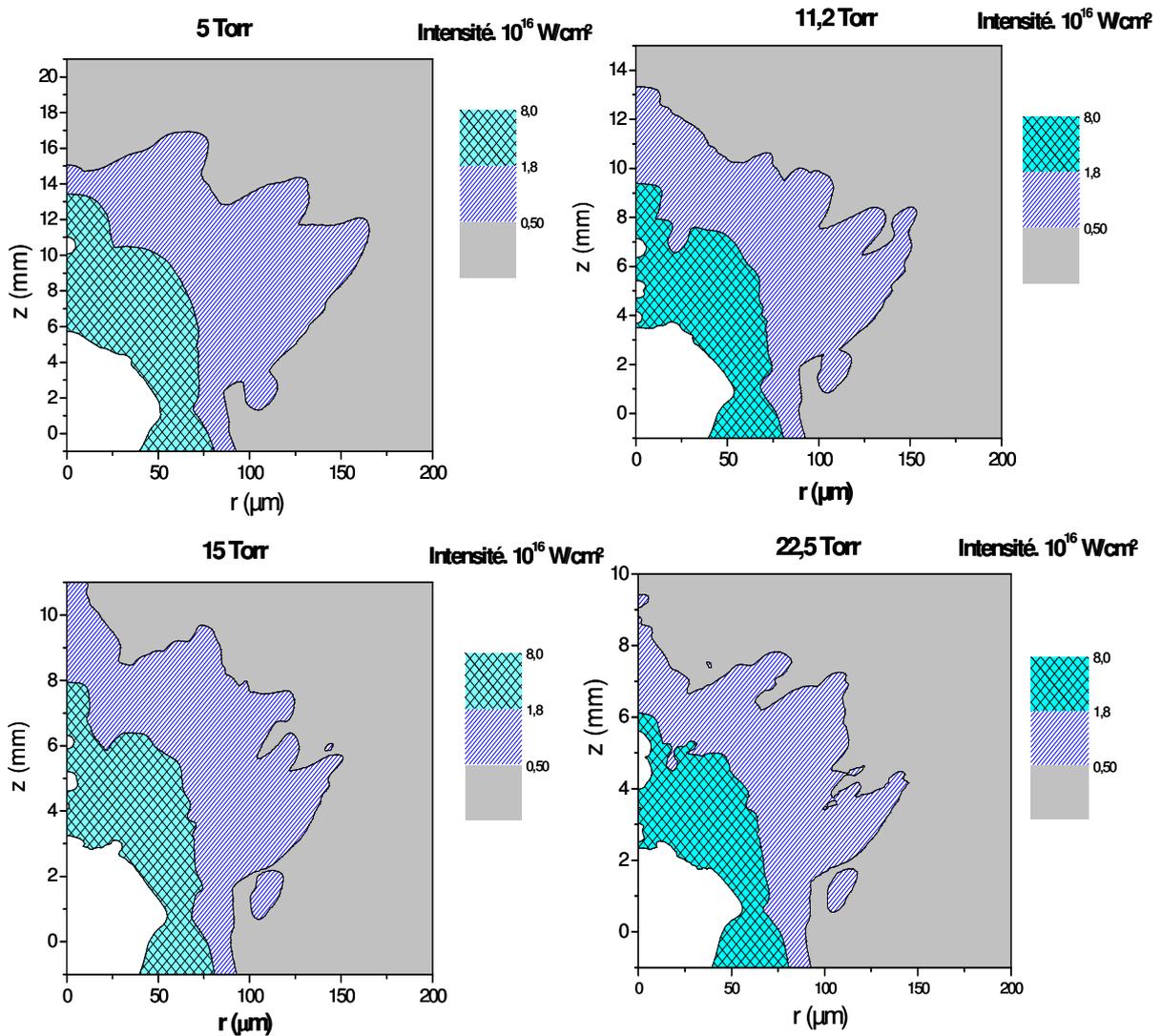


Figure 3.3.6. Calculs de la propagation pour quatre pressions : 5 ; 11,2 ; 15 et 22,5 Torr.
La zone grillée correspond à un plasma de Xe^{8+} .

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.

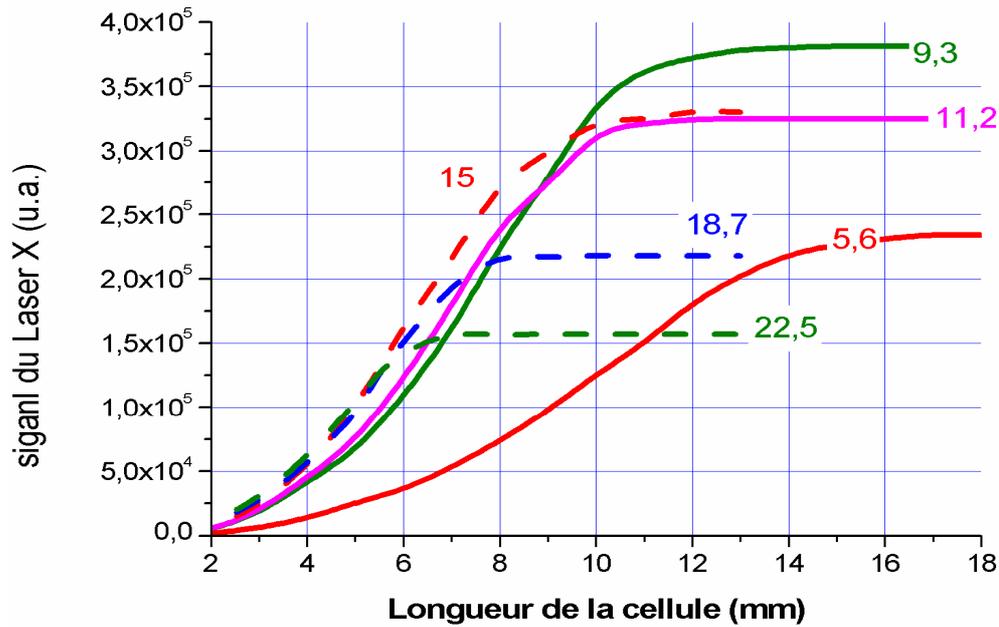


Figure 3.3.7. Calcul de l'évolution du signal du laser X à 41,8 nm dans la cellule pour différentes pressions (en Torr).

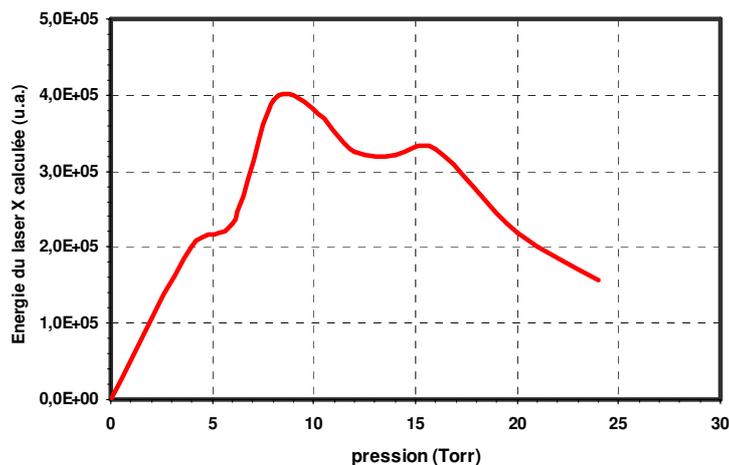


Figure 3.3.8. Energie calculée du signal à 41,8 nm en fonction de la pression dans la cellule de 16 mm.

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.

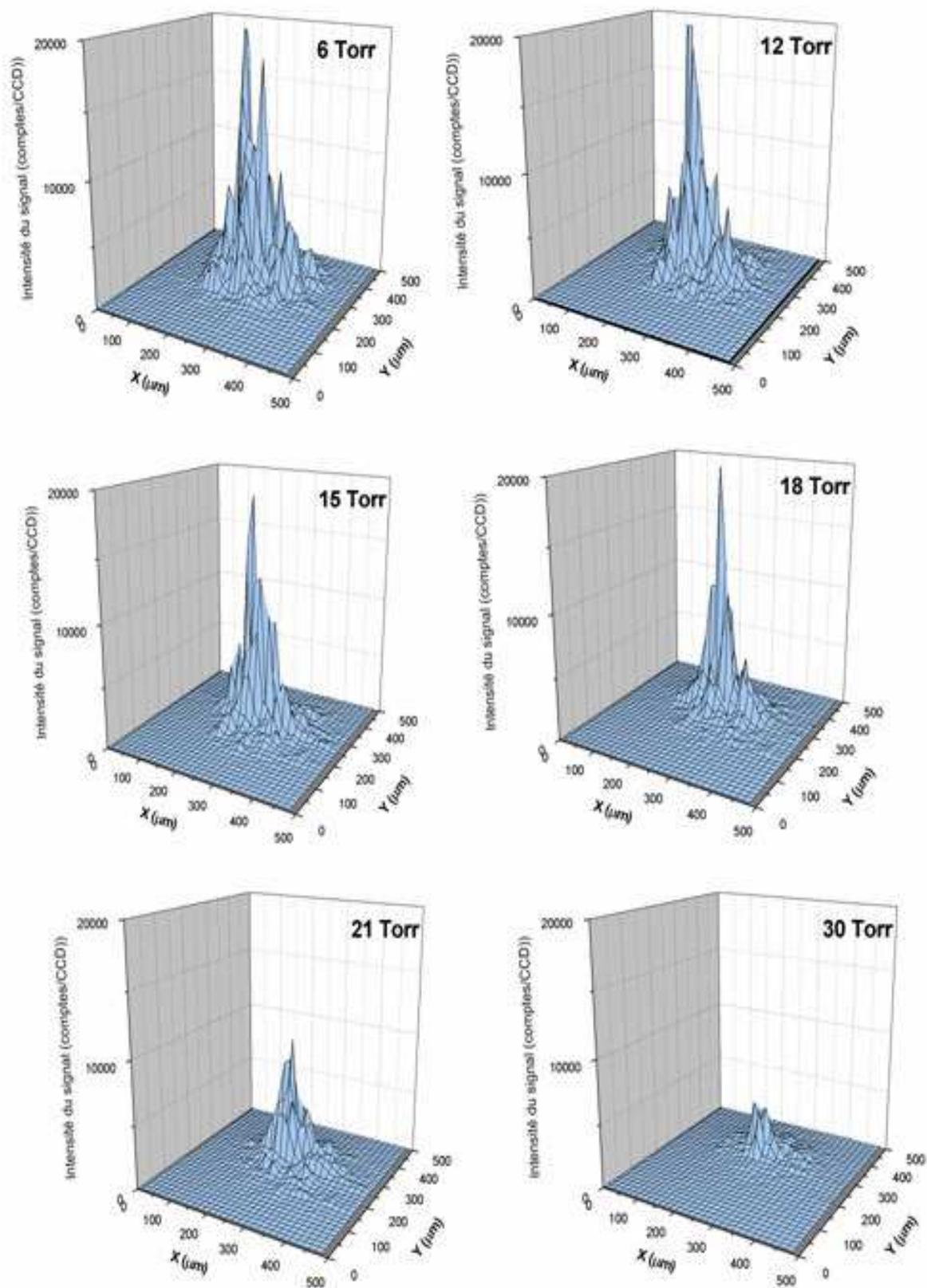


Figure 3.3.9. Images du faisceau laser infrarouge à la sortie de la cellule pour différentes pressions.

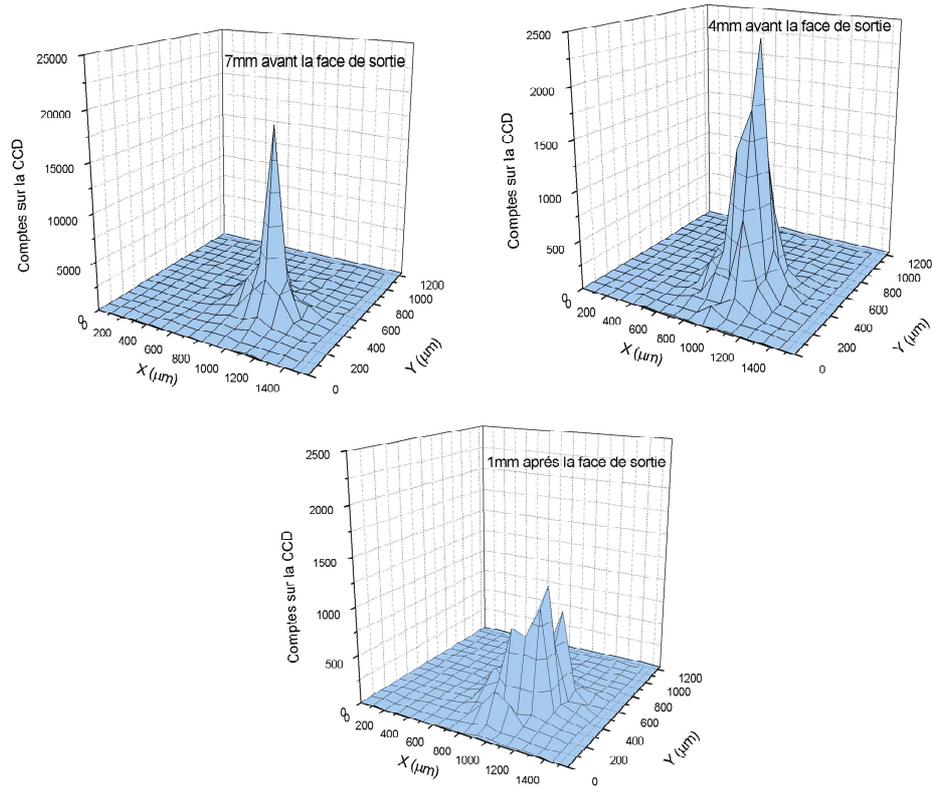


Figure 3.3.10. Images du faisceau laser infrarouge à 15 Torr, pour trois positions avant et après la sortie de la cellule.

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.

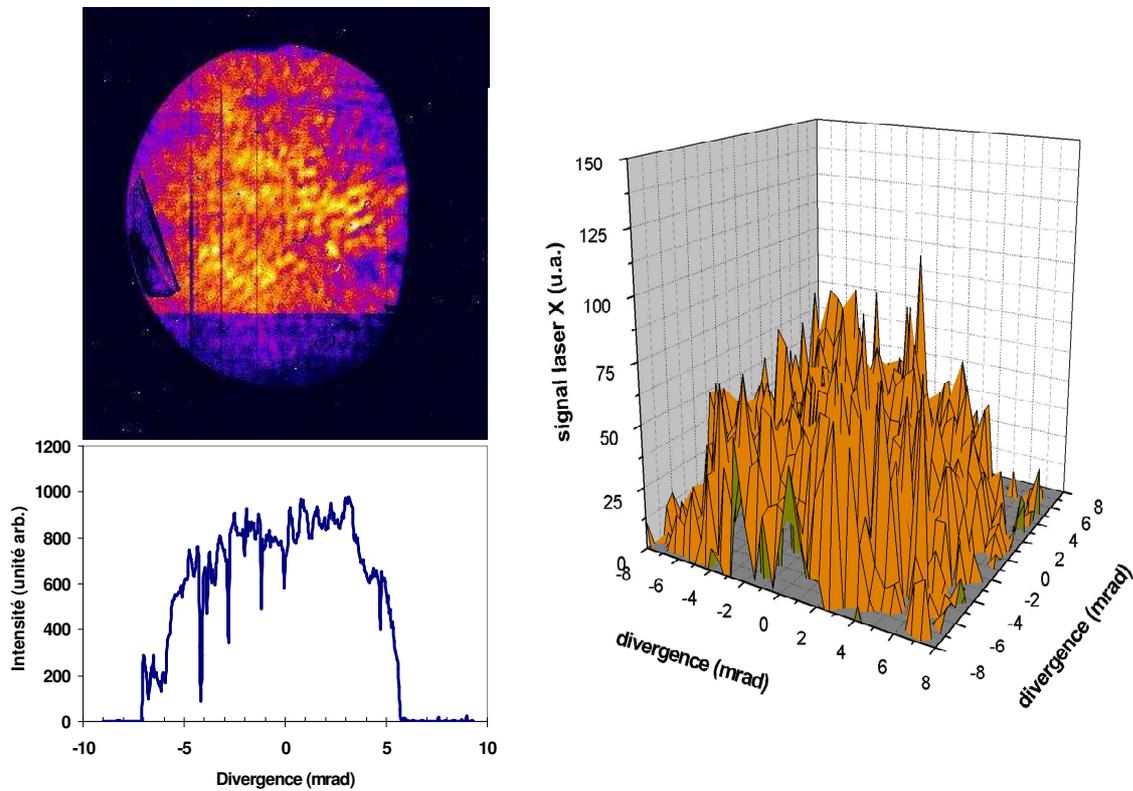


Figure 3.3.11. Image du faisceau du laser X émis par une cellule de 8 mm de long à 15 Torr de xénon. À droite, l'image est présentée en 3 D.

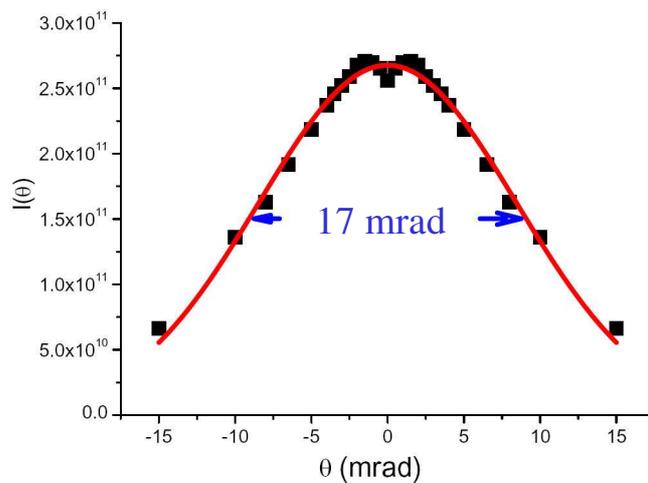


Figure 3.3.12. Calcul du profil angulaire du faisceau à 41,8 nm dans les conditions expérimentales.

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.