

---

# Caractérisation d'un amplificateur XUV OFI par amplification d'harmonique

Dans ce chapitre nous nous concentrerons essentiellement sur l'étude de l'amplificateur plasma de  $\text{Kr}^{8+}$  et de ses propriétés. Dans ce but nous utiliserons l'amplification du faisceau harmonique pour tenter de comprendre l'influence de la densité du plasma, de la longueur d'amplification, de la polarisation du laser de pompe sur le processus d'amplification et donc aussi sur les caractéristiques de la source à 32,8 nm.

Dans un premier temps nous décrirons le montage expérimental que nous avons utilisé pour nos expériences. Nous débuterons par présenter les caractéristiques du laser de pompe infra rouge utilisé avant de décrire le dispositif expérimental proprement dit pour la génération d'harmoniques d'ordre élevé et pour le milieu amplificateur. J'insisterai sur les différentes précautions prises pour réaliser les mesures avant de présenter une étude expérimentale du laser injecté à 32,8 nm en fonction de différents paramètres, tels que la densité de l'amplificateur, la polarisation du laser générant le plasma amplificateur et la longueur de ce plasma.

## 3.1 Dispositif expérimental

### 3.1.1 La chaîne laser infrarouge

Les expériences ont été réalisées dans la salle jaune du LOA qui accueille le laser le plus puissant du Laboratoire. Ce laser est une chaîne de technologie saphir dopé au titane pouvant délivrer en routine des impulsions de 35 fs de durée, d'énergie de l'ordre du Joule,

à une cadence de 10 Hz dans le domaine de l'infrarouge (IR) centrées autour de 810 nm. L'amplification de ce laser IR est obtenue par une méthode appelée « par dérive de fréquence ». Cette méthode dite CPA (Chirped Pulse Amplification) [101] consiste à étirer temporellement les impulsions dans un milieu dispersif (prisme ou réseau) puis à amplifier ces impulsions étirées sans craindre les phénomènes non linéaires dûs aux fortes intensités et enfin à les comprimer temporellement pour retrouver la durée initiale.

Nous allons maintenant décrire dans le détail le fonctionnement de cette chaîne laser [102] qui est schématiquement représentée sur la Figure 3.1. La source du système est un oscillateur Ti :Sa à blocage de mode qui émet à une cadence de 88 MHz un train d'impulsions de 2 nJ de 15 fs de durée dont le spectre est centré à 810 nm et d'une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 50 nm. Les impulsions sont étirées temporellement jusqu'à 400 ps par un étireur de type Offner. Un modulateur acousto-optique (Dazzler) permet de modifier la structure spectrale des impulsions et ainsi de compenser le rétrécissement du spectre par le gain et d'optimiser la phase spectrale pour une meilleure compression des impulsions [103]. Le laser est ensuite injecté dans trois étages amplificateurs successifs. Le premier amplificateur est un amplificateur « 8 passages » qui permet d'atteindre une énergie de 2 mJ à une cadence de 10 Hz. A la sortie d'un deuxième amplificateur « 5 passages », l'énergie atteinte est de l'ordre de 200 mJ. Le faisceau est filtré spatialement et injecté dans le dernier amplificateur. Celui-ci est pompé par 6 lasers de pompe de 1,2 J chacun. A chaque changement d'amplificateur le faisceau est « agrandi ». Il est refroidi par un cryostat qui permet de maintenir sa température à  $-150^{\circ}$  afin de minimiser les effets de lentille thermique qui sont toujours délicats à compenser [104].

Le faisceau est finalement séparé en deux à l'aide d'une séparatrice (90-10 %). Les 10 % du faisceau, que nous appellerons faisceau secondaire ou faisceau « sonde », serviront pour la génération d'harmoniques d'ordre élevé et les 90 % du faisceau serviront à la création du plasma amplificateur et est appelé faisceau principal ou faisceau « pompe ».

Les deux faisceaux sont finalement comprimés à l'aide de compresseurs indépendants placés sous vide pour éviter des effets non linéaires qui peuvent se produire dans l'air. Après compression, la durée des impulsions est de l'ordre de 35 fs. L'énergie du faisceau principal est de l'ordre de 1,3 J alors que celle du faisceau secondaire est de l'ordre de 100 mJ. Les dimensions sont de 60 mm et 35 mm de diamètre pour respectivement le faisceau pompe et le faisceau sonde.

Pour corriger le front d'onde du faisceau principal et ainsi assurer une focalisation optimale, un miroir déformable a été implémenté en sortie de compresseur.

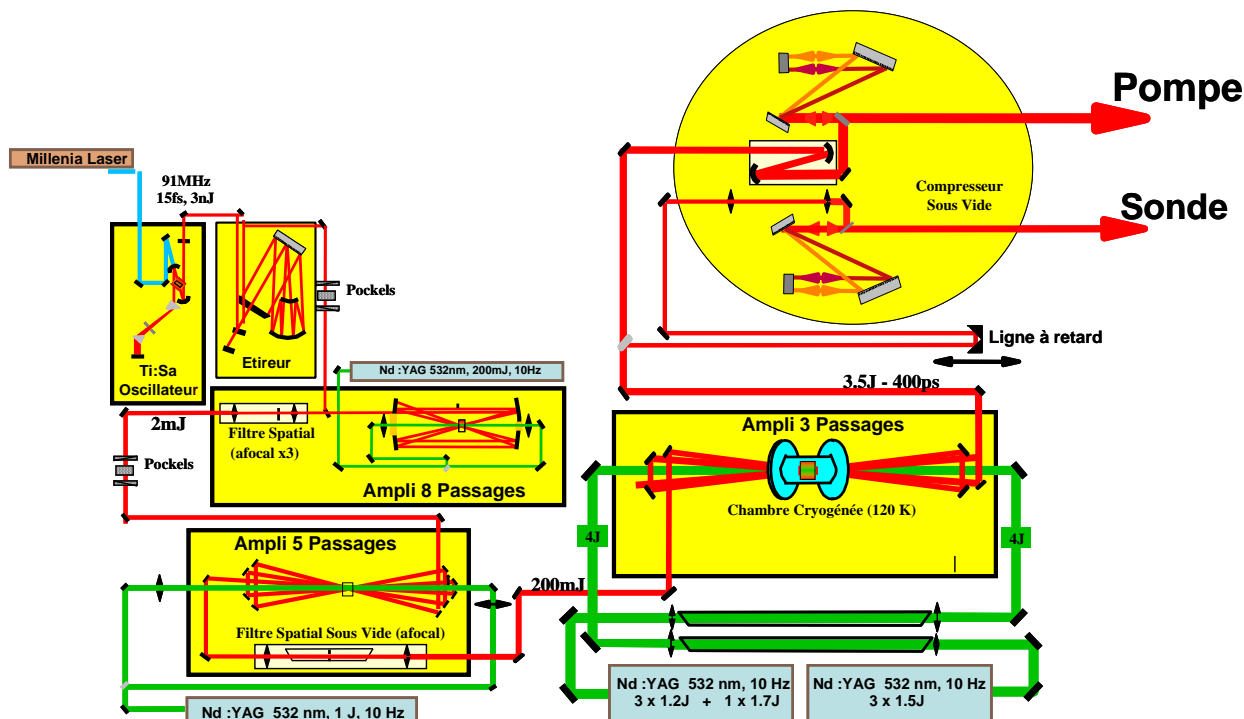


Figure 3.1 : Schéma de la chaîne laser de la salle jaune du LOA.

### 3.1.2 Chaîne laser XUV

#### 3.1.2.1 Description du dispositif expérimental

Le dispositif de génération du laser XUV injecté utilisé au LOA est présenté dans la Figure 3.2. Il se compose de deux parties distinctes permettant respectivement de produire le faisceau harmonique (l'injecteur) et de l'amplifier dans un plasma (l'amplificateur).

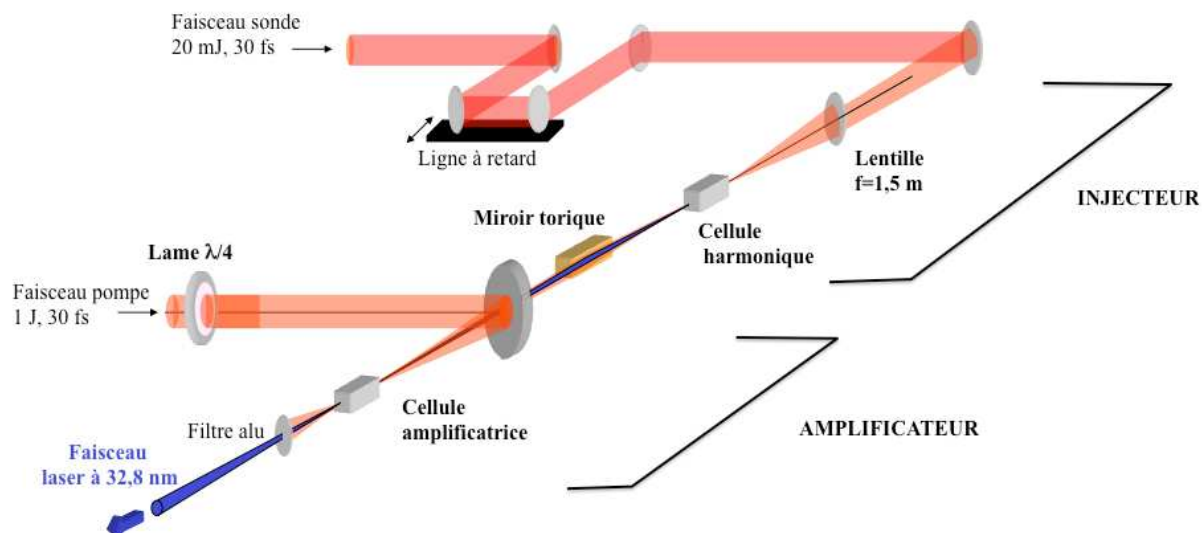


Figure 3.2 : Schéma de principe de la chaîne du laser XUV injecté. Sur la partie injecteur, nous utilisons une ligne à retard pour synchroniser les faisceaux ; le miroir torique image le faisceau harmonique à l'entrée du plasma amplificateur. Sur la partie amplificatrice, une lame quart d'onde change la polarisation linéaire du laser infrarouge en une polarisation circulaire. La focalisation dans la cellule de gaz est faite par un miroir sphérique. Derrière la cellule, un filtre en aluminium coupe le laser infrarouge mais laisse passer le rayonnement XUV.

La source harmonique d'injection est générée avec le faisceau « sonde ». Après avoir été comprimé, ce dernier repasse à l'air à travers un hublot. Le faisceau passe par une ligne à retard motorisée qui permet de synchroniser l'arrivée du faisceau d'injection dans l'amplificateur XUV avec le « moment du meilleur gain ». Le faisceau est focalisé par une lentille de 1,5 mètre de focale. L'optimisation du signal harmonique se fait au moyen d'un diaphragme à iris permettant d'ajuster l'énergie et de modifier la géométrie du foyer. Le foyer du laser se situe quelques millimètres avant la cellule de gaz placée dans une enceinte à vide. La tache focale varie de 100 à 200  $\mu\text{m}$  de diamètre selon le diamètre de l'iris. La cellule de gaz est alimentée en continu et la pression du gaz est régulée électroniquement.

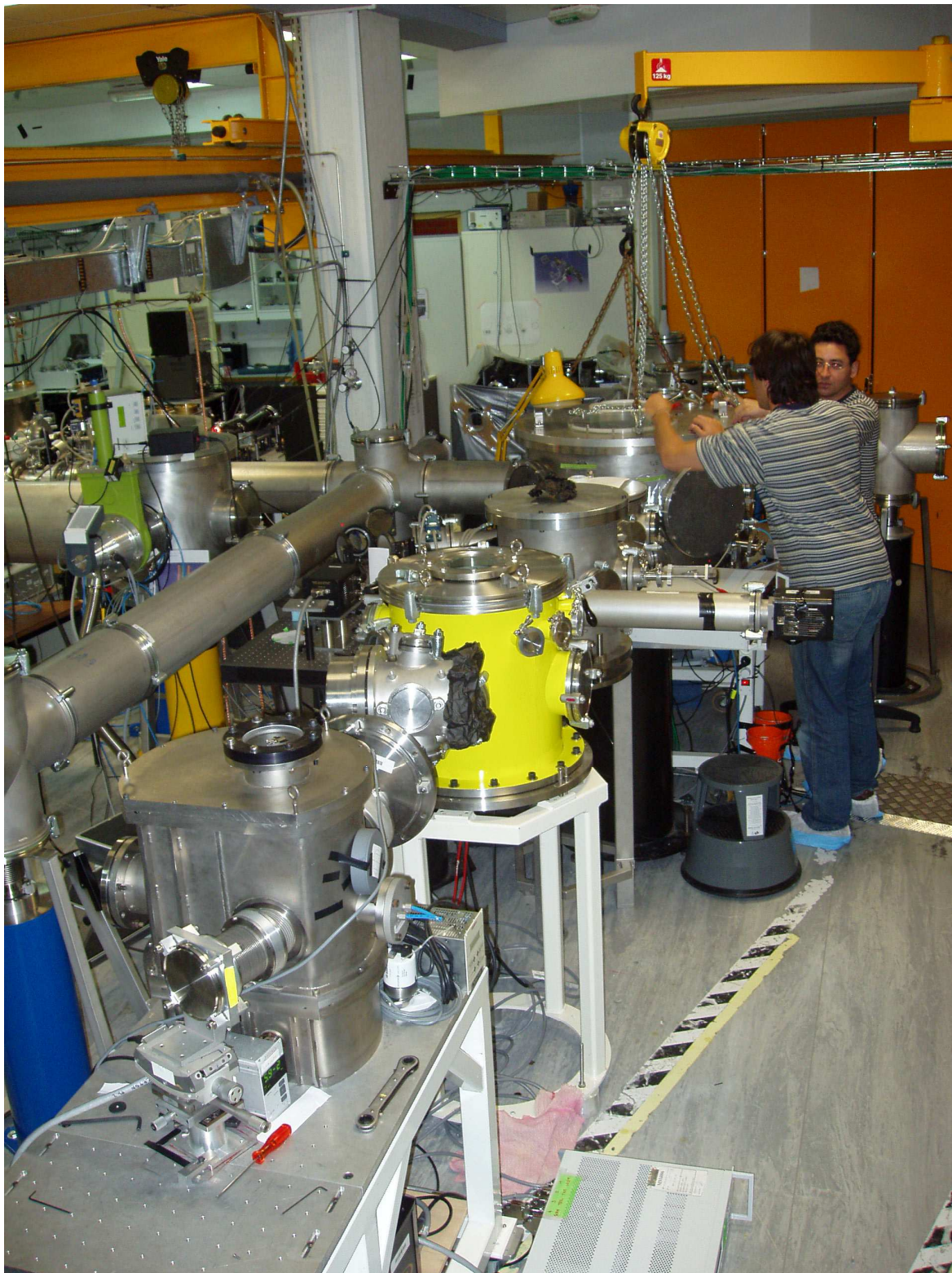


Figure 3.3 : Photographie de la chaîne laser XUV injecté.

Pour focaliser le faisceau harmonique dans la cellule de gaz de l'amplificateur nous utilisons un miroir torique recouvert de platine comme le montre la Figure 3.2. Toutes les longueurs d'onde harmoniques émises par la cellule de gaz sont ainsi collectées et focalisées à l'entrée du plasma amplificateur. Ce miroir est utilisé en incidence rasante, avec un angle d'incidence de 84 degrés, pour laquelle il présente une réflectivité autour de 80 % à 32 nm. Il est conçu pour fonctionner en géométrie 1–1,5 m, c'est à dire qu'il est disposé à 1 m de la source harmonique et qu'il forme une image de la source harmonique à une distance de 1,5 m. Le grandissement est donc dans ce cas  $G = 1,5$ . Cette géométrie assure un recouvrement maximal de la zone de gain dont les dimensions transverses sont inférieures à 100  $\mu\text{m}$ .

*Le plasma amplificateur* est, quant à lui, créé en focalisant le faisceau pompe dans une cellule remplie de Krypton dont la longueur peut varier entre 0 et 20 mm. La Figure 3.4 est une photographie prise du dessus de l'enceinte où est créé le plasma amplificateur. Une représentation du faisceau infra rouge nous permet de mieux apprécier le chemin optique qu'il parcourt dans l'enceinte. Le faisceau est conduit vers l'optique de focalisation (un miroir sphérique de 1 m de focale) à l'aide d'une série de miroirs plans. Le dernier miroir est percé en son centre afin de laisser passer le laser focalisé. Afin d'adapter la polarisation du laser aux meilleures conditions de pompage, une lame quart d'onde dont les axes peuvent être modifiés sous vide a été disposée sur le trajet du faisceau. Ce miroir de focalisation est percé au centre pour le passage du faisceau harmonique. Le réglage de ce miroir motorisé permet d'optimiser la position du foyer du laser à l'entrée de la cellule de krypton.



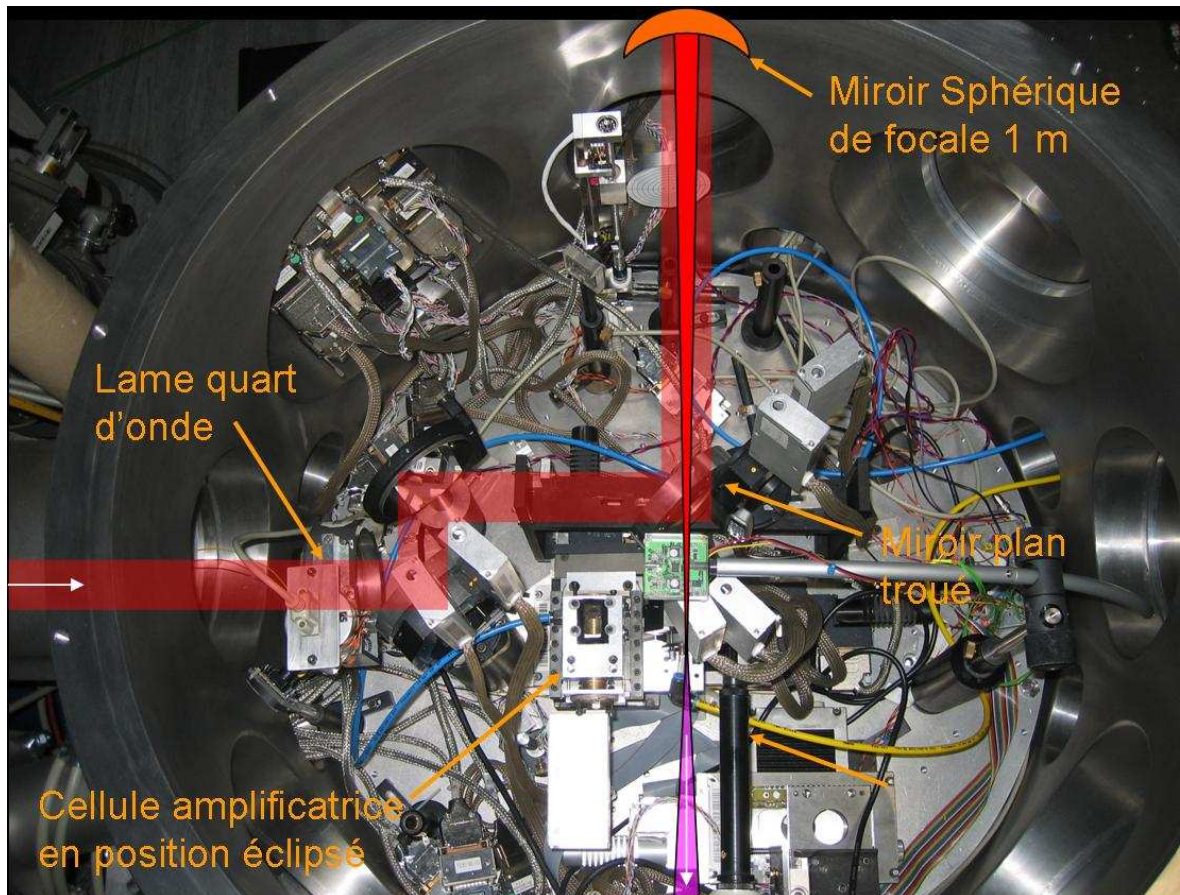


Figure 3.4 : Photographie de l'enceinte où est créé l'amplificateur OFI.

La tache focale a un diamètre de l'ordre de  $38 \mu\text{m}$  ( $\lambda / e^2$ ), ce qui est proche de la limite de diffraction que nous estimons à  $33 \mu\text{m}$  avec une longueur de Rayleigh de  $1,4 \text{ mm}$ . Un exemple de tache focale après correction du miroir déformable est présenté sur la Figure 3.5. Nous remarquons la présence d'un anneau autour de la tache centrale caractéristique d'une structure de diffraction. Nous avons estimé qu'un tiers de l'énergie totale se trouve dans l'anneau et dans le pied de l'impulsion. Compte tenu des pertes d'énergie après les nombreuses réflexions sur les optiques et compte tenu de la fraction importante d'énergie en dehors de la tache centrale, nous pouvons estimer que l'intensité maximale au foyer est de l'ordre de  $8 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ .

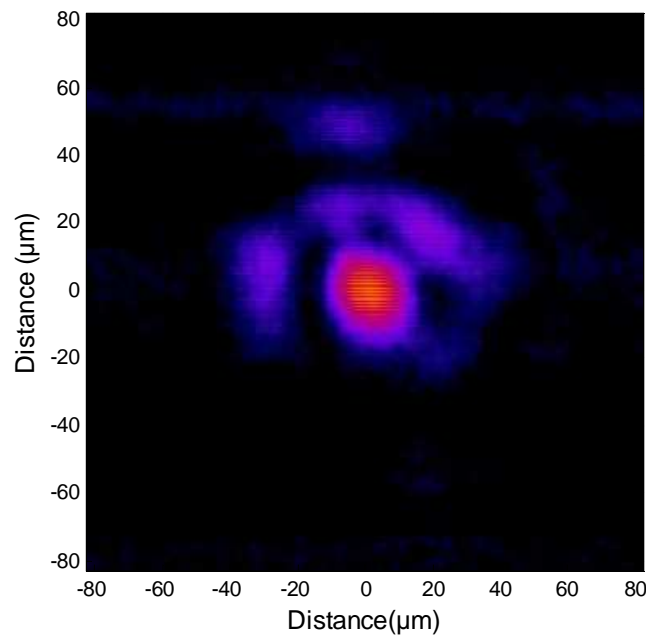


Figure 3.5 : Image de la tache focale du faisceau infrarouge réalisé avec une caméra équipée d'un objectif de microscope x10.

La cellule de gaz dans laquelle est produit le plasma amplificateur est fixée sur un système de platines de translation motorisées qui permet d'en contrôler la 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. Elle est continuellement alimentée en krypton pour qu'il y règne une pression constante et homogène. Toutefois, le gaz s'échappe inexorablement vers le vide de l'enceinte par les trous de la cellule ce qui peut induire une extension du plasma hors de la cellule.

### **3.1.2.2 Ajustement du couplage injecteur-amplificateur**

Afin d'assurer l'amplification du faisceau harmonique à 32,8 nm il est nécessaire que les couplages spatial, temporel et spectral soient parfaitement et simultanément ajustés.

La première étape, et souvent la plus contraignante, est le **couplage spectral** à 32,8 nm. Celle-ci consiste à accorder la longueur d'onde d'une harmonique (ici l'harmonique 25) à celle de la longueur d'onde de transition 4d-4p à 32,8 nm. Ce réglage est réalisé en



ajustant la phase spectrale du laser générateur. En effet, sachant que les harmoniques sont essentiellement générées sur le front montant de l'impulsion laser, le contrôle de la dérive de fréquence permet de faire varier finement les longueurs d'onde harmoniques émises. Ainsi, en modifiant le tirage du compresseur du laser de pompe des harmoniques (distance entre les réseaux), le changement de la dérive de fréquence modifie la fréquence instantanée au moment de l'émission sur le front avant de l'impulsion ce qui décale le spectre harmonique.

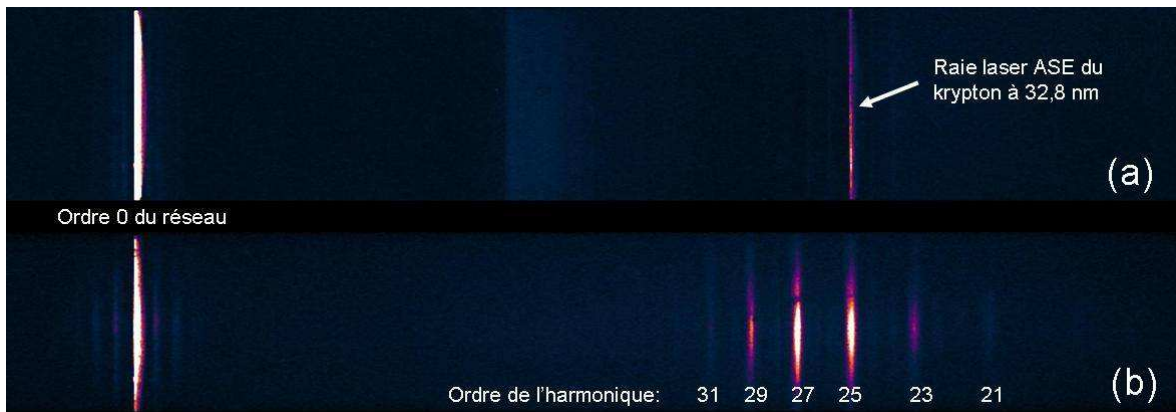


Figure 3.6 : Exemples de spectres obtenus pour le faisceau harmonique (b) et l'émission ASE (a) avec le spectromètre à réseau.

L'accordabilité des harmoniques en fonction de la distance entre les réseaux de compression du laser de pompe est illustrée sur la Figure 3.7. Toutefois dans le cas montré ici, nous voyons très bien que la longueur d'onde harmonique n'atteint jamais parfaitement la longueur d'onde souhaitée à 32,8 nm.

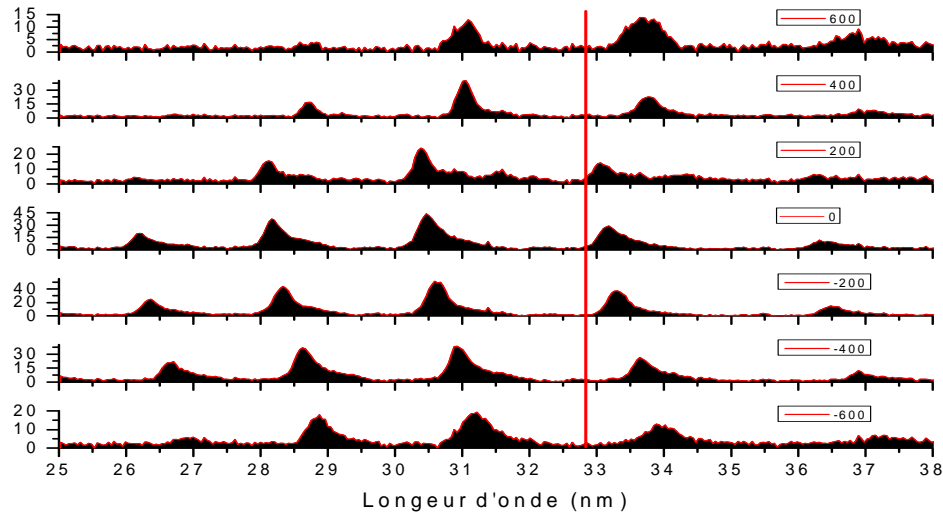


Figure 3.7 : Spectres du faisceau harmonique obtenus en fonction de la distance entre les réseaux du compresseur. La ligne montre la position de la raie d'émission du laser ASE.

L'amplificateur à krypton nickeloïde est pompé longitudinalement pour que la zone de gain soit alignée sur l'axe du laser de pompe. Le faisceau harmonique étant colinéaire au faisceau pompe du plasma, le **couplage spatial** est réalisé en superposant les faisceaux infrarouges « pompe » et « sonde » au niveau de la cellule de krypton. Dans ce but nous avons utilisé une caméra munie d'un objectif de microscope (x10) pour superposer avec précision les deux faisceaux au niveau de la cellule de l'amplificateur. Cependant la superposition spatiale ne sera pas parfaite du fait que la dimension de la tache focale du faisceau de pompe des harmoniques (entre 225 et 400  $\mu\text{m}$  de diamètre) est plus grande que celle du faisceau de pompe de l'amplificateur (40  $\mu\text{m}$  de diamètre).

Un dernier paramètre à ajuster est la **synchronisation des deux impulsions**. La superposition temporelle se fait à l'aide de la même imagerie utilisée pour la superposition spatiale. Tout d'abord nous ajustons l'énergie des deux faisceaux IR préalablement superposés pour qu'ils aient des intensités comparables puis nous ajustons la position de la ligne à retard du faisceau sonde. Le moteur utilisé possède une précision de un micron qui nous permet d'avoir une précision d'ajustement temporel de 6,5 fs. Quand les deux faisceaux sont synchronisés, nous observons l'apparition d'une figure d'interférence comme le montre la Figure 3.8. En mode injecté, cette position indique l'origine de la

création du plasma amplificateur par le faisceau principal. La précision (sub 10 fs) avec laquelle nous déterminons la position « zéro » est suffisante car la durée du gain de la transition 4d-4p à 32,8 nm est de l'ordre de 10 ps à mi-hauteur avec un gain maximum atteint 3 ps après la création du plasma (cf chapitre2).

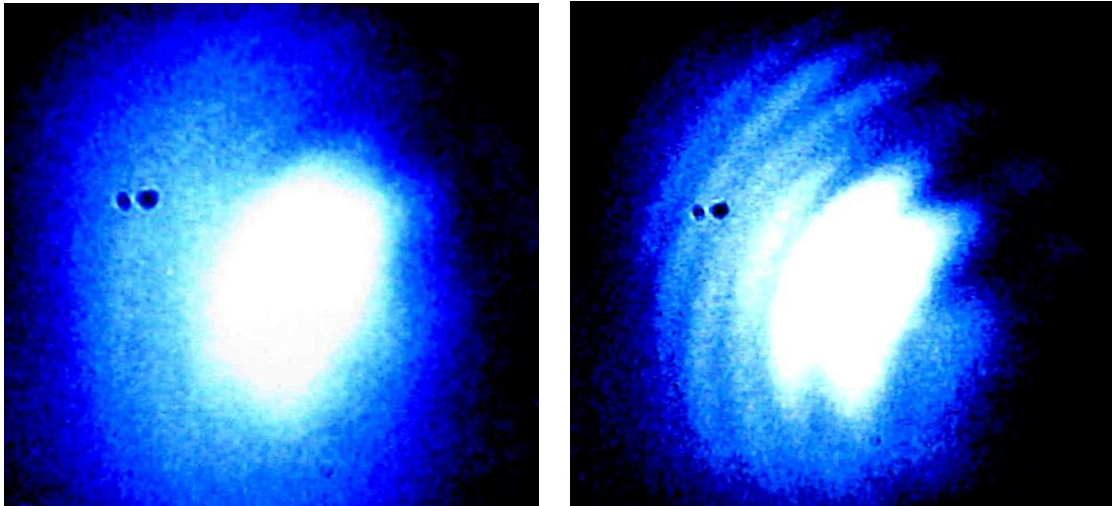


Figure 3.8 : Superposition spatiale des faisceaux infrarouge du « sonde » et du « pompe » quand ils sont non synchronisés (à gauche) et synchronisés (à droite).

### **3.1.2.3 Le spectrographe d'analyse**

Le diagnostic principal est un spectromètre à réseau par transmission disposé dans l'axe de l'émission laser à 32,8 nm. Il a été utilisé pour accorder spectralement l'harmonique que nous souhaitons amplifier pour la mettre à la même longueur d'onde que la transition laser de l'amplificateur. Il permet également de se rendre compte et de mesurer l'amplification de l'harmonique 25 à 32 nm.

Ce dispositif de mesure spectrale est constitué d'un miroir sphérique traité en or, d'un réseau à transmission, d'un filtre en aluminium de  $2 \times 0,15 \mu\text{m}$  d'épaisseur et d'une caméra CCD XUV rectangulaire. Le miroir sphérique a une longueur focale de 400 cm et un diamètre de 10 cm. Il est utilisé en incidence rasante ( $i = 80^\circ$ ) et pour imager la source sur la caméra CCD XUV dans le plan horizontal. Le réseau à transmission possède 2000 traits/mm en or et sa dimension est de 5 mm par 5 mm. A cause de sa fragilité, il repose sur une grille qui possède un pas de  $17 \times 17 \mu\text{m}^2$ .

Le spectromètre est schématiquement représenté sur la Figure 3.9. Considérant que le faisceau XUV arrive normal à la surface du réseau, la relation de dispersion s'écrit simplement sous la forme :

$$b \sin \theta = n \lambda$$

avec  $b$  le pas du réseau et  $n$  l'ordre du réseau.

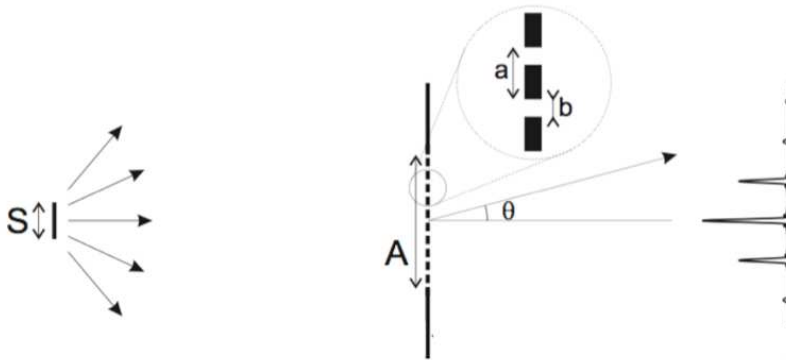


Figure 3.9 : Géométrie d'utilisation d'un réseau par transmission.

Compte tenu de l'incidence rasante sur le miroir sphérique (voir Figure 3.10) la relation de conjugaison s'écrit alors :

$$\frac{1}{u} + \frac{1}{v} = \frac{2}{R \sin \phi}$$

où  $R$  est le rayon de courbure du miroir et  $\phi$  l'angle de rasance.

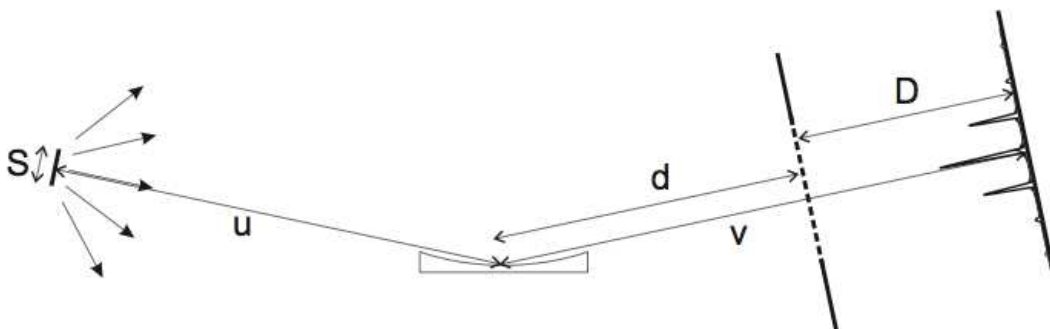


Figure 3.10 : Schéma complet du spectromètre par transmission utilisant une optique sphérique en incidence rasante.

## **3.2 Etude du laser XUV injecté en fonction des paramètres de génération**

Nous avons étudié l'amplification du rayonnement harmonique à 32,8 nm en fonction des paramètres influants sur l'amplificateur tels que la pression du gaz, la polarisation du faisceau pompe, la longueur du milieu et l'instant d'injection des harmoniques. Ces résultats sont présentés dans le paragraphe suivant.

### **3.2.1 Mesure de l'amplification à 32,8 nm**

Après avoir réalisé le couplage entre le faisceau harmonique et le plasma amplificateur nous pouvons commencer l'étude des paramètres d'injection. La Figure 3.11 montre trois spectres ; de bas en haut un spectre d'harmonique, un spectre de l'émission ASE et un spectre du laser XUV dans les conditions suivantes :

- La longueur de la cellule amplificatrice : 7,5 mm
- Le faisceau laser pompe est focalisé à l'intérieur de la cellule amplificatrice à 3,5 mm par rapport à la face avant
- Polarisation circulaire du faisceau de pompe
- Pression de Kr dans la cellule : 20 mbar
- Moment d'injection :  $\Delta\tau = 3$  ps

Nous observons une amplification très importante ; les pics visibles de part et d'autre de la raie du laser injecté sont provoqués par la diffraction sur la grille qui supporte le réseau. L'étude systématique de plusieurs paramètres d'optimisation de l'amplification que nous avons réalisée sera présentée dans la deuxième partie de ce chapitre.



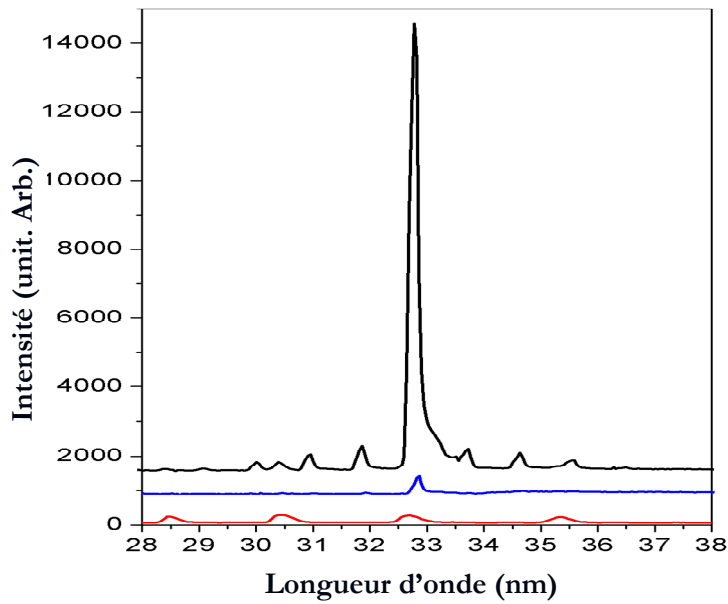


Figure 3.11 : Spectres expérimentaux des harmoniques (en rouge), de l'émission ASE (en bleu) et du laser XUV injecté (en noir). Les spectres sont décalés pour une meilleure observation.

Le signal harmonique pouvant varier significativement d'un jour à l'autre à cause des paramètres du laser infrarouge (énergie, spectre, durée), nous avons choisi de définir un critère permettant de caractériser objectivement l'amplification. Ce critère est le facteur d'amplification qui se définit comme suit :

$$\text{Facteur Amplification} = (E_{amp} - E_{HHG} - E_{ASE}) / E_{HHG} \quad (56)$$

où  $E_{amp}$  est l'énergie du laser XUV injecté,  $E_{HHG}$  l'énergie de l'harmonique à 32,8 nm et  $E_{ASE}$  l'énergie du laser XUV en régime ASE.

Pour calculer le facteur d'amplification, la méthode choisie consiste à définir une zone d'intégration commune aux trois types de spectres. Nous avons fait le choix d'intégrer le signal dans une gamme spectrale qui correspond à la largeur à mi-hauteur de la raie laser à 32,8 nm. Compte tenu de la faible résolution de notre spectromètre cette zone correspond à  $\Delta\lambda = 0,1$  nm, c'est-à-dire  $\Delta\lambda / \lambda \approx 3.10^{-3}$ . Nous verrons par la suite que la largeur spectrale du laser à 32,8 nm est bien plus étroite. De plus, nous avons considéré

que le couplage spatial entre le faisceau harmonique et le plasma n'est pas parfait. Dans le chapitre 5, nous verrons qu'il est de l'ordre de 60 % en énergie. Nous prendrons cet effet non négligeable en compte pour évaluer le facteur d'amplification mesuré.

Des exemples de spectres caractéristiques intégrés dans cette zone d'intégration commune (en blanc) sont présentés sur la Figure 3.12 (la zone d'intégration étant délimitée par les deux traits verticaux blancs). Les spectres d'harmoniques et de l'émission ASE sont mesurés au début de chaque série de mesure comme référence. Chaque mesure correspond à un signal accumulé sur 10 tirs laser pour le laser XUV injecté et l'émission ASE et sur 100 tirs pour les harmoniques.

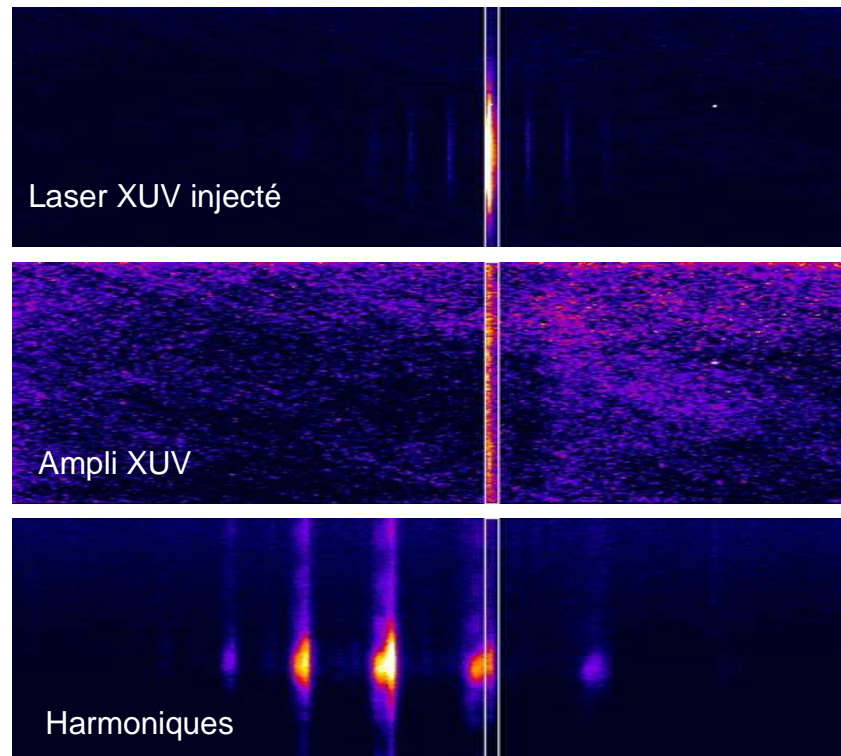


Figure 3.12 : Spectres expérimentaux des harmoniques (en bas), de l'émission ASE (au centre) et du laser XUV injecté (en haut). Les lignes blanches délimitent la zone d'intégration.

### 3.2.2 Influence de la longueur d'amplification

Nous étudierons ici comment se comporte l'intensité du laser injecté à 32,8 nm lorsque nous faisons varier la longueur de la cellule amplificatrice. Les mesures ont été réalisées dans les conditions suivantes :

- une pression de Krypton de 20 mbar
- une focalisation du laser infrarouge réalisée 3,5 mm après la face d'entrée de la cellule

Nous avons reporté sur la Figure 3.13 les résultats correspondant à deux séries de mesures réalisées pendant deux séances séparées d'une journée. Il nous a semblé intéressant de présenter ces résultats sur la même courbe, les conditions expérimentales étant identiques, le niveau de signal mesuré pour une cellule de 7,5 mm de long était très proche.

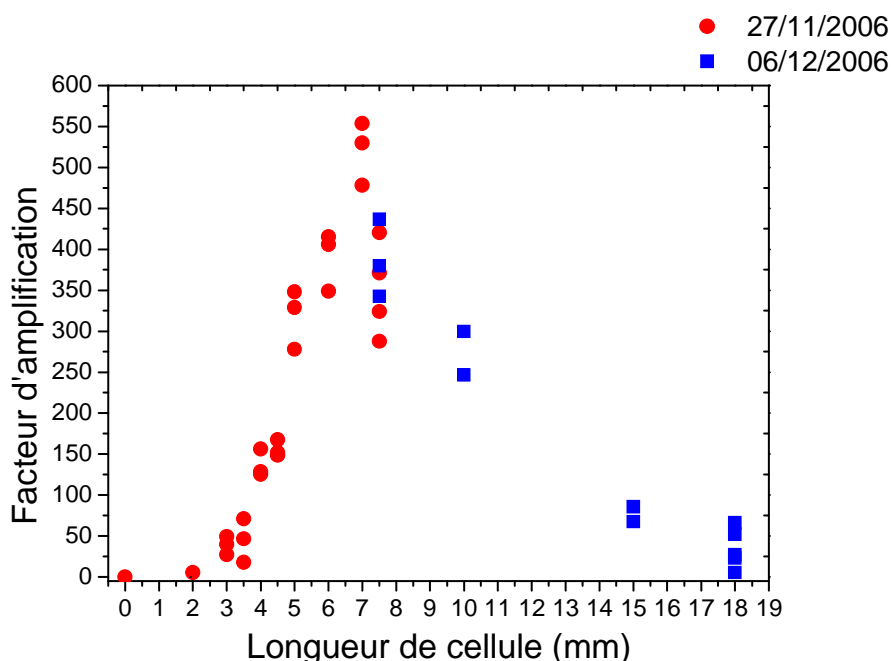


Figure 3.13 : Variation du facteur d'amplification en fonction de la longueur de la cellule. La longueur optimale se situe autour de 7 mm.

L'évolution de l'amplification du signal injecté en fonction de la longueur de cellule, présentée sur la Figure 3.13, met en évidence trois phases distinctes. Dans un premier temps, pour  $0 < L_{\text{cell}} < 2$  mm l'amplification est très faible. L'amplification apparaît vers  $L_{\text{cell}} = 3$  mm et croît jusqu'à 7 mm atteignant une valeur autour de 550 pour cette longueur de cellule. Pour  $L_{\text{cell}} > 7$  mm l'amplification décroît lentement jusqu'à disparaître pour une longueur de 18 mm.

Nous avons calculé avec le code COFIXE le profil bidimensionnel du coefficient de gain maximum. Afin de prendre en compte le plus fidèlement possible les conditions expérimentales, nous avons considéré que le profil de tache focale était la somme de deux gaussiennes. La première possède un waist de  $100 \mu\text{m}$  et contient 30 % de l'énergie totale et la deuxième a un waist de  $20 \mu\text{m}$  et contient 70 % de l'énergie totale. Nous rappelons que le laser est focalisé 3,5 mm après la face d'entrée de la cellule et que l'éclairement maximal du faisceau de pompe du plasma est de  $8.10^{17} \text{ W/cm}^2$ .

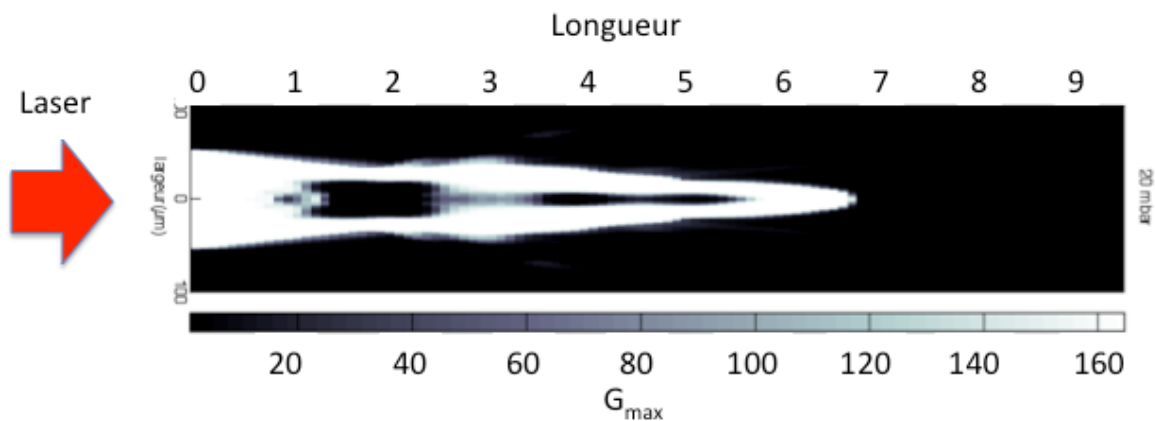


Figure 3.14 : Carte de gain maximum dans un plasma de krypton pour une pression de 20 mbar calculé avec le code OFI-PROP. Le laser va de la gauche vers la droite. L'échelle en niveau de gris correspond à la valeur du gain.

La Figure 3.14 montre que la zone amplificatrice du plasma est bien localisée sur l'axe du laser de pompe et que le coefficient de gain est quasiment constant dans toute la zone ayant le bon état de charge après le passage de l'impulsion laser IR de pompe. Le gain maximum est ici de  $165 \text{ cm}^{-1}$ . La zone au centre non amplificatrice correspond au plasma sur-ionisé ( $> \text{Kr}^{8+}$ ) alors que la zone extérieure non amplificatrice correspond à un plasma sous-ionisé ( $< \text{Kr}^{8+}$ ). Si nous considérons le profil temporel du gain montré sur la

Figure 3.20 dans ces conditions de densité, le gain moyenné sur sa durée est plutôt de  $41 \text{ cm}^{-1}$ . Ce calcul nous indique aussi que la longueur amplificatrice du plasma est, dans ces conditions, de densité de 7 mm, ce qui est en bon accord avec ce que nous avons mesuré et reporté sur la Figure 3.13. La Figure 3.14 montre aussi que les bords de la zone de gain sont francs et que la dimension transverse moyenne est de l'ordre de  $70 \text{ }\mu\text{m}$  de diamètre, ce qui est légèrement inférieur aux dimensions du faisceau harmonique à l'entrée du plasma (de l'ordre de  $100 \text{ }\mu\text{m}$  de diamètre). Nous verrons dans le chapitre suivant que cette spécificité des plasmas OFI va fortement influencer sur les qualités spatiales du faisceau laser injecté.

Finalement, il apparaît que la colonne amplificatrice ne remplit pas toute la longueur de la cellule de gaz et donc que le faisceau amplifié traverse aussi une longueur de plasma faiblement ionisé qui peut être absorbant à notre longueur d'onde (cf § 2.1.4.4).

Nous avons comparé le signal amplifié mesuré avec le résultat du calcul donné par la résolution de l'équation (55), en considérant que l'amplification n'a lieu que sur une longueur de 7 mm, en négligeant l'émission spontanée et en considérant la largeur spectrale de l'harmonique égale à  $0,1 \text{ nm}$  ( $\Delta\lambda/\lambda = 3.10^{-3}$ ). Le calcul que nous avons réalisé pour différents couples (gain,  $I_{\text{sat}}$ ) est confronté aux résultats expérimentaux sur la Figure 3.15.

Cette figure montre tout d'abord que l'augmentation de l'intensité en sortie d'amplificateur en fonction de la longueur amplificatrice, est bien reproduite par le calcul. Nous retrouvons une première phase d'amplification quasi nulle qui correspond au rétrécissement spectral de l'harmonique injectée, comme décrit à la fin du chapitre 2. Il s'en suit une phase d'amplification dont la pente dépend fortement du coefficient de gain et de l'intensité d'injection par rapport à l'intensité de saturation. Les calculs présentés sur la Figure 3.15 montrent que les résultats expérimentaux sont ajustés de façon satisfaisante par pour un coefficient de gain de l'ordre de  $27 \text{ cm}^{-1}$ .

Ce gain est inférieur au gain effectif ( $G = 41 \text{ cm}^{-1}$ ) calculé par le code de physique dans ces conditions de densité. De plus, ces valeurs de gain restent légèrement inférieures à celles mesurées il y a quelques années dans le cas d'un fonctionnement en régime ASE (estimé autour de  $78 \text{ cm}^{-1}$ ) [48].



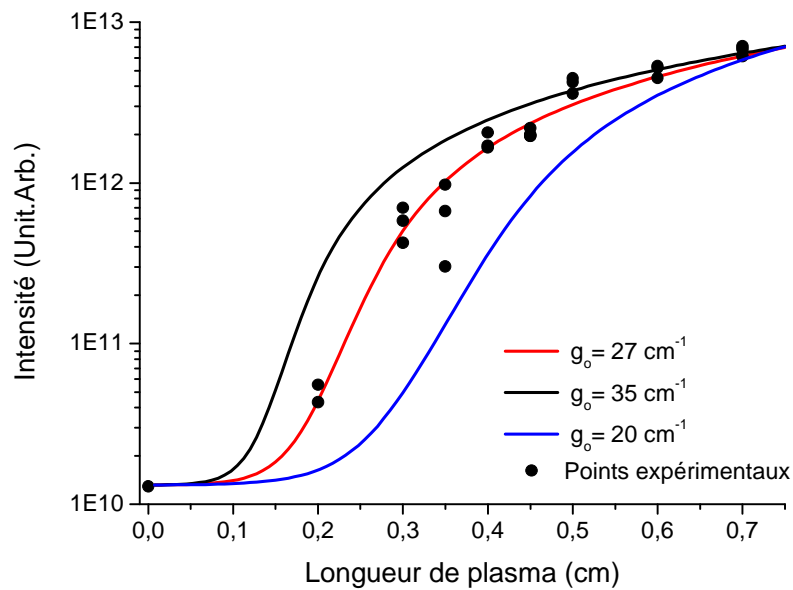


Figure 3.15 : Intensité intégrée spectrale d'un laser XUV en fonction de la longueur de l'amplificateur calculée pour trois valeurs de gain (20, 27, 35  $\text{cm}^{-1}$ ). Le calcul réalisé avec un gain de 27  $\text{cm}^{-1}$  est en très bon accord avec nos mesures expérimentales (points en noir).

La Figure 3.14 montre aussi que la colonne amplificatrice ne couvre pas toute la longueur de la cellule de gaz et donc que le faisceau amplifié traverse une certaine longueur de plasma faiblement ionisé qui peut être absorbante. Nous avons donc pris en compte l'absorption du rayonnement à 32,8 nm afin de la comparer avec ce que nous observons expérimentalement pour une longueur de cellule supérieure à 7 mm [71]. Nous avons reporté le résultat de ce calcul sur la Figure 3.16 ainsi que les points expérimentaux de la Figure 3.13 pour  $L > 7$  mm. Nous observons que la prise en compte de la partie absorbante du plasma permet d'obtenir un bon accord avec la mesure de la diminution du facteur d'amplification pour  $L > 7$  mm. Ainsi, la longueur de la colonne amplificatrice a été fixée autour de 7 mm pour les toutes les mesures réalisées par la suite.

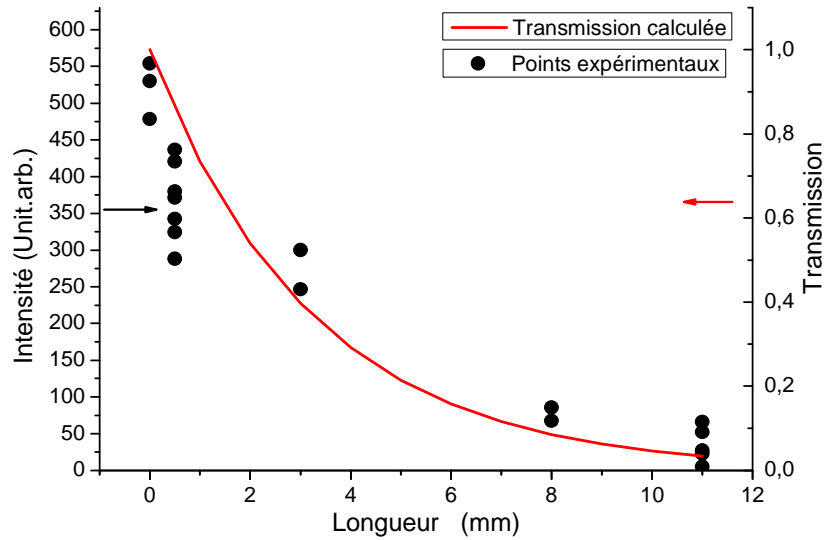


Figure 3.16 : Calcul de la transmission d'un rayonnement à 32,8 nm après le passage dans du krypton à 20 mbar d'une longueur comprise entre 0 et 11 mm (courbe rouge). Les points noirs sont les résultats expérimentaux du facteur d'amplification pour une longueur de cellule comprise entre 7 et 18 mm.

### 3.2.3 Influence de la densité sur l'amplification de la raie 4d-4p à 32,8 nm

Les propriétés amplificatrices du plasma dépendent fortement de la densité initiale de krypton. Pour un amplificateur fonctionnant en schéma collisionnel, une élévation de la densité implique directement une élévation de l'intensité de saturation et donc de l'intensité du signal mesuré. En contrepartie, en géométrie de pompage longitudinal, les effets délétères de propagation du laser infrarouge viennent contrebalancer les effets positifs d'une élévation de densité.

La dépendance du signal ASE à 32,8 nm en fonction de la pression de krypton est présentée sur la Figure 3.17. Les mesures ont été réalisées pour :

- une longueur de cellule de 7,5 mm
- la focalisation du laser infrarouge se situant 3,5 mm après la face d'entrée de la cellule

Le signal croît rapidement jusqu'à une pression optimale avant de décroître plus lentement. Le maximum du signal est observé autour de 25 mbar, ce qui correspond à une densité atomique de  $6,18 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , la gamme de pression utile se situant entre 10 et 22 mbar. Ce résultat est en accord avec les précédentes mesures réalisées dans des conditions expérimentales similaires [48]. Comme le montre la Figure 3.17, le comportement en mode injecté est très similaire à celui de l'émission ASE. Nous observons une augmentation rapide du signal amplifié pour une pression de krypton supérieure à 15 mbar. La valeur optimale se situe entre 20 et 30 mbar. Ensuite, le signal chute plus lentement avec la pression.

La présence de cet optimum est la conséquence d'une compétition entre plusieurs effets. L'augmentation de densité provoque un accroissement du coefficient de gain et de l'intensité de saturation mais aussi comme le montre la Figure 3.18, change radicalement la propagation du faisceau laser qui pompe l'amplificateur. La réfraction causée par l'ionisation s'accroît avec la densité avec, comme conséquence directe, une diminution de la longueur d'amplification ainsi qu'un allongement de la longueur de réabsorption dans la zone la moins ionisée, en sortie de cellule amplificatrice.

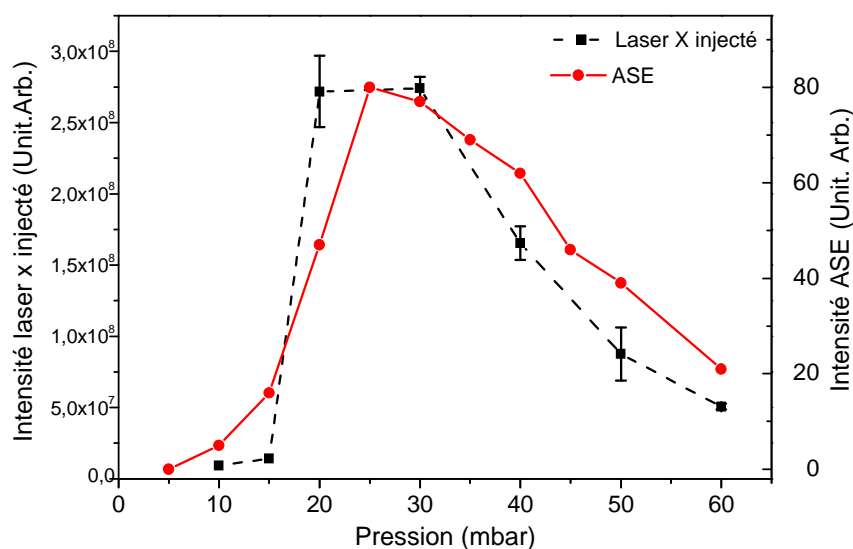


Figure 3.17 : Mesure du signal du laser XUV injecté (en noir) et de l'émission ASE (en rouge) en fonction de la densité atomique de krypton.

En utilisant le code COFIXE, nous avons étudié la variation de la longueur amplificatrice effective et du coefficient de gain en fonction de la pression de gaz. Les conditions laser sont identiques à celles décrites dans le paragraphe précédent. La Figure 3.18 montre des cartes bi-dimensionnelles du coefficient de gain pour différentes pressions (15, 20, 30 et 40 mbar). Nous observons que le gain maximum croît avec la densité du milieu et que la réfraction croissante du laser infrarouge avec la pression provoque une réduction de la longueur de l'amplificateur. La longueur amplificatrice est de 7,5 mm pour 15 mbar, 7 mm pour 20 mbar, 6 mm pour 30 mbar et 5 mm pour 40 mbar. En conséquence, la longueur de la zone absorbante du plasma augmente avec la densité de krypton. La Figure 3.18 montre aussi que, quelle que soit la densité atomique du krypton, la dimension transverse varie peu, autour de 70  $\mu\text{m}$  de diamètre en moyenne.

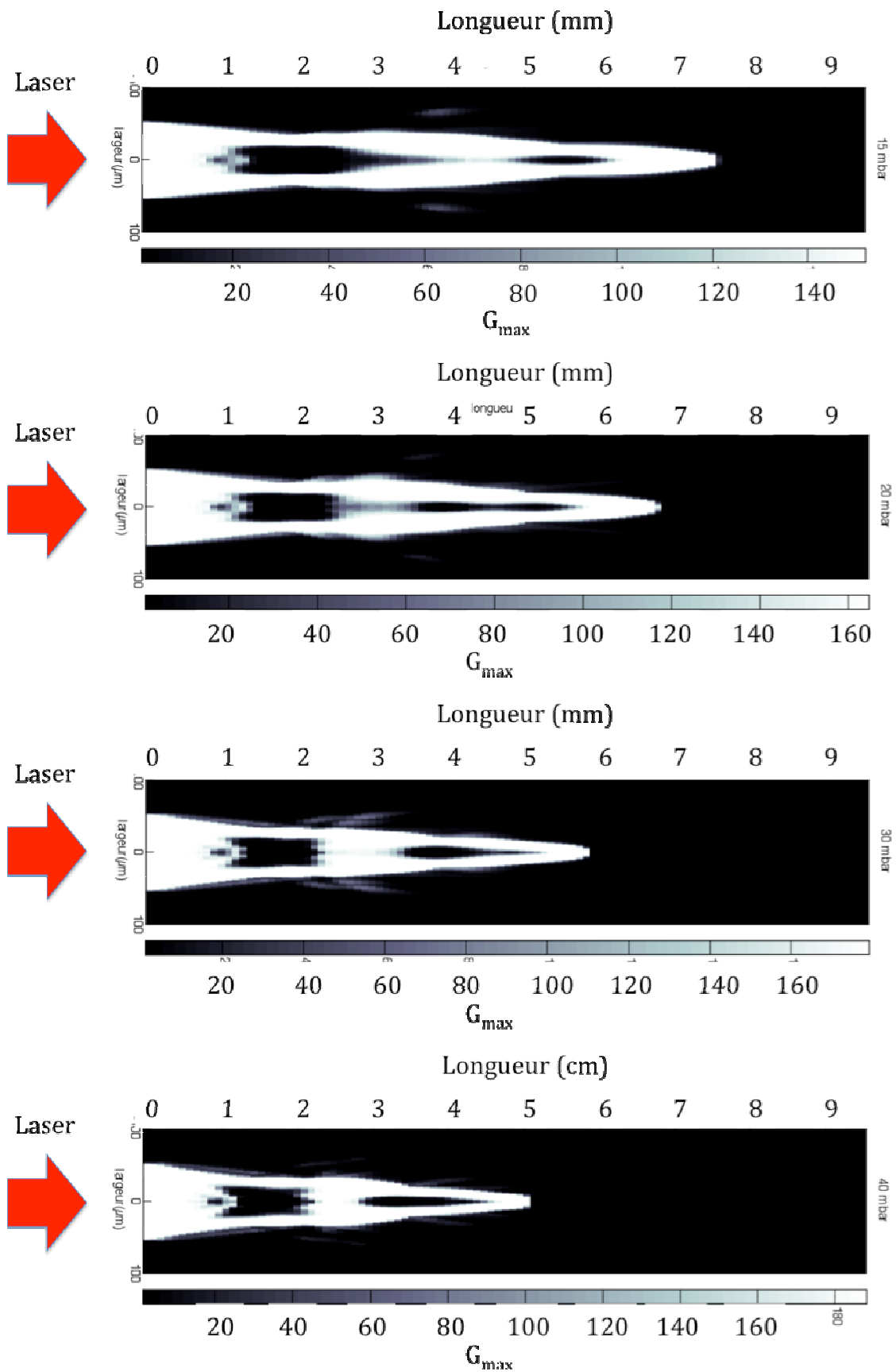


Figure 3.18 : Cartes de gain calculées dans un plasma de krypton pour différentes pressions : 15, 20, 30, 40 mbar.



Nous avons utilisé les longueurs d'amplification déduites des cartes de gain calculées sur la Figure 3.18 pour ensuite résoudre l'équation (55) et calculer l'intensité du laser à 32,8 nm pour différentes pressions de gaz. Nous avons fixé l'énergie de l'harmonique avant injection par rapport à  $I_{\text{sat}}$ , de façon à obtenir le facteur d'amplification expérimental ; pour cette série de données il est de 250 pour une longueur de 7 mm et une pression de 20 mbar. De plus, nous avons pris en compte les variations du gain et l'intensité de saturation calculées pour les différentes pressions.

La Figure 3.19 (a) montre les intensités du laser injecté calculées en fonction de la pression. Nous observons que le signal augmente régulièrement jusqu'à un optimum à 30 mbar avant de chuter pour les pressions plus élevées. Si nous ne prenons pas en considération l'absorption, le meilleur compromis entre valeur du gain et longueur d'amplification est obtenu pour une pression de krypton 1,5 fois supérieure à celle mesurée expérimentalement. Lorsque nous prenons en compte l'absorption, le calcul se rapproche sensiblement de ce qui est observé expérimentalement comme le montre la Figure 3.19 (b); l'intensité du signal à 32,8 nm augmente jusqu'à un optimum à 25 mbar puis diminue lentement jusqu'à 50 mbar. Ces résultats semblent indiquer que la réabsorption par le gaz résiduel ne doit pas être négligée et qu'il devrait être possible d'accroître le signal XUV en utilisant une pression de 30 mbar et une longueur de cellule de 6 mm.

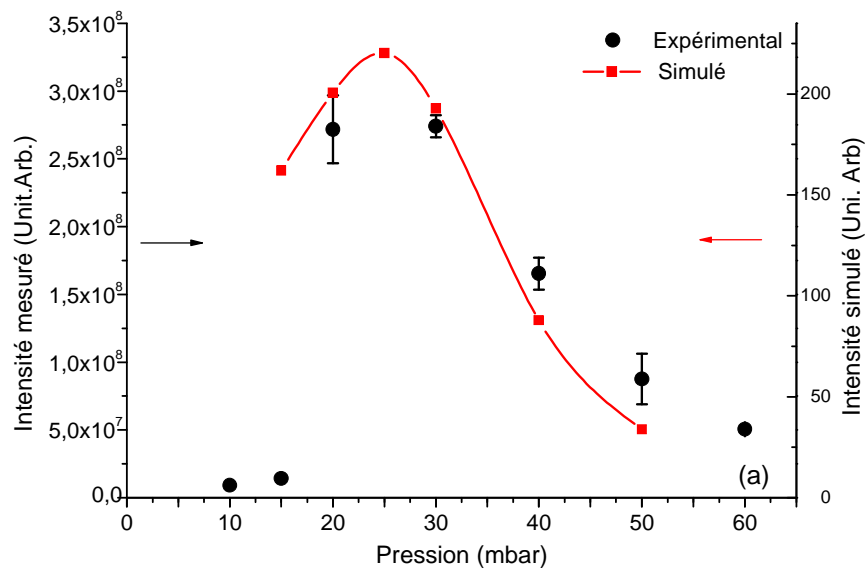
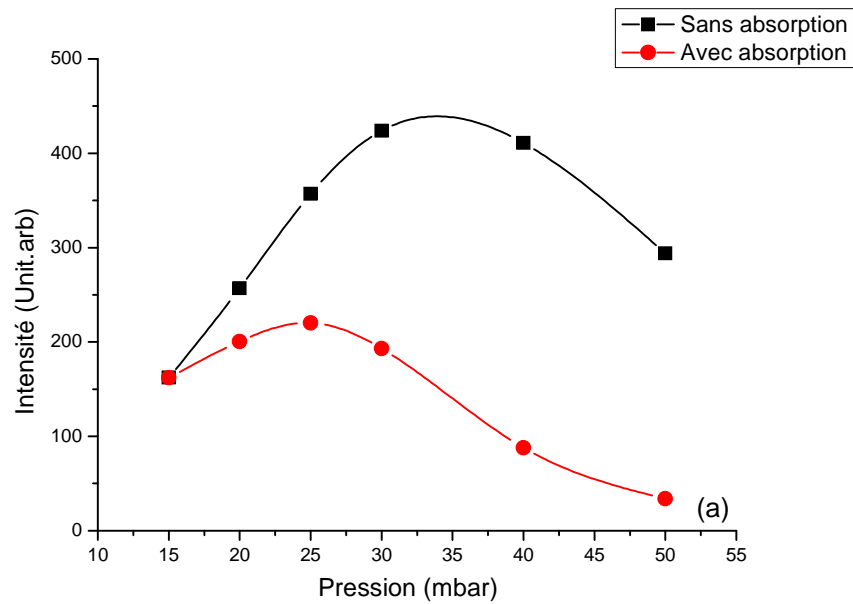


Figure 3.19 : (a) Simulation de l'amplification du laser XUV calculée par la méthode de Koch dans le cas sans (points noirs) et avec absorption (points rouges) du plasma non amplificateur (sous ionisé) (b), comparaison des résultats expérimentaux (points noirs) et la simulation (courbe en rouge) effectuée en prenant en compte l'absorption.

***Influence de la densité sur la dynamique du gain.***

En décalant le moment d'injection par rapport au pompage du milieu amplificateur, nous pouvons mesurer la dynamique temporelle de l'amplification en fonction de différents paramètres. Nous nous intéressons ici à l'influence de la densité de l'amplificateur sur la dynamique du gain. La Figure 3.20 montre le facteur d'amplification en fonction du délai pour différentes densités atomiques avec des pressions de krypton de 15 mbar, 20 mbar, 30 mbar et 40 mbar. Ces 4 courbes expérimentales montrent une forte amplification du signal harmonique qui varie en fonction du délai d'injection. Notons que le facteur d'amplification le plus élevé est obtenu pour une pression 20 mbar et vaut 250. Cependant, le facteur d'amplification à 30 mbar est aussi très proche de cette valeur. Quelle que soit la pression, l'évolution temporelle du gain montre quelques similitudes. Nous remarquons que, pour chaque mesure, le facteur d'amplification augmente rapidement à partir de 1 ps jusqu'à atteindre un maximum avant de décroître plus lentement. De plus, nous observons que, quand la pression augmente, la durée du gain diminue et que la valeur du gain maximum arrive plus tôt.

Nous avons confronté ces résultats aux courbes de gain de la transition 4d-4p calculées avec le code de physique atomique OFI-PROP (courbe en noir). Nous pouvons voir que les résultats théoriques et expérimentaux suivent les mêmes tendances ; le coefficient de gain croît avec la pression et la durée du gain est d'autant plus courte que la pression est élevée. Elle est de 11 ps (à mi-hauteur) à 15 mbar et passe à 9 ps (à 20 mbar) puis à 4 ps (à 40 mbar). Finalement, nous observons clairement que plus la densité atomique augmente, plus le maximum d'amplification arrive tôt. Ce comportement est une des conséquences de l'ionisation collisionnelle qui suit la création du plasma. En effet, la durée de vie du gain ici est limitée par la durée de l'ion lasant dans la zone active. Nous comprenons que cette sur-ionisation est plus importante et plus rapide pour les hautes densités, ce qui est observé expérimentalement.

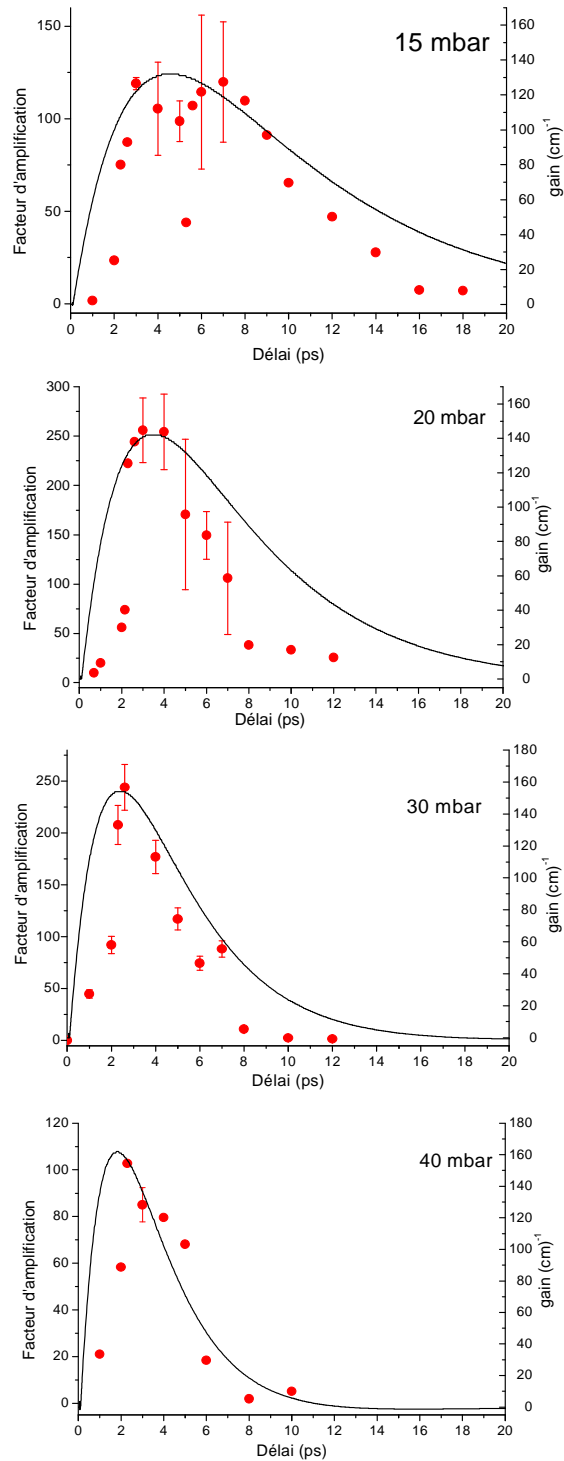


Figure 3.20 : Facteur d'amplification en fonction de la densité atomique de krypton dans la cellule (points rouges) confronté avec les courbes de gain calculés avec OFI-0D (courbe en noire).

### **3.2.4 Influence de la polarisation du laser de pompe sur l'amplification à 32,8 nm**

Comme nous l'avons montré dans le chapitre 2, lorsque nous sommes en pompage par excitation collisionnelle la température électronique du plasma contrôle le taux de pompage. Comme celui-ci dépend de la longueur d'onde du laser et de l'état de polarisation du champ électrique nous avons étudié ici la dépendance de l'amplification à 32,8 nm vis-à-vis de la polarisation du faisceau de pompe du plasma amplificateur. Pour cela nous avons utilisé une lame quart d'onde qui permet de faire varier l'ellipticité de la polarisation, de circulaire à linéaire.

La Figure 3.21 montre l'intensité du signal à 32,8 nm émis en régime ASE ainsi que le facteur d'amplification mesuré en régime injecté, en fonction de la polarisation du laser de pompe. Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- Pression : 20 mbar de krypton
- Longueur de cellule : 7,5 mm
- Focalisation du laser IR : 3,5 mm à l'intérieur de la cellule par rapport à la face l'entrée

Pendant cette série de mesures, nous avons observé d'importantes fluctuations du signal à 32,8 nm dues aux variations d'énergie du laser de pompe. Néanmoins, que ce soit en régime ASE ou injecté, les comportements sont très similaires. Dans les deux cas, le maximum du signal est obtenu pour une polarisation circulaire ( $\phi = 0,5$ ) ce qui est en accord avec nos prédictions théoriques. Toutefois, il est surprenant de voir que l'intensité du signal à 32,8 nm chute très lentement quand on s'éloigne de la polarisation circulaire. En effet, nous avons reporté sur la Figure 3.22 (b) le résultat du calcul de l'évolution temporelle du gain maximal de la transition 4d-4p pour 3 états de polarisation ( $\phi = 0,5$ ,  $\phi = 0,3$ ,  $\phi = 0,2$ ). Si la durée du gain varie peu, sa valeur absolue varie de façon importante ; nous passons de  $g_{\max} = 10 \text{ cm}^{-1}$  pour  $\phi = 0,2$  (elliptique) à  $g_{\max} = 150 \text{ cm}^{-1}$  pour  $\phi = 0,5$  (circulaire). Ces variations importantes de gain donnent lieu à des variations non moins importantes du signal amplifié comme le montre le calcul de l'intensité à 32,8 nm obtenu en mode injecté présenté sur la Figure 3.21. Ce calcul est réalisé avec les conditions d'injection identiques à celles du paragraphe précédent, c'est-à-dire pour un facteur

amplification de 250, un gain de  $27 \text{ cm}^{-1}$  pour une polarisation circulaire. Nous avons pris en compte les variations du gain et les intensités de saturation calculées (OFI-0d) pour différents états de polarisation du laser de pompe représenté sur la Figure 3.22. Le résultat du calcul présenté sur la Figure 3.21(simulation) montre que le signal n'est pas amplifié sur une plage d'ellipticité (entre  $\phi = 0$  et  $\phi = 0,25$ ) et ce n'est pas ce que nous observons expérimentalement. La plage utile de polarisation calculée est comprise entre 0,25 et 0,75 alors qu'expérimentalement elle couvre quasiment tous les états de polarisation ( $\phi$  entre 0 et 1). Comme nous l'avons montré au chapitre 2, cette faible plage de fonctionnement calculée est la conséquence de la faible énergie des électrons issus de l'ionisation quand la polarisation devient proche de la polarisation linéaire. Compte tenu des résultats expérimentaux, il semble donc que l'énergie des électrons de pompe ait été sous-estimée par le calcul.

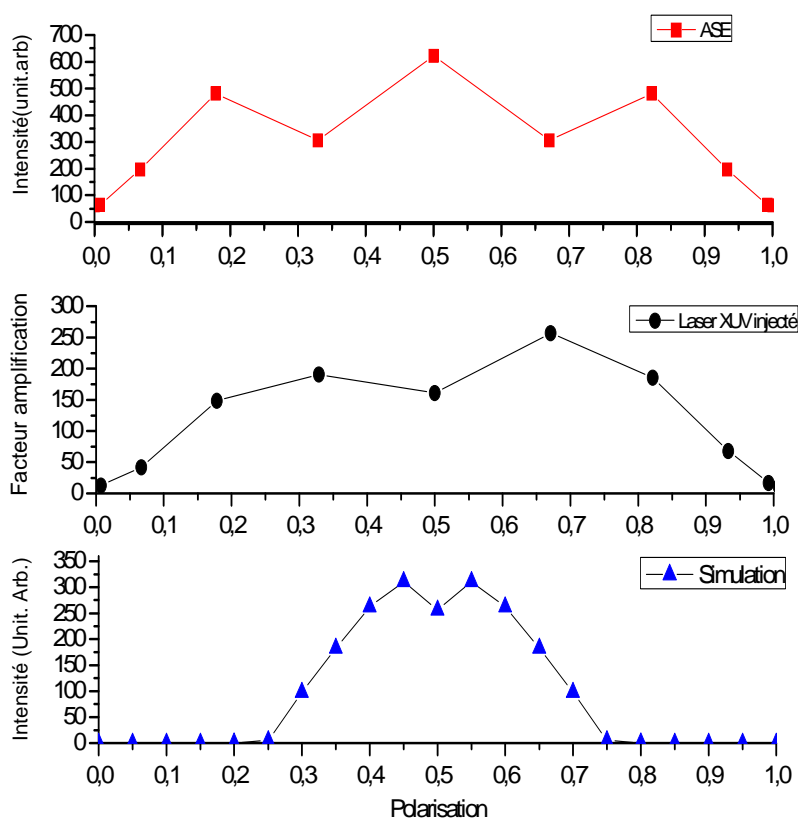


Figure 3.21 : Signal de l'émission ASE (courbe en rouge), coefficient d'amplification (courbe en noire) et simulation du laser XUV injecté en fonction de la polarisation. Dans les trois cas, le maximum est obtenu une polarisation proche de celle totalement circulaire.

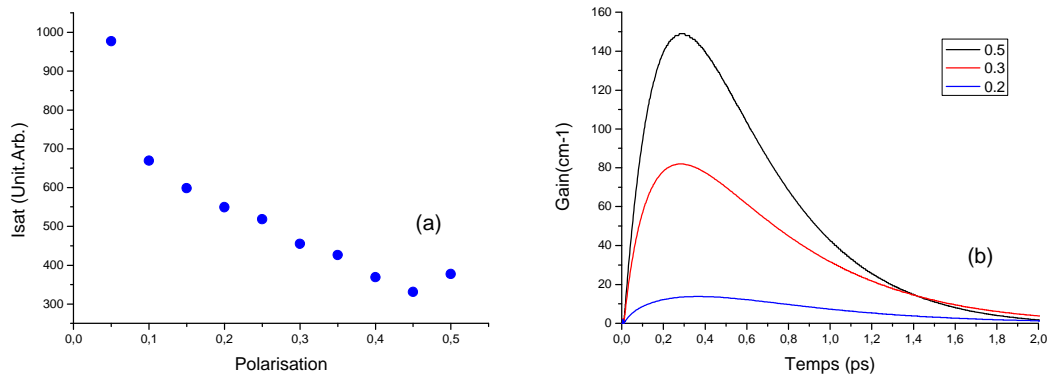


Figure 3.22 : (a) Intensité de saturation et (b) Courbe de gain en fonction de la polarisation du laser de pompe calculé par le code de physique atomique COFIXE.

## Conclusion

Les travaux présentés dans ce chapitre ont permis d'enrichir notre connaissance des paramètres importants pour l'amplification d'harmonique dans un plasma amplificateur OFI.

La mesure du signal amplifié en fonction de la longueur de la cellule, a permis d'estimer le coefficient de gain  $g$  autour de  $27 \text{ cm}^{-1}$  et une longueur de saturation de 3 mm. Si les gains calculés sont légèrement supérieurs, l'évolution de l'amplification en fonction de la longueur de cellule est bien reproduite par nos calculs quand on considère le rétrécissement spectral dû à l'amplification ainsi que l'absorption par le gaz résiduel pour les grandes longueurs de cellule.

L'influence de densité de l'amplificateur sur le signal amplifié et la dynamique du gain est, dans les grandes lignes, plutôt bien comprise. Les mesures ont montré que la durée du gain diminue avec la pression et qu'il faut injecter les harmoniques 3 ps après la création du plasma pour avoir une amplification optimum. Cet effet est aussi observé dans les résultats de la simulation obtenue par le code de physique atomique OFI-0D. Une autre étude numérique montre que la longueur du milieu amplificateur diminue avec la pression, augmentant ainsi le phénomène d'absorption.



Enfin, nous avons étudié l'influence de la polarisation du laser de pompe sur l'amplification du laser XUV. Les résultats ont montré que l'amplification est maximale pour une polarisation proche de la polarisation circulaire. Mais contrairement à ce que peuvent montrer les simulations, nous observons tout de même une amplification, faible certes, avec des polarisations presque linéaires. Il est possible que les simulations sous-estiment l'énergie cinétique que peuvent acquérir les électrons avec une polarisation proche de linéaire.