
Caractérisation spatiale du laser XUV injecté

Une partie importante du travail présenté dans ce manuscrit concerne l'influence de l'amplification d'harmonique sur les qualités spatiales du rayonnement laser à 32,8 nm. Les mesures que nous présentons dans ce chapitre s'attachent à mieux comprendre de quelle manière la géométrie injecteur-amplificateur permet de produire des faisceaux laser XUV ayant de bonnes qualités spatiales. Nous présenterons différentes études expérimentales sur la distribution d'énergie du faisceau à 32,8 nm, sa cohérence spatiale et son front d'onde. Aussi, nos reconstructions numériques mettront en évidence l'influence du couplage spatial entre le faisceau harmonique d'injection et la colonne de plasma de krypton IX sur les propriétés du faisceau amplifié.

5.1 Mesure de la distribution d'énergie du laser XUV injecté

5.1.1 Dispositif expérimental

Pour mesurer la distribution d'énergie du laser à 32,8 nm, nous avons utilisé un système optique composé d'un filtre en aluminium, d'un miroir multicouche à 45° et d'un dispositif de détection qui est une caméra CCD XUV 16 bits. Ce dispositif permet de collecter l'émission XUV avec une ouverture de l'ordre de 5×5 mrad. Un schéma de principe de ce dispositif est représenté sur la Figure 5.1.

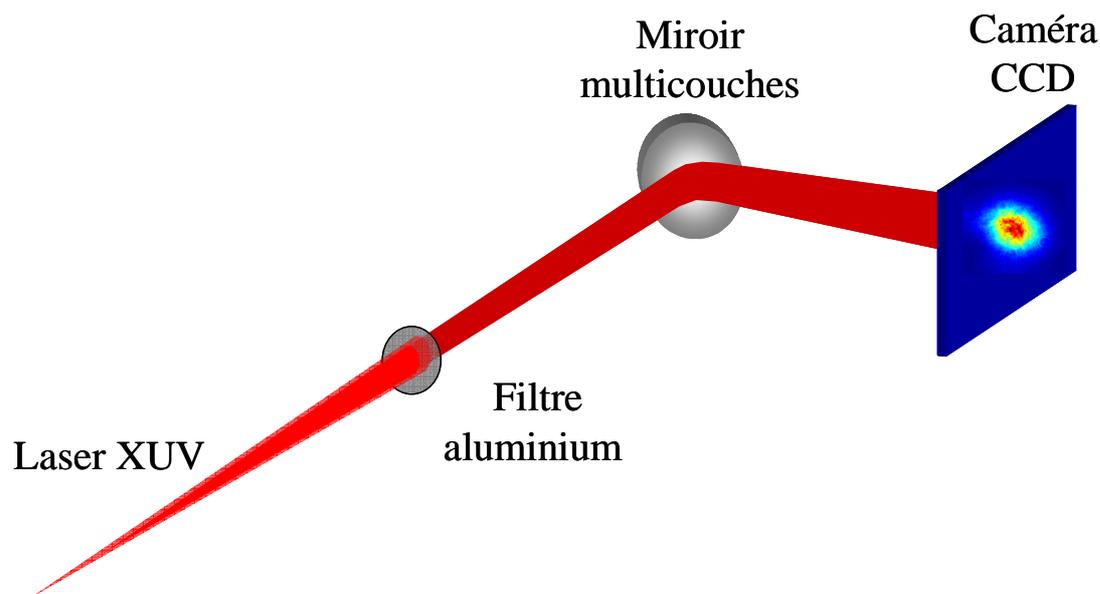


Figure 5.1 : Schéma de principe du dispositif d'enregistrement de la distribution d'énergie en champ lointain. Le filtre en aluminium permet de couper le rayonnement infrarouge.

Le miroir à 32,8 nm est revêtu d'un empilement de couches de B4C/Mo/Si [111]. La Figure 5.2 (a) présente la réflectivité de ce miroir avec un angle d'incidence de 45°, en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation S. La réflectivité maximale mesurée après sa fabrication est de l'ordre de 33 % à 32,8 nm. Pour bloquer le rayonnement visible provenant du plasma et le faisceau laser de pompe, nous avons placé un filtre en aluminium de $2 \times 0,15 \mu\text{m}$ d'épaisseur avant le miroir multicouche. Nous avons mesuré expérimentalement la transmission du filtre et la valeur trouvée est de l'ordre de 4,5 %. La transmission théorique du filtre aluminium en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la Figure 5.2 (b). Cette transmission est calculée pour 300 nm d'épaisseur d'aluminium et 35 nm d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3). Ce calcul donne une transmission de l'ordre de 5 %, valeur très proche de la valeur mesurée. Nous avons néanmoins changé plusieurs fois de filtres en aluminium sans avoir systématiquement mesuré la transmission. Cependant, les faibles variations d'intensité mesurées montrent que la transmission des différents filtres était du même ordre de grandeur.

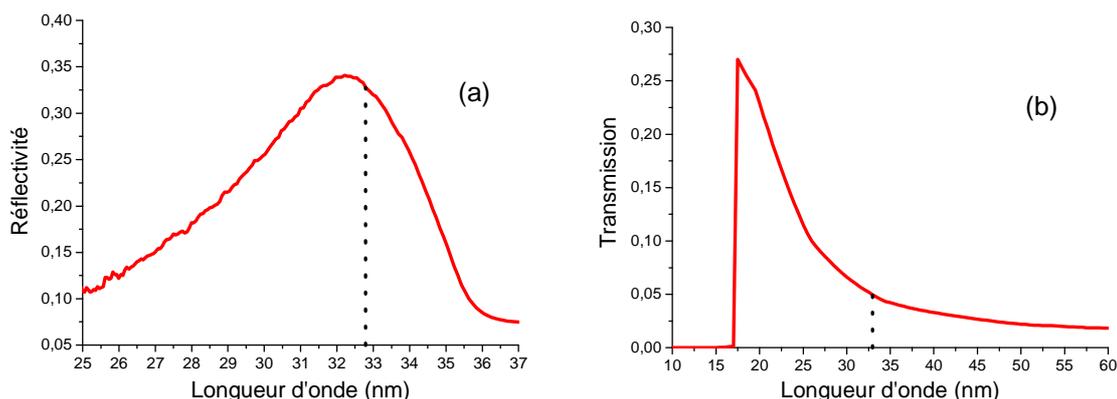


Figure 5.2 : Réflectivité du miroir multicouche de B4C/Mo/Si à 45° d'incidence (a) et transmission théorique du filtre en aluminium (b) pour 300 nm d'aluminium et 35 nm d'oxyde d'aluminium. Le trait noir correspond à la longueur d'onde du laser XUV injecté.

5.1.2 Résultats expérimentaux

5.1.2.1 Sans injection

Avant de présenter le profil spatial de l'émission laser injectée, il est important de montrer à quoi ressemble l'émission ASE du plasma sans injection. Comme le montre la Figure 5.3, la distribution d'énergie de l'émission ASE présente un profil marqué par la présence de nombreuses surintensités, appelées également speckles. Comme l'ont montré les travaux précédents, ces speckles sont la conséquence directe de la faible cohérence spatiale combinée à la forte cohérence temporelle de l'amplification de l'émission spontanée (ASE) [41]. La divergence du rayonnement n'est pas mesurable dans notre cas car il est difficile de savoir si toute l'émission a été collectée par la caméra CCD. Toutefois, et compte tenu des dimensions attendues de l'amplificateur (de l'ordre de 70 μm de diamètre par $L = 7$ mm de long), nous nous attendons à un cône d'émission de l'ordre de 5 à 6 mrad d'ouverture, ce qui semble être en bon accord avec ce que nous observons expérimentalement.

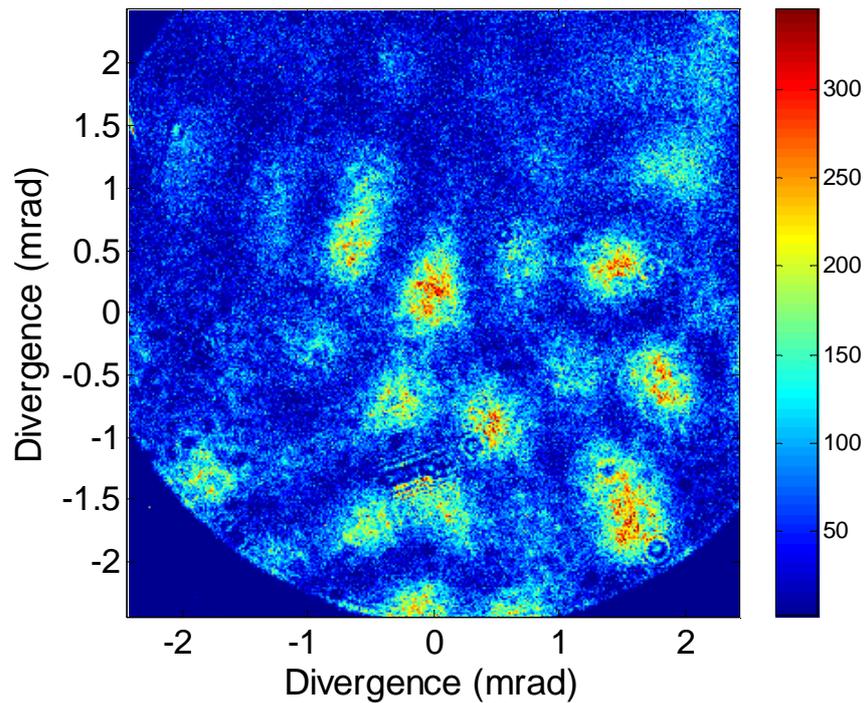


Figure 5.3 : Distribution d'énergie en champ lointain de l'émission ASE. Nous observons très clairement la présence de plusieurs petits sous faisceaux ou speckles.

5.1.2.2 Profils injectés

Les mesures d'empreintes de faisceaux que nous allons présenter ici, proviennent de deux séries d'expériences réalisées avec six mois d'intervalle du fait d'une panne du laser. Après réparation, les conditions de pompage optimales (position du foyer, pression du gaz, longueur de cellule) se sont retrouvées légèrement modifiées. Toutefois, il semble que ces changements n'ont pas totalement modifié les dimensions et les qualités amplificatrices du plasma de krypton car le facteur d'amplification de l'harmonique d'ordre 25 s'est avéré semblable pour les deux séries de mesures (entre 150 et 200). Comme nous allons le voir, la plus grande différence entre les deux séries réside dans la mise en forme du faisceau harmonique.

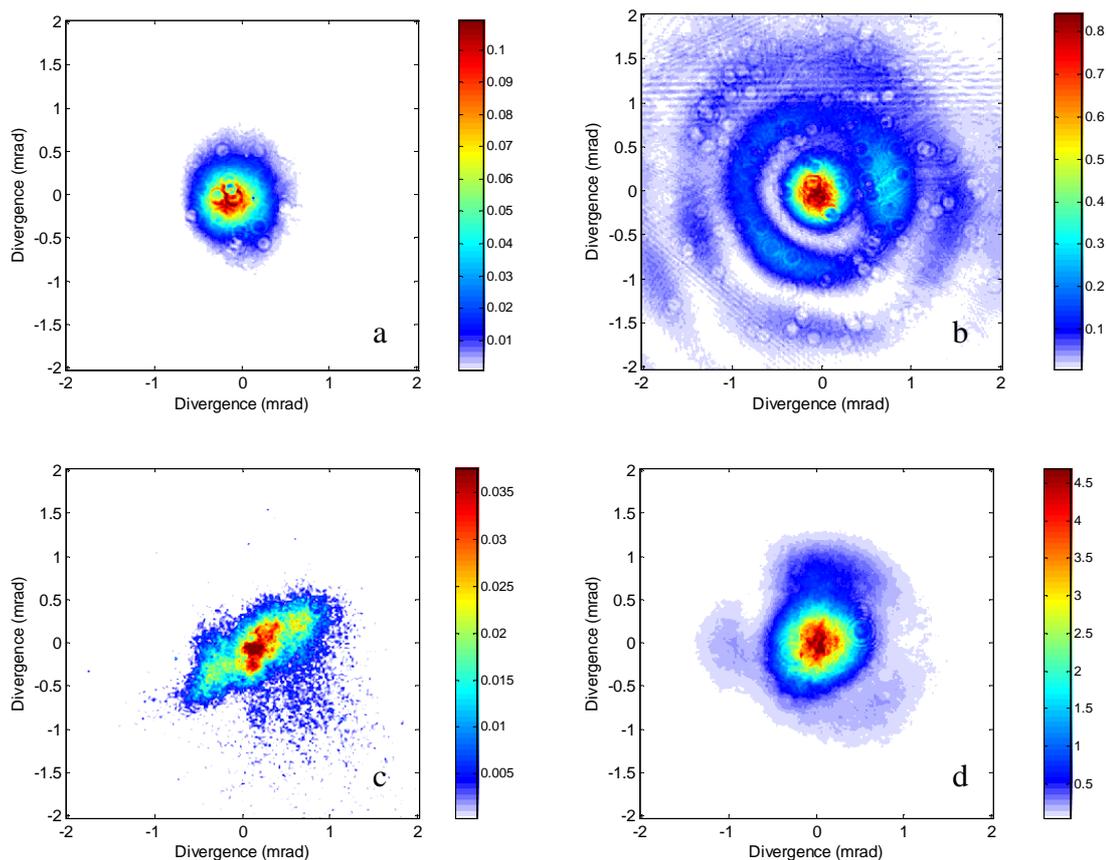


Figure 5.4 : Distributions d'énergie en champ lointain du laser XUV injecté (b et d) et du faisceau harmonique avant injection (a et c) réalisées dans deux configurations expérimentales différentes. Les empreintes de faisceau a et b correspondent à la première configuration et les empreintes c et d à la deuxième.

La Figure 5.4 montre des mesures typiques de distribution d'énergie en champ lointain du faisceau laser injecté et du faisceau harmonique avant injection, effectuées lors des deux périodes. Avant tout, il est important de noter que la distribution d'énergie du laser injecté ne laisse plus apparaître de speckles comme nous les avons vus sur la Figure 5.3. Nous supposons que le plasma n'amplifie plus sa propre émission spontanée, a priori incohérente, mais le rayonnement harmonique, qui lui est cohérent.

Comme le montre la Figure 5.5 (b), pendant la première période le faisceau harmonique possède un profil circulaire et régulier, très proche d'un profil gaussien avec une divergence de l'ordre de $0,65 \pm 0,05$ mrad ($1/e^2$). Après injection, le profil spatial du laser à 32,8 nm laisse apparaître plusieurs anneaux très marqués autour d'un pic central de forme gaussienne. Cette empreinte de faisceau est très proche d'une fonction de Bessel de

type 1 comme la montre la Figure 5.5 (a). La mesure de la divergence, θ , du laser XUV injecté, définie comme étant le demi angle à $1/e^2$, est égale à $0,55 \pm 0,05$ mrad.

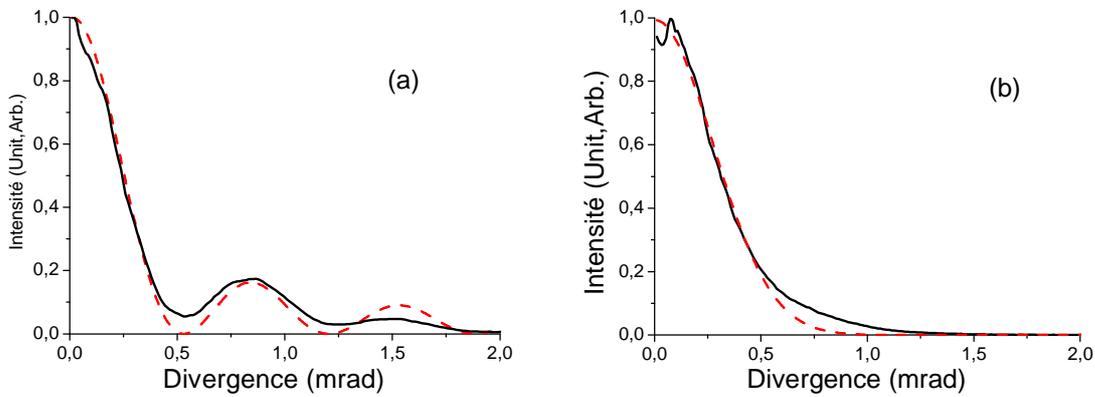


Figure 5.5 : Sur la figure (a), le profil radial du laser XUV injecté (en trait plein noir) est comparé à une fonction de Bessel de type 1 (en pointillé rouge) et sur la figure (b) celui de l'injecteur harmonique (en trait plein noir) comparé avec une fonction gaussienne (rouge pointillé).

Pendant la deuxième série de mesures, le profil du laser injecté est sensiblement modifié. Nous ne voyons plus qu'un seul anneau apparaître (Figure 5.4 (d)). Dans ce cas, et comme le montre la Figure 5.6, la distribution d'énergie du faisceau est très proche d'une fonction d'Airy. Dans cette configuration la mesure de la divergence est un peu plus grande et est égale à 0,67 mrad. En comparaison, le faisceau harmonique présente un profil elliptique avec des divergences, l'une horizontale et l'autre verticale, respectivement autour de l'ordre de 1,3 mrad et 0,5 mrad (Figure 5.4 (c)). Cette forme elliptique est causée par l'astigmatisme introduit par un léger désalignement du miroir torique qui couple la source harmonique au plasma amplificateur.

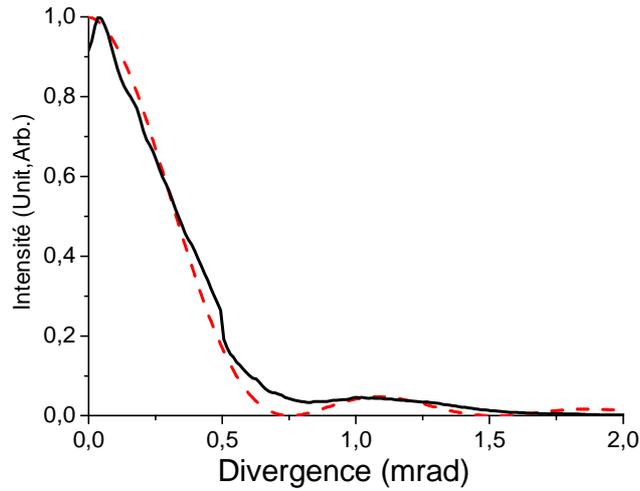


Figure 5.6 : Profil radial du laser XUV injecté (en trait plein noir) comparé avec une fonction d'Airy (en pointillé rouge).

La présence d'anneaux de diffraction autour de la tache centrale du rayonnement amplifié laisse penser que l'harmonique amplifiée traverse un élément diffractant qui a pour effet de modifier de façon significative son profil spatial. Afin d'y voir un peu plus clair, nous avons voulu estimer la taille de cet élément diffractant (ouverture circulaire). Nous avons donc mesuré le rayon R du disque d'Airy, défini comme le premier anneau sombre donné par la relation suivante :

$$R = \frac{1,22 \lambda d}{D} \quad (60)$$

où λ est la longueur d'onde, d la distance entre la source et le détecteur et D le diamètre de l'ouverture circulaire.

Ce calcul simple permet de montrer que cette ouverture circulaire a un diamètre de $65 \mu\text{m}$. Etant donné qu'il n'y a pas d'autres ouvertures circulaires de cette dimension entre la cellule et le détecteur, tout se passe comme si l'élément diffractant qui cause l'apparition de ces anneaux autour de la tache centrale est le plasma amplificateur lui-même. Dans le chapitre 2, nous avons calculé que les dimensions radiales du plasma amplificateur étaient de l'ordre de $70 \mu\text{m}$, ce qui est conforme aux mesures des profils expérimentaux. Cependant, pour que le plasma puisse modifier le profil des harmoniques après

amplification, il nous faut vérifier que les dimensions du faisceau harmonique sont plus grandes que celles de l'ouverture circulaire calculées précédemment.

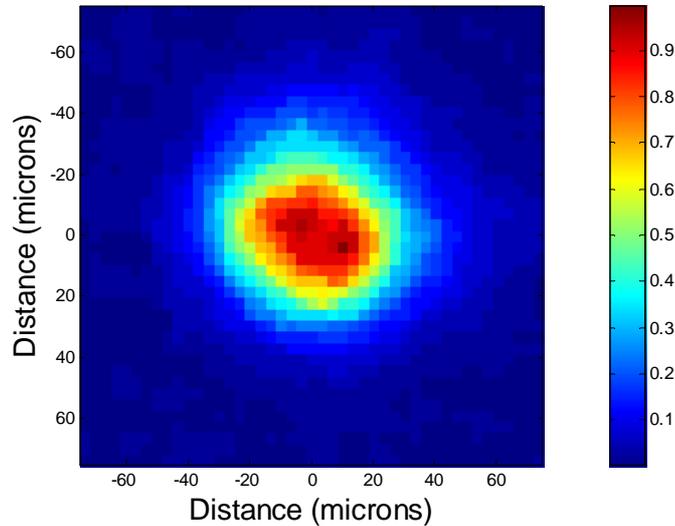


Figure 5.7 : Empreinte de faisceau des harmoniques mesurée au niveau de la cellule amplificatrice à l'aide d'une caméra visible recouverte de phosphore.

Dans ce but nous avons mesuré la distribution d'énergie des harmoniques avant amplification au niveau de la cellule amplificatrice à l'aide d'une caméra visible recouverte d'une fine couche de phosphore. La résolution est ici donnée par la taille du pixel ($3,5 \mu\text{m}$). Le diamètre du spot harmonique est ici de $90 \mu\text{m}$ (à $1/e^2$) au niveau de la cellule amplificatrice, valeur supérieure au diamètre du plasma amplificateur calculé et présenté sur la Figure 5.7. Cette mesure montre que les modifications du profil spatial des harmoniques après amplification sont très probablement la conséquence d'un filtrage spatial par l'amplificateur plasma. Nous reviendrons sur cette hypothèse au paragraphe 5.4.

5.1.3 Influence de la densité de l'amplificateur

La Figure 5.8 montre des empreintes de faisceaux pour différentes pressions dans la cellule remplie de krypton : 10, 15, 20, 30, 50 et 60 mbar. Pour cette mesure nous avons conservé tous les autres paramètres inchangés. Nous observons que le profil évolue très rapidement d'une forme elliptique (faisceau harmonique non amplifié) vers une forme plus

régulière et circulaire. L’empreinte mesurée pour une pression de 10 mbar conserve le profil elliptique du faisceau harmonique alors que le faisceau est déjà deux fois plus intense. Un anneau autour de la tache centrale est clairement visible pour les basses pressions. Cet anneau est très marqué pour 15 mbar et semble disparaître progressivement avant de disparaître totalement pour les pressions supérieures à 30 mbar. Mais si nous y regardons de plus près, nous constatons que l’intensité varie peu entre 15 et 30 mbar alors que la tache centrale du faisceau augmente. Pour des pressions plus importantes, l’anneau apparaît moins clairement. La divergence du faisceau du laser XUV injecté, correspondant ici à la tache centrale, augmente linéairement avec la pression comme le montre la Figure 5.9. Il est probable que l’anneau soit encore présent mais masqué dans les pieds du faisceau pour les plus hautes pressions de krypton.

Deux hypothèses peuvent être avancées pour expliquer la disparition de l’anneau et l’augmentation de la divergence avec la pression. La Figure 5.10 montre le profil du gain intégré sur la toute la longueur de la cellule pour différentes pressions (15, 20, 30 et 40 mbar). Ces profils de gains ont été calculés à partir des cartes de gain de la figure 3.15. Le creux au centre de ces profils correspond à la zone non amplificatrice dû à la surionisation du plasma. La première constatation est que plus la pression est faible (15 et 20 mbar) plus la zone de gain possède des bords francs. Cela permet d’interpréter la présence de l’anneau comme étant bien une figure de diffraction provoquée par l’ouverture franche de la zone de gain. De plus, nous pouvons faire l’hypothèse que ces profils de gain correspondent à ceux du laser XUV injecté à la sortie du plasma amplificateur. Donc, si nous réalisons une transformé de Fourier de ces profils de gain pour obtenir un champ lointain du laser XUV en mode injecté, nous observerions la présence d’anneaux à cause du creux présent au centre des profils de gain. Sur cette même figure nous pouvons voir que les dimensions transverses moyennes de la zone de gain diminuent avec la pression, le diamètre de la zone de gain étant de l’ordre de 80 μm pour des pressions de 15 et 20 mbar et plutôt de 70 μm pour des pressions de 30 et 40 mbar. Nous pouvons donc interpréter cette augmentation de la divergence par la diffraction comme étant provoquée par une zone de gain petite agissant comme un trou de filtrage dont la dimension diminue quand la pression augmente.

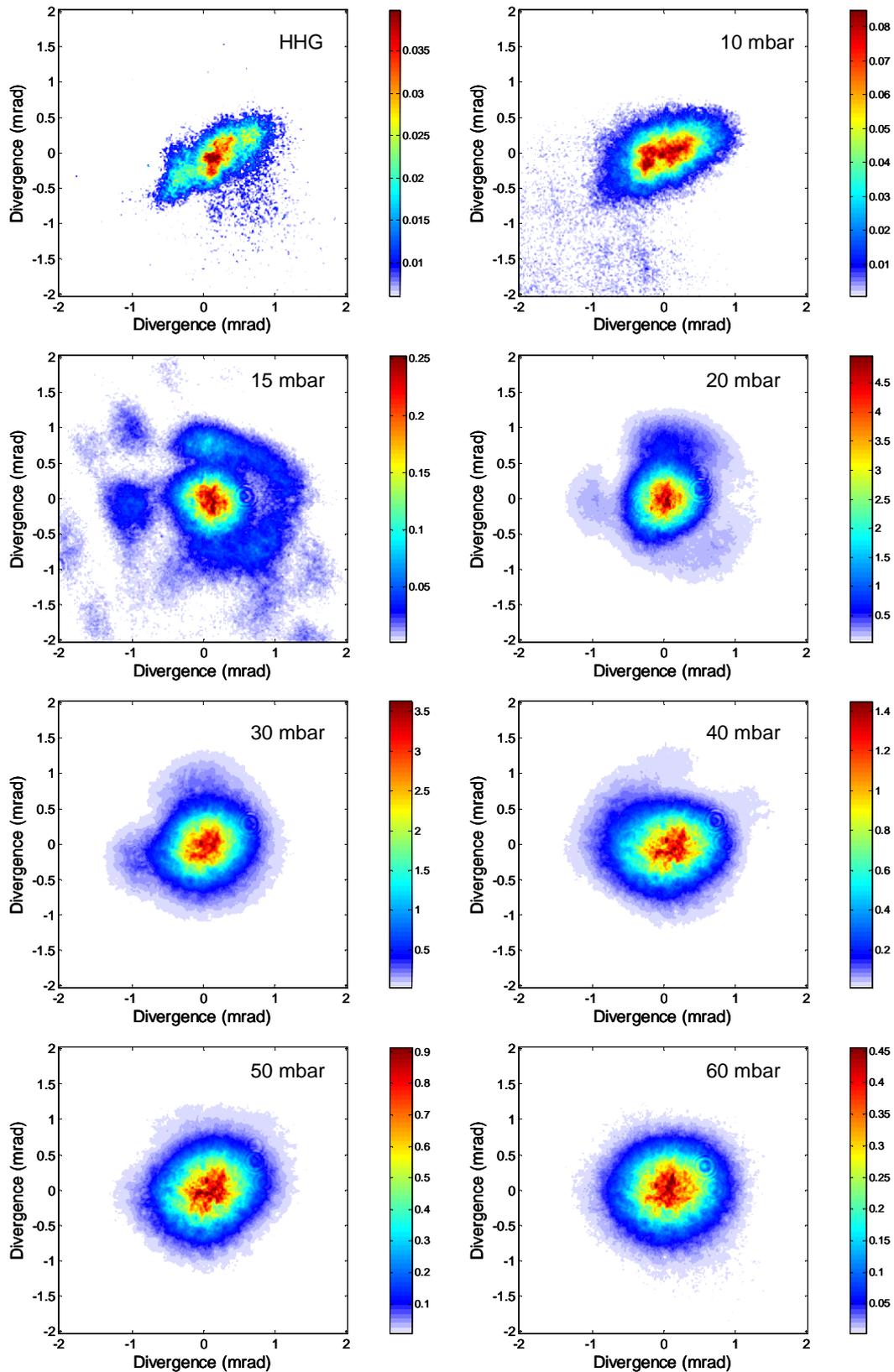


Figure 5.8 : Distribution d'énergie du laser XUV injecté en fonction de la pression. La première image représente le profil du faisceau harmonique avant injection dans le plasma.

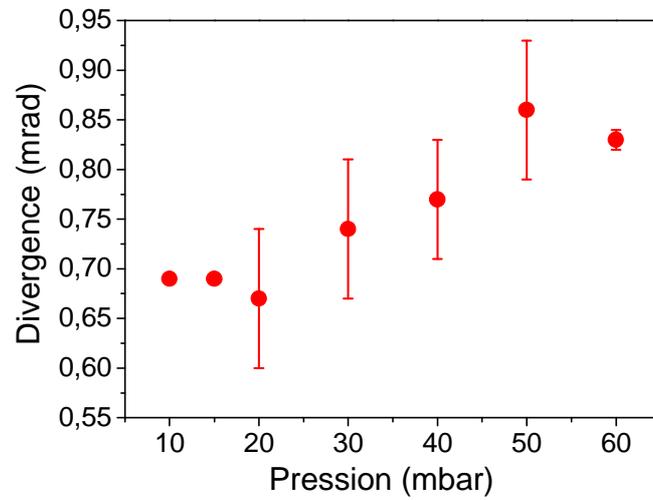


Figure 5.9 : Mesure de la divergence du laser XUV injecté en fonction de la pression dans la cellule amplificatrice.

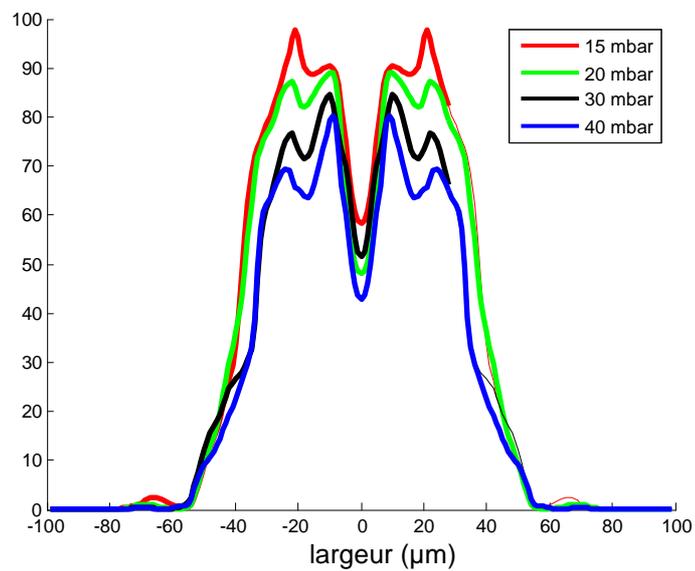


Figure 5.10 : Profil du gain intégré sur toute la longueur de la cellule.

5.1.4 Influence de la longueur de la cellule amplificatrice

Les résultats présentés dans le chapitre précédent ont montré que nous étions dans le régime de saturation dès les premiers millimètres d'amplification (autour de 3 mm). Nous avons donc étudié comment la distribution d'énergie du faisceau injecté à 32,8 nm dépend de la longueur du milieu amplificateur et, plus précisément, de la longueur de la cellule de krypton L_{cel} . Pour des longueurs de cellule comprises entre 2 et 4 mm, la focalisation du laser infrarouge a été réalisée au centre de la cellule. Par contre pour $L_{\text{cel}} > 5$ mm, le laser pompe était focalisé 3,5 mm après la face d'entrée, position pour laquelle nous avons observé la plus forte amplification.

La Figure 5.11 présente l'évolution du profil en champ intermédiaire pour une longueur de cellule variant entre 0 et 7,5 mm avec une pression de krypton constante égale à 20 mbar. Celle-ci montre clairement que le profil spatial de l'harmonique amplifiée varie essentiellement sur les trois premiers millimètres d'amplification et plus particulièrement entre $L_{\text{cel}} = 2$ et $L_{\text{cel}} = 3$ mm où l'amplification est la plus significative. Pour $L_{\text{cel}} = 2$ mm le faisceau conserve la forme générale du faisceau harmonique injecté mais laisse cependant apparaître une zone intense et ronde au centre. A partir de 3 mm, nous nous apercevons que les empreintes de faisceau restent très comparables, malgré une amplification significative du signal. Comme le montre la Figure 5.12, la divergence reste aussi quasiment constante entre 3 et 7,5 mm. Pour résumer, une mise en forme spatiale du faisceau harmonique amplifié par la colonne de plasma semble s'effectuer sur les premiers millimètres d'amplification, la longueur d'amplification totale n'apportant aucune modification locale sur les caractéristiques spatiales.

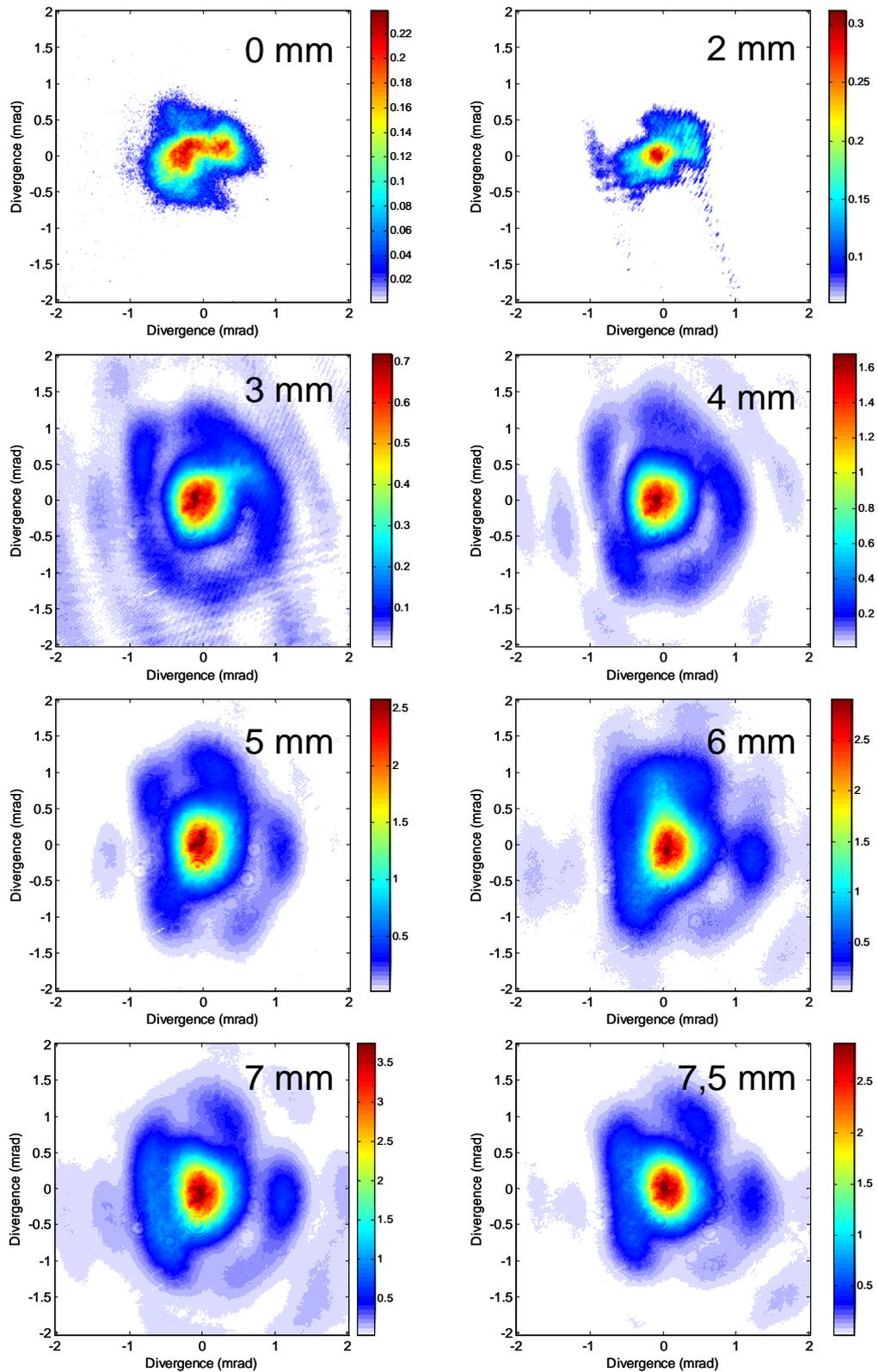


Figure 5.11 : Distribution d'énergie du laser XUV injecté en fonction de la longueur de cellule.

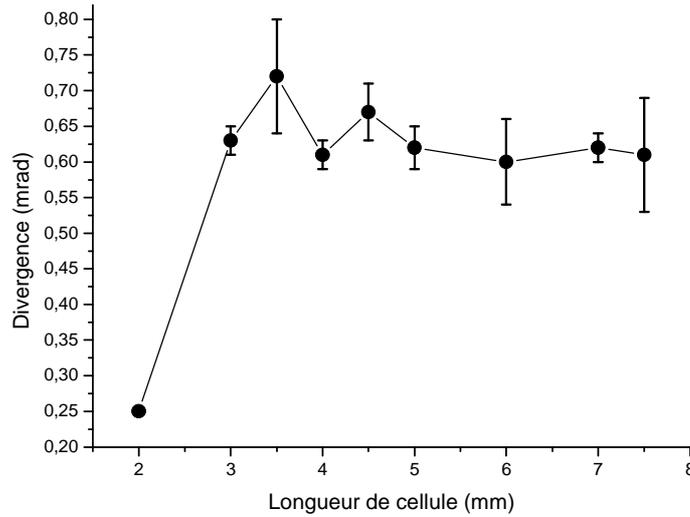


Figure 5.12 : Divergence du laser XUV injecté pour différentes longueurs de la cellule.

5.1.5 Estimation par impulsion de l'énergie du laser XUV injecté

Nous avons estimé le flux de photons par impulsion de ce laser injecté à 32,8 nm à partir des profils d'intensité que nous avons montrés précédemment. Le nombre de photons est donné par la formule suivante :

$$N_{photons} = \frac{N_c \times 3,65}{E_{photons} \times E_{ffq} \times T_{filtre} \times R_{miroir}} \quad (61)$$

où N_c est le nombre de « counts » intégrés sur la caméra CCD, $E_{photons}$ l'énergie d'un photon en eV, T_{filtre} la transmission du filtre, E_{ffq} l'efficacité quantique du détecteur et R_{miroir} la réflectivité du miroir XUV.

Nous avons intégré le nombre de coups total sur toute la surface de l'empreinte. Pour convertir le nombre de coups en nombre de photons, il faut tenir compte de l'efficacité quantique de la caméra. En effet, une partie seulement des photons est absorbée par le silicium du chip de la caméra. Le constructeur donne une efficacité quantique (Effq) de 40 % autour de 32 nm. Ensuite, 3,65 eV sont nécessaires pour créer une paire électron-trou. L'énergie E (eV) d'un photon à 32 nm étant de 37,5 eV, un photon crée plus de 10

paires électron-trou. Enfin, le gain G de la caméra est fixé à 5, et la transmission T du filtre est de 4,5 %. La plus grande incertitude réside sur la valeur de la réflectivité du miroir multicouche. Comme je vous vous l'avais présenté au début de ce chapitre, la réflectivité mesurée après sa fabrication est de 33 %. Mais avec le temps ce type de miroir s'oxyde au contact de l'air et sa réflectivité chute aux alentours de 20 % (valeur habituellement relevée). Pour les expériences de mesure de front d'onde (voir paragraphe 5.4) nous avons utilisé un deuxième miroir multicouche normalement identique au premier. Le faible signal obtenu après cette deuxième réflexion nous a conduit à mesurer sa réflectivité qui se situe finalement entre 2 % et 3 %. Les contraintes expérimentales ne nous ont pas permis d'effectuer la mesure de la réflectivité du premier miroir. Pour cette raison, l'estimation de l'énergie se fera pour des valeurs de réflectivité comprises entre 2,5 et 20 % soit une incertitude absolue d'un ordre de grandeur.

Le calcul de l'énergie pour le laser injecté donne pour le premier type d'empreinte (avec de nombreux anneaux) une valeur comprise entre 132 et 1060 nJ selon la réflectivité du miroir multicouche prise en compte alors que pour le deuxième type de profil, l'énergie est trois fois supérieure située entre 390 et 3115 nJ à la source. Cette dernière mesure a un flux compris entre $6 \cdot 10^{10}$ et $5 \cdot 10^{11}$ photons/impulsion. En comparaison, pour l'harmonique 25 à 32,8 nm nous avons évalué à peu près la même énergie pour les deux configurations située entre 6 et 40 nJ (selon la valeur de la réflectivité) ou en terme de flux entre $4 \cdot 10^8$ et $6 \cdot 10^9$ photons/impulsion. Cela montre une différence au niveau de l'amplificateur entre les deux types d'empreintes.

Comme nous avons mesuré la largeur spectrale du laser XUV injecté dans le chapitre précédent, nous pouvons donner une fourchette pour la valeur de la brillance impulsionnelle qui est comprise entre $4 \cdot 10^{23}$ et $3,5 \cdot 10^{24}$ photons/s/mrad²/mm²/(0.1% Bandwidth) selon la valeur de la réflectivité du miroir multicouche. La brillance est un paramètre clé pour les expériences d'interaction laser XUV matière à haute intensité pour lesquelles il est nécessaire de focaliser le rayonnement.

5.1.6 Stabilité du laser injecté à 32,8 nm

La stabilité tir à tir du laser injecté est un paramètre important pour la mise en place d'expériences d'applications. Il est à noter que les variations d'intensité de ce type de laser peuvent avoir différentes origines indépendantes. Tout d'abord, l'intensité du laser de pompe fluctue environ de 15 % tir à tir. Ceci peut entraîner de larges variations de l'intensité du faisceau harmonique (de l'ordre de 50 %) et des qualités amplificatrices du plasma d'autant que ces deux processus sont hautement non linéaires et que les fluctuations subies à chaque tir sont identiques sur les deux éléments. Ces fluctuations sont naturellement moins importantes quand nous amplifions en régime de saturation, comme dans le cas de nos expériences. Un autre facteur d'instabilité est dû à la variation de couplage harmonique-plasma qui est essentiellement provoqué par des variations de pointé de la chaîne laser elle-même. Ce point difficile à compenser s'est avéré être le plus grand facteur d'instabilité au cours de nos mesures. Dans le futur, nous pourrions atténuer ces variations de pointé du laser de pompe en installant un connecteur tip-tilt rapide avec capteur de position.

La Figure 5.13 montre une série de profils spatiaux enregistrés successivement dans les mêmes conditions d'interaction. Nous reconnaissons le profil de type « fonction de Bessel de type 1 » déjà discuté dans le paragraphe 4.2.2.2 et nous remarquons, d'un point de vue qualitatif, que le profil du faisceau varie peu même pour les tirs les moins intenses (à l'exception de quelques tirs ratés). Pour quantifier ces fluctuations tir à tir, nous avons reporté sur la Figure 5.14 le facteur d'amplification correspondant. Nous constatons que celui-ci est en moyenne de 73 avec des variations allant jusqu'à 100 %.

Egalement, nous avons relevé sur la Figure 5.15 la position du centroïde de chaque empreinte de faisceau afin de savoir si les faisceaux les plus amplifiés étaient émis sur un axe privilégié. Chaque croix sur cette figure correspond à la position du centroïde sur le capteur CCD. La taille de la croix rendant compte de l'intensité du laser injecté. La position de référence « 0 » correspond à la position de l'empreinte harmonique sans amplification. La Figure 5.15 montre que, globalement, le faisceau harmonique amplifié est émis dans une direction légèrement décalée par rapport l'axe de départ et donc que l'amplification dévie le faisceau. Ce résultat est un peu surprenant car nous avons jusqu'ici considéré que la réfraction des harmoniques par le plasma amplificateur était négligeable. Mais il est possible que cette légère déviation soit causée par le guidage par le

gain. Globalement, la majorité des empreintes de faisceau injecté est émise dans la même direction avec une variation moyenne de l'ordre de 0,1 mrad. Nous constatons que l'écart de position moyen du faisceau injecté est de l'ordre de 0,3 mrad par rapport à la position d'origine, l'écart type étant autour de 0,2 mrad. Pour donner un ordre de grandeur, 0,2 mrad correspond à un tiers de la dimension du faisceau, montrant que le pointé de notre laser XUV injecté est assez stable.

Les faisceaux les plus excentrés sont un peu moins amplifiés, ce qui montre que, dans ce cas, le couplage harmonique-plasma est faible. Ceci est dû à un écart de pointé du faisceau harmonique lui-même qui coïncide mal avec la zone de gain.

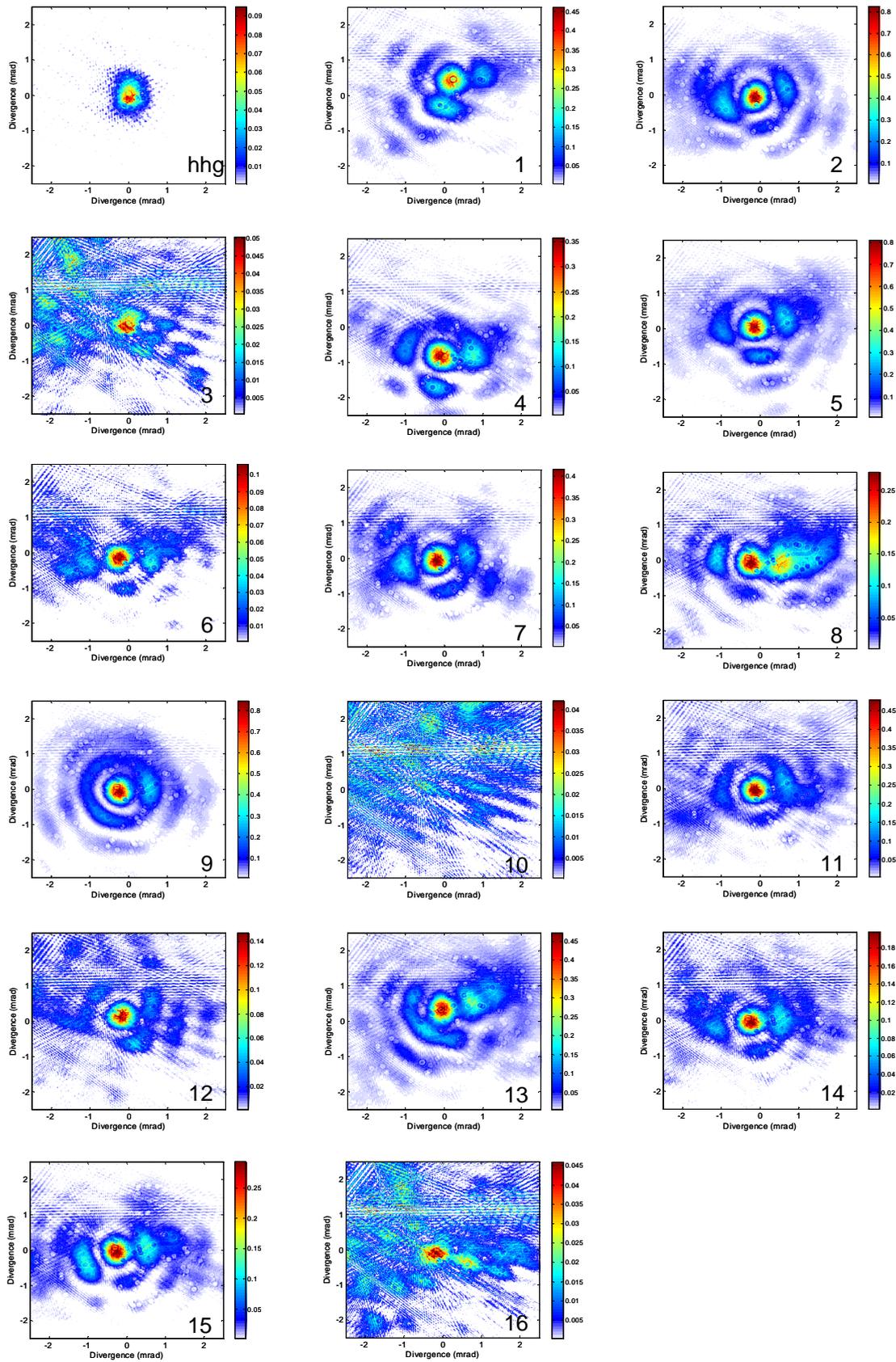


Figure 5.13 : Empreintes de faisceau pour l'étude de la stabilité du laser XUV injecté.

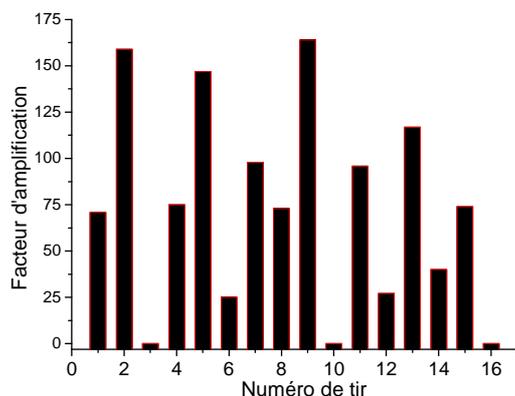


Figure 5.14 : Facteur d'amplification du faisceau laser XUV injecté d'un tir à l'autre.

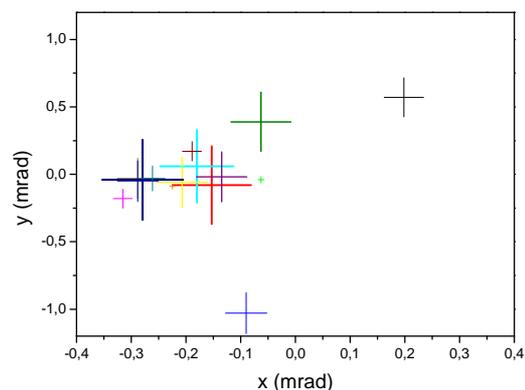


Figure 5.15 : Position du centroïde du faisceau laser XUV injecté mesuré au niveau de la caméra en fonction de son énergie. Plus les croix sont grandes plus le faisceau est intense.

5.2 Mesure de la cohérence spatiale du laser XUV injecté

5.2.1 Expérience des fentes d'Young : principe et montage expérimental

Nous avons mesuré la cohérence spatiale (voir Annexe A) du faisceau laser injecté à 32,8 nm grâce à un système de doubles fentes d'Young. Nous avons aussi mesuré indépendamment les cohérences du faisceau laser XUV émis par l'amplificateur et du faisceau harmonique non amplifié pour évaluer l'influence de l'amplification sur cet aspect.

5.2.1.1 Principe

Les fentes d'Young désignent en physique un dispositif qui permet de faire interférer deux faisceaux de lumière issus d'une même source, en les faisant passer par deux fentes fines parallèles situées dans le même plan orthogonal au faisceau lumineux. Cette expérience fut réalisée pour la première fois par Thomas Young en 1801 et a permis de mettre en évidence la nature ondulatoire de la lumière.

Dans cette expérience la source engendre par diffraction sur chaque fente deux sources secondaires S_1 et S_2 dont le rayonnement est reçu par un écran. Sur cet écran nous observons un motif de diffraction et d'interférence qui est une zone où s'alternent des franges sombres et illuminées. Plus les franges d'interférence sont contrastées, plus la cohérence entre les points S_1 et S_2 du faisceau est grande. La visibilité ou contraste des franges d'interférence est définie par la relation suivante :

$$C = \frac{I_{Max} - I_{MIN}}{I_{MAX} + I_{MIN}} \quad (62)$$

Pour comprendre l'apparition des franges, considérons un point M situé sur l'écran éclairé par les ondes émises par S_1 et S_2 qui peuvent s'écrire respectivement :

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 \sin(\omega t) \\ E_2 &= E_0 \sin(\omega t - \Delta\varphi) \end{aligned} \quad (63)$$

où E_0 est l'amplitude, ω la pulsation et $\Delta\varphi$ le déphasage et t le temps.

Le déphasage, $\Delta\varphi$, caractérise le fait qu'une onde a un certain retard par rapport à l'autre. En effet, le chemin n'est pas de la même longueur pour un rayon qui provient d'une source ou de l'autre pour arriver au point M. Si $\Delta\varphi$ est un multiple de 2π , les ondes s'ajoutent et nous obtenons une frange lumineuse sur l'écran, ce qui est appelé une interférence constructive. En revanche si $\Delta\varphi$ est un multiple impair de π alors les ondes s'annulent et nous obtenons une frange sombre sur l'écran, c'est alors une interférence destructive. Cela explique pourquoi nous observons, sur l'écran, des franges successivement claires et sombres.

Pour le calcul de $\Delta\varphi$ nous pouvons faire l'approximation suivante : la distance D entre l'écran et les fentes est grande devant la distance entre les fentes d . Les distances de M à S_1 et de M à S_2 , notées respectivement r_1 et r_2 , vérifient alors :

$$r_1 - r_2 = \frac{d}{D} x \quad (64)$$

où x est la distance de M au centre de l'écran.

Cette différence de trajet, souvent appelée différence de marche, correspond à un déphasage entre les deux rayons et s'écrit :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda D} x \quad (65)$$

Nous pouvons alors montrer que l'intensité reçue est répartie de manière périodique au niveau de l'écran et est proportionnelle à :

$$\cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = \cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda D} x\right) \quad (66)$$

La largeur réduite de chaque fente provoque un phénomène de diffraction. Cet effet se répercute sur la figure observée, l'intensité des franges décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre. Pour en tenir compte, il faut rajouter un sinus cardinal (TF d'une fonction porte) à l'intensité reçue par l'écran.

Au final, l'intensité au point M peut s'écrire :

$$I_M = A_0 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi \ell}{\lambda D} x\right) \cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda D} x\right) \quad (67)$$

où A_0 est l'amplitude et ℓ la largeur des fentes.

L'équation 67 permet de simuler un profil d'intensité d'une source à 32,8 nm totalement cohérente en utilisant les paramètres expérimentaux (voir paragraphe suivant). La Figure 5.16 montre que cette simulation (courbe en noire) est en très bon accord avec les mesures réalisées avec le laser XUV injecté (points rouges). Le léger décalage entre les deux courbes provient certainement de l'incertitude que nous avons sur la distance entre les fentes et l'écran (caméra CCD dans notre cas).

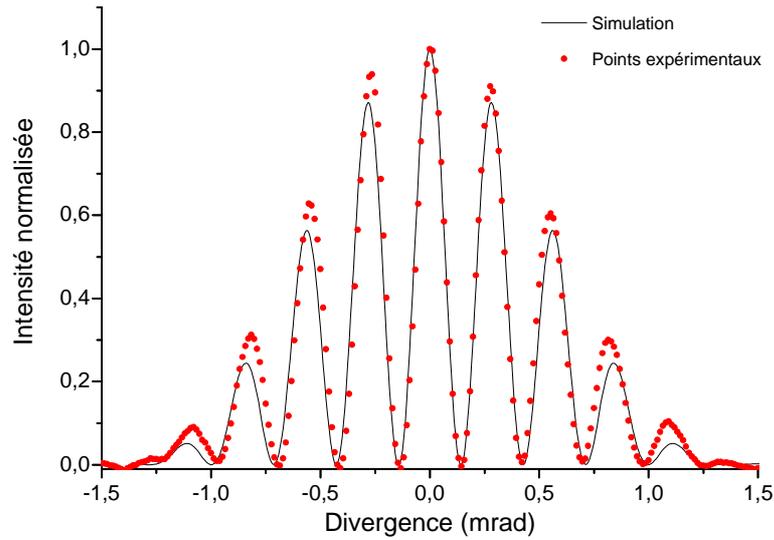


Figure 5.16 : Simulation d'un profil d'intensité réalisé dans le cas d'une longueur d'onde de 32,8 nm, une distance entre les fentes de 115 μm et une largeur de fente de 23,5 μm (courbe en noire). Les points en rouge correspondent aux résultats expérimentaux du laser XUV injecté réalisés dans les mêmes conditions.

5.2.1.2 Montage expérimental

Comme le montre la Figure 5.17, le montage expérimental est globalement identique à celui utilisé pour les mesures de distribution spatiale. La seule différence réside dans la mise en place d'une série de doubles fentes gravées sur une même plaque, placée à 70 cm de l'amplificateur XUV. La distance fente-détecteur est ici de 152 cm. La largeur des fentes a été mesurée à $23,5 \pm 0,1 \mu\text{m}$ à l'aide d'un microscope optique comme le montre la Figure 5.18. Nous disposons donc d'un système de fentes dont les différents espacements étaient respectivement de 115 μm , 227 μm , 323 μm , 423 μm et 523 μm . En comparaison, les tailles des différentes sources au niveau de la plaque des fentes d'Young étaient de $450 \pm 40 \mu\text{m}$ (à mi-hauteur) ou $770 \pm 70 \mu\text{m}$ (à $1/e^2$) pour le faisceau laser XUV injecté, $536 \pm 40 \mu\text{m}$ (à mi-hauteur) ou $910 \pm 70 \mu\text{m}$ (à $1/e^2$) pour le faisceau injecteur harmonique et de l'ordre de 2,2 mm (à mi-hauteur) pour le faisceau ASE.

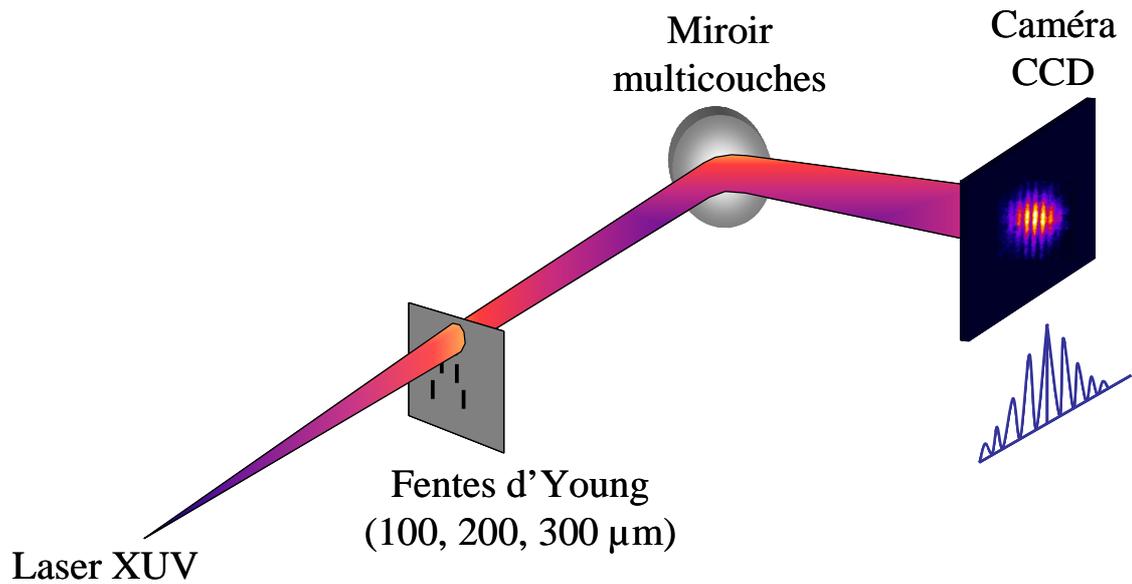


Figure 5.17 : Schéma de principe de la mesure de la cohérence spatiale des sources XUV.

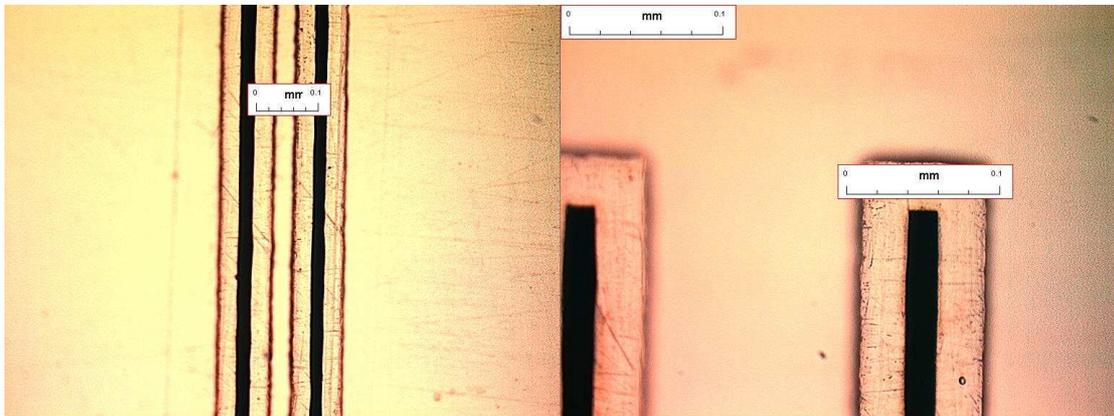


Figure 5.18 : Images réalisées à l'aide d'un microscope optique pour une interférence de 115 μm (à gauche) et 227 μm (à droite). Le microscope nous a permis de mesurer précisément la distance entre les fentes ainsi que leur largeur.

5.2.2 Résultats expérimentaux

La Figure 5.19 montre les figures d'interférences obtenues respectivement pour le laser XUV injecté, le faisceau harmonique non amplifié et le faisceau XUV en mode ASE pour différents espacements de fentes allant de 115 à 423 μm . Pour obtenir un niveau de signal exploitable, nous avons accumulé une centaine de tirs pour le faisceau harmonique seul et l'émission ASE alors que 10 tirs ont suffi pour le laser à 32,8 nm injecté. Pour la mesure de la cohérence du faisceau harmonique nous avons éclipsé la cellule amplificatrice. De plus, le faisceau harmonique étant composé d'un peigne de 5 harmoniques nous avons mesuré la visibilité au centre de la figure d'interférence pour éviter le phénomène de brouillage de franges présent dans le cas de sources polychromatiques.

Comme le montre clairement ces images, le laser XUV injecté montre un niveau de contraste de franges, et donc une cohérence spatiale, bien supérieur à celui des harmoniques non amplifiées et de l'émission ASE de la colonne de plasma. Bien que la taille du faisceau de l'émission ASE soit beaucoup plus importante (environ 2,2 mm) que l'espacement des fentes, le contraste ne dépasse pas 45 % pour une distance inter fente de seulement 115 μm . La Figure 5.20 montre l'évolution de la visibilité C avec la distance entre les fentes extraite des mesures de contraste. Ici, nous définissons la longueur de cohérence spatiale R_c comme la longueur pour laquelle la visibilité est diminuée d'un facteur $1/e$. La longueur de cohérence de l'émission ASE est d'environ 98 μm , ce qui est environ 20 fois plus petit que le diamètre du faisceau. Ce résultat est similaire à celui obtenu pour l'émission ASE du cadmium nickelé à 13,2 nm [112]. Pour le faisceau harmonique, le contraste mesuré est plus faible que ce à quoi nous nous attendions avant la mesure. En effet, les nombreuses mesures de cohérence transverse que nous pouvons trouver dans la littérature montrent souvent une source bien plus cohérente spatialement que ne le montrent nos mesures. Ici, la visibilité des franges chute très rapidement avec l'espacement des fentes : 50 % pour 115 μm , 12% pour 223 μm et 0% à 323 μm . Une des raisons qui peut expliquer la faible cohérence de nos harmoniques est la forte intensité du laser infrarouge (10^{15} à $2 \cdot 10^{15}$ $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$) utilisée pour produire le faisceau d'harmoniques [113]. Néanmoins, nous avons estimé ici une longueur de cohérence égale à 102 μm , ce qui

correspond à environ un cinquième du diamètre du faisceau calculé à mi-hauteur au niveau des fentes.

Après amplification du faisceau harmonique par une colonne de plasma de 7,5 mm, la visibilité du rayonnement à 32,8 nm passe de 95 % pour un espacement de 115 μm à 45 % pour un espacement de 323 μm , montrant qu'une amélioration importante de la cohérence transverse du rayonnement a été réalisée. La longueur de cohérence atteint alors 232 μm , ce qui correspond à plus de 50 % du diamètre à mi-hauteur du faisceau.

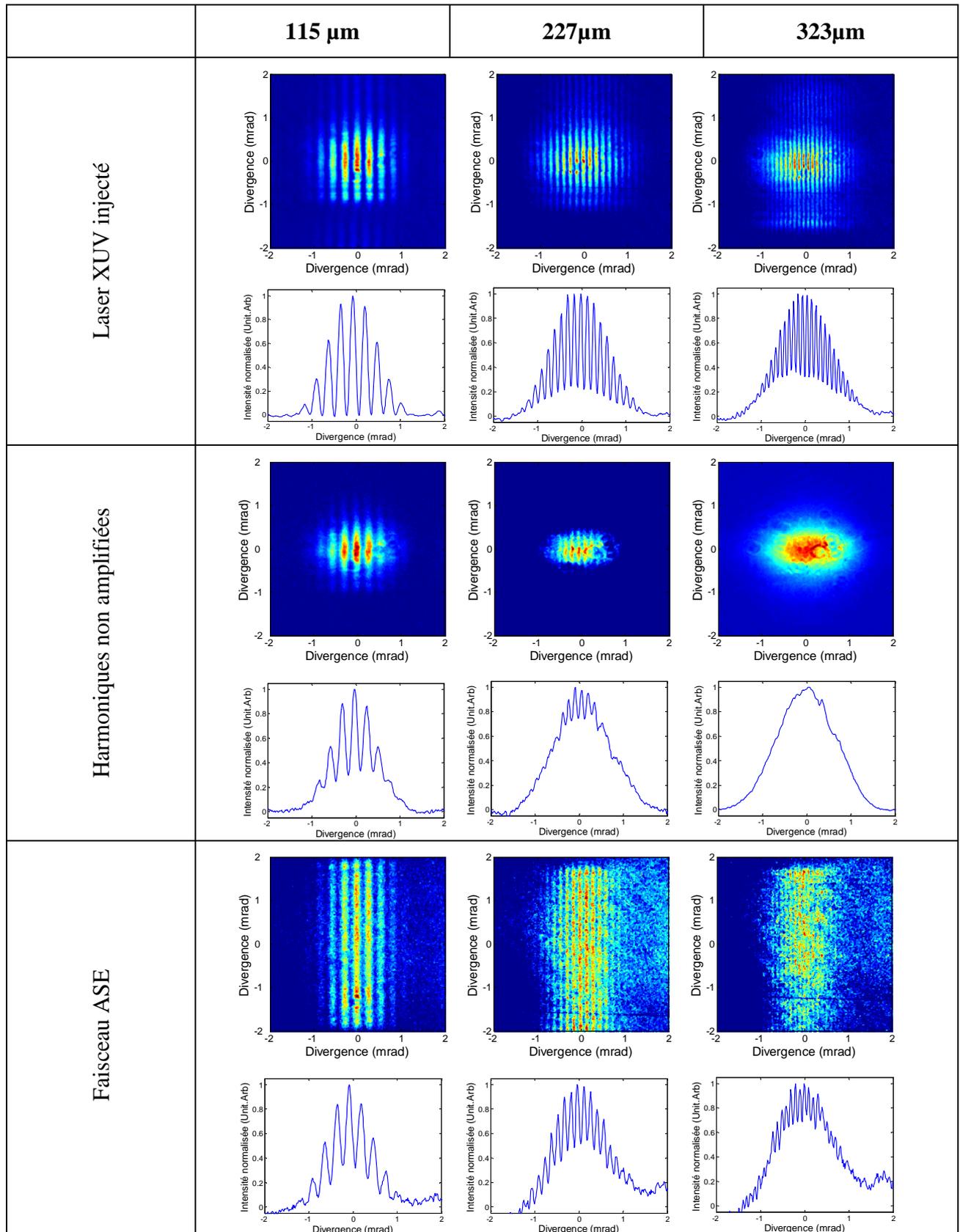


Figure 5.19 : Mesure des figures d'interférences et de leur profil d'intensité pour le laser XUV injecté (en haut), le faisceau harmonique avant amplification (au centre) et le faisceau ASE (en bas) pour des interférentes de 115 μm , 227 μm et 323 μm .

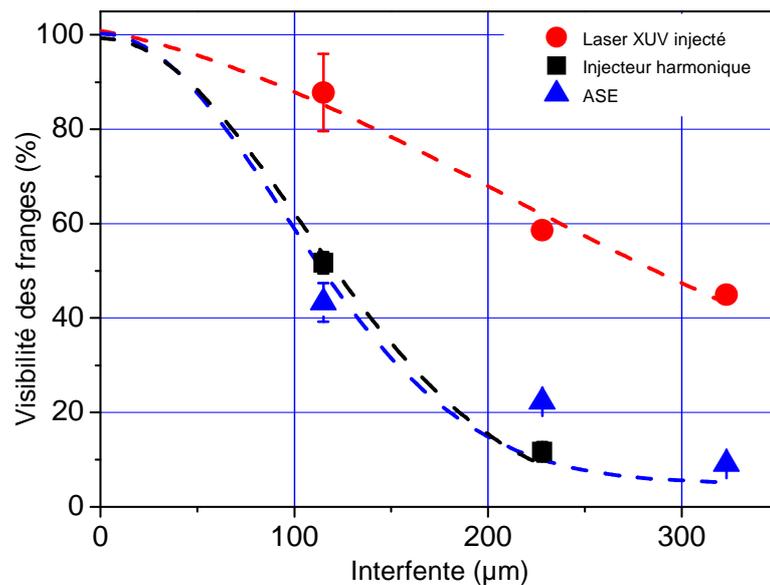


Figure 5.20 : Mesure du contraste pour différents espacements entre les fentes des harmoniques non amplifiées (en rouge), l'ASE (en bleu) et pour le laser XUV injecté (en rouge).

Ce résultat est en bon accord avec d'autres mesures réalisées par nos collègues américains [114] avec un plasma de cible solide pompé en incidence rasante qui montrent que la technique d'injection d'harmonique améliore les propriétés de cohérence spatiale. Si les prochaines mesures, et notamment celles du front d'onde, permettent d'y voir plus clair sur l'origine de cette spectaculaire amélioration, tout permet de penser que celle-ci est due au filtrage spatiale par le gain du faisceau harmonique amplifié.

5.3 Mesure du front d'onde du laser à 32,8 nm

Le « front d'onde » (voir Annexe B), surface d'onde ou encore phase spatiale d'un faisceau, est l'ensemble des points de l'espace où les vibrations sont isophases. La mesure de la surface d'onde d'un faisceau de lumière est une technique qui est longtemps restée confinée à la gamme spectrale allant du proche l'infrarouge au VUV. La transposition des techniques développées dans le visible dans le domaine XUV est très récente et est motivée par la prise de conscience que la maîtrise du front d'onde devient incontournable, même dans l'XUV, pour exploiter au mieux les sources réalisées dans cette gamme spectrale (focalisation, propagation...).

Aujourd'hui, peu de travaux sur la mesure du front d'onde des lasers XUV ont été entrepris. En ce qui concerne les harmoniques, différentes techniques de mesure ont été utilisées [115, 74] et les meilleures mesures rapportent une variation de front d'onde de l'ordre de $\lambda/7$ RMS à 32 nm.

Pour ce qui concerne les lasers XUV par plasma-laser, les travaux réalisés sur un laser à 46,9 nm créé par une décharge capillaire dans de l'Argon néonoïde ont permis de montrer une variation moyenne du front d'onde de 3λ , ce qui est, à notre connaissance, la meilleure mesure de front d'onde jamais publiée pour ce type de source [116]. D'autres mesures ont été réalisées sur un laser à zinc néonoïde (21,2 nm) et un laser OFI à xénon palladiomoïde fonctionnant en ASE ($\lambda = 41,8$ nm) mais la calibration insuffisante du capteur n'a pas permis de tirer de conclusions définitives [117]. Par la suite, P. Mercère et collaborateurs [118] élaboreront le premier capteur de front d'onde Hartmann XUV que nous décrivons dans le paragraphe suivant.

5.3.1 Principe du capteur de front d'onde de type Hartmann

Le principe d'un capteur de front d'onde de type Hartmann est illustré sur la Figure 5.21. À l'aide d'une matrice de trous, le faisceau incident est échantillonné en une multitude de sous-faisceaux. De ce fait, chaque sous-faisceau se propage librement suivant une direction qui dépend de la courbure locale du front d'onde au niveau du trou. Notons que les trous de la grille du capteur que nous avons utilisés sont carrés et inclinés d'un angle de 25° afin de minimiser la contribution de la diffraction des trous adjacents [119].

Ces sous-faisceaux sont détectés sur un détecteur bidimensionnel, ici une caméra CCD (Charged Coupled Device), pour former dans ce plan de détection un réseau de taches. La distance entre la plaque de trous et le détecteur étant connue, une mesure de l'écart de ces taches dans le plan du détecteur par rapport à des positions dites de références permet alors d'obtenir une cartographie bidimensionnelle des pentes locales du front d'onde, c'est-à-dire les dérivées locales de la surface d'onde. Pour reconstruire la surface d'onde, nous utilisons la méthode zonale, où les valeurs de la phase sont estimées dans des zones locales de la pupille, par intégration de proche en proche de la fonction dérivée.

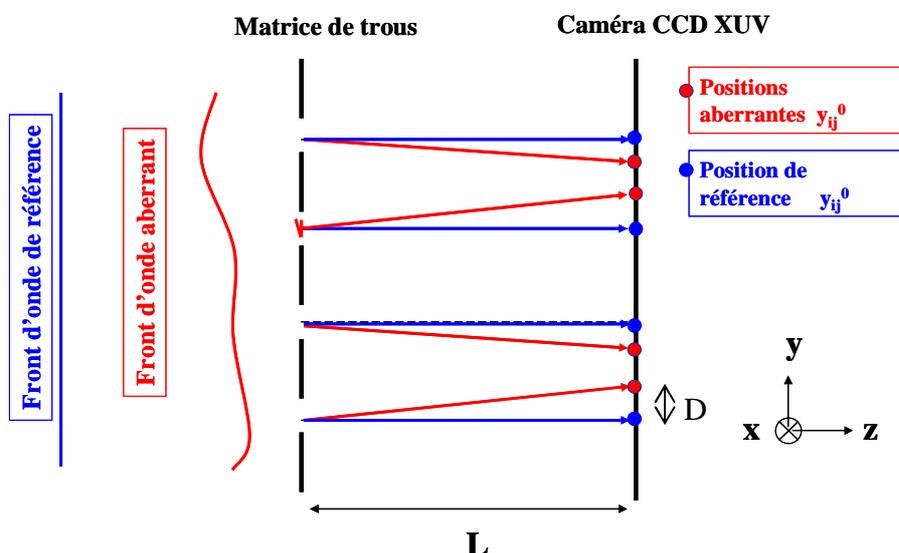


Figure 5.21 : Schéma de principe du senseur de front d'onde de type Hartmann, l'écart de position D entre la mesure et la référence permet de reconstruire la forme du front d'onde.

La calibration du système a été réalisée à l'aide d'une onde de référence sphérique, dépourvue de toute aberration, qui donne les positions de références (x_{ij}^0, y_{ij}^0) . Cette calibration a été réalisée en laissant diffracter le faisceau harmonique par un trou de $10 \mu\text{m}$ de diamètre placé à 50 cm de la source [77]. Compte tenu de cette mesure, la précision des mesures présentées ici est de $0,04\lambda \text{ rms}$ ou $\lambda/25 \text{ rms}$ à 32 nm .

5.3.2 Montage expérimental

Pour garder une bonne résolution spatiale sur la CCD il est nécessaire d'éclairer un grand nombre de trous du capteur. Pour cela, nous avons placé le senseur de front d'onde le plus loin possible de la cellule à cause de la faible divergence de la source, soit à une distance de 4,15 m sur notre dispositif de la source. Malgré cette distance, le diamètre du faisceau harmonique amplifié au niveau du senseur n'était que de l'ordre de 6 mm (à $1/e^2$). Cela ne représente que 15 % de la dimension optimale d'analyse du senseur. De plus, il n'était pas possible de mettre le détecteur dans l'axe de la source car le spectromètre est dans cet axe. Nous nous sommes donc servi du montage expérimental utilisé pour la mesure d'empreinte de faisceau, c'est-à-dire avec le filtre aluminium et un miroir multicouche, et nous avons rajouté un autre miroir multicouche, identique au précédent, placé avec 45° d'incidence juste avant la caméra CCD XUV. Pour avoir assez de signal sur le détecteur il a fallu accumuler entre 5 et 10 tirs pour le faisceau harmonique amplifié et jusqu'à 100 tirs pour le faisceau harmonique sans amplification. Le signal ASE étant plus faible et surtout très divergent, nous n'avons pu mesurer de front d'onde. Il aurait fallu pour ceci accumuler plusieurs milliers de tirs.

5.3.3 Mesure de la distorsion du front d'onde

La Figure 5.22(a) nous donne un exemple des valeurs mesurées $\delta(\theta_x, \theta_y)$ par le senseur de front d'onde pour le faisceau harmonique non amplifié. Nous pouvons observer sur cette figure que les harmoniques possèdent des variations dans la mesure de la phase de l'ordre de $0,3 \lambda$ (RMS) (soit $\approx \lambda/3$). Notons que le front d'onde des harmoniques présente une aberration d'astigmatisme flagrante. Nous avons expliqué précédemment que cet astigmatisme provient d'un léger désalignement du miroir torique de couplage. La Figure 5.22(b), quant à elle, nous montre les variations du front d'onde dans le cas du laser XUV injecté. Comme nous l'avons observé précédemment, le profil injecté prend une forme circulaire et régulière. Mais l'effet le plus marquant est sans aucun doute la réduction spectaculaire des variations de front d'onde $\delta(\theta_x, \theta_y)$. En effet, nous obtenons ici $\delta(\theta_x, \theta_y) = 0,058 \lambda$ ce qui correspond à $\lambda/17$ (soit 1,9 nm). Comme nous l'avons rappelé

précédemment, cette qualité de front d'onde n'a jamais été mesurée jusqu'à présent (à notre connaissance) dans cette gamme de longueur d'onde et a fortiori pour un laser XUV par plasma-laser. Si nous considérons le critère de Maréchal [120], stipulant qu'une source est limitée par la diffraction si les défauts de front d'onde sont inférieurs à $\lambda/14$ (équivalent à un rapport de Strehl de 0,8), nous pouvons aisément conclure que la limite de diffraction est atteinte ce qui laisse entrevoir de bons espoirs pour ce qui concerne la focalisation de cette source.

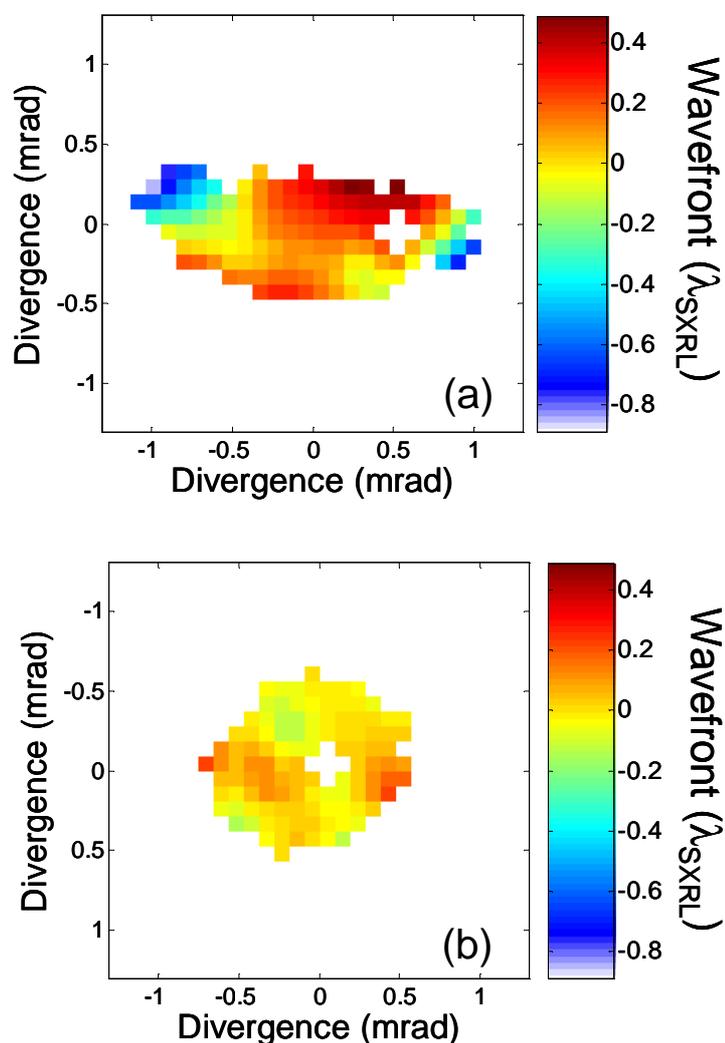


Figure 5.22 : Mesure de la variation du front d'onde des harmoniques (a) et du laser XUV injecté (b).

Nous avons mesuré la variation du front d'onde en fonction de la pression de krypton dans la cellule amplificatrice (cf Figure 5.23 et Figure 5.24). Les résultats sont reportés dans la Figure 5.25. Contrairement à ce que nous avons observé pour le profil spatial, le front d'onde RMS varie peu pour des pressions comprises entre 15 et 40 mbar, cette variation se situant autour de $0,062 \lambda$ ($\lambda/16$). La variation moyenne est plus importante pour une pression de 20 mbar, autour de $0,08 \lambda$, probablement du fait des variations de couplage spatial harmonique-amplificateur. A noter que les mesures à 0 mbar correspondent à celles des harmoniques sans injection.

Si nous regardons les fronts d'ondes de plus près, nous nous apercevons que la majorité des mesures présente un peu d'astigmatisme à 90° déjà présent sur le front d'onde du faisceau harmonique. A la vue de ces résultats, il devrait être encore possible d'améliorer le front d'onde du laser XUV injecté en optimisant au mieux le front d'onde du faisceau harmonique lui-même.

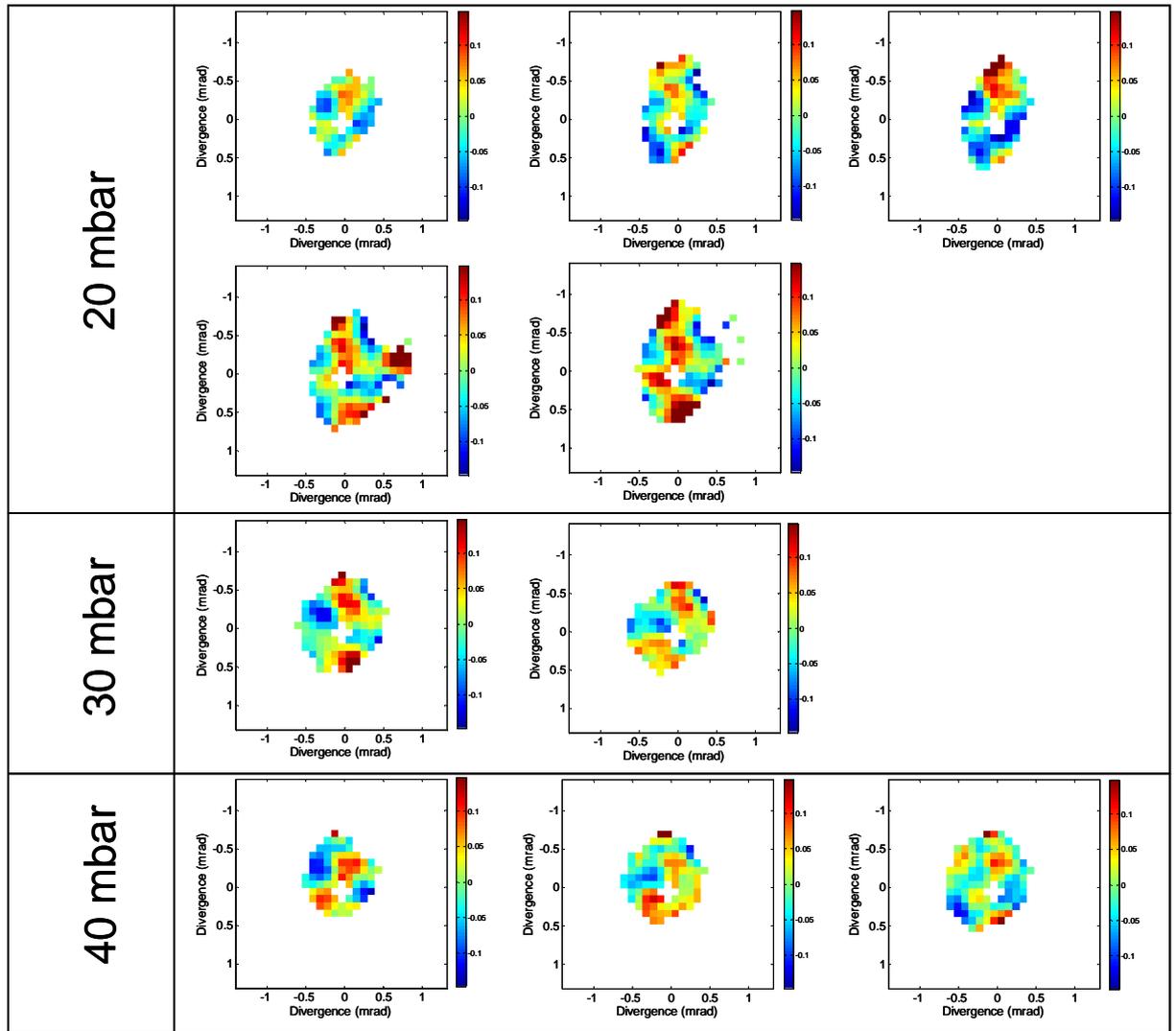


Figure 5.23 : Mesure de la variation du front d'onde du faisceau du laser XUV injecté pour différentes pressions.

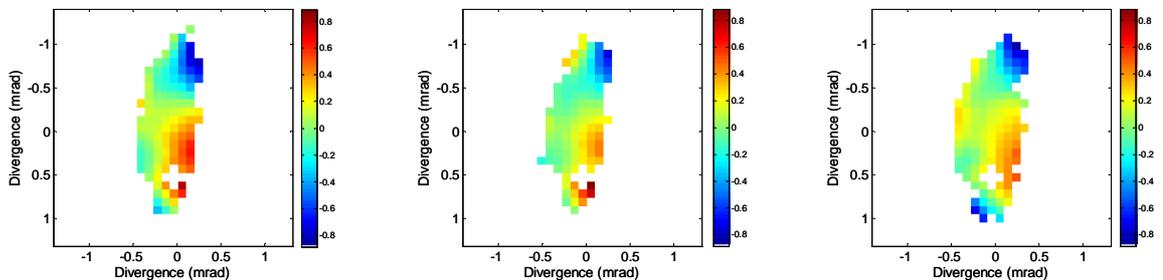


Figure 5.24 : Trois mesures différentes de la variation du front d'onde de l'injecteur harmonique. Les trois fronts d'onde mesurés montrent la même aberration d'astigmatisme.

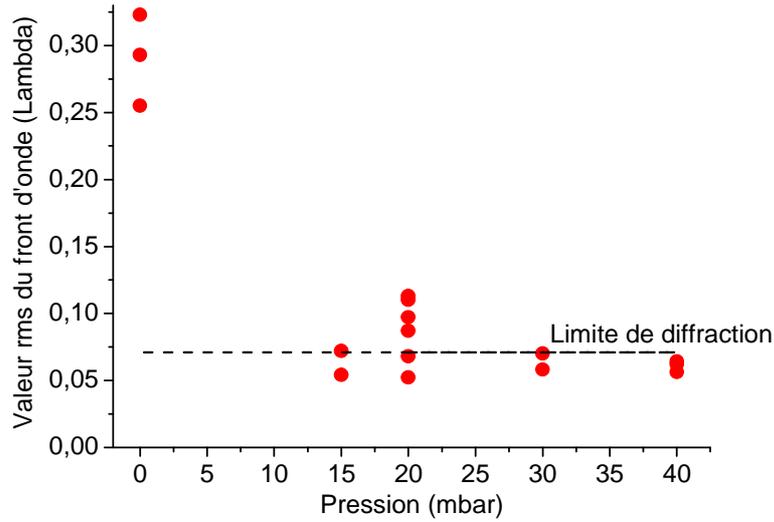


Figure 5.25 : Mesures RMS de la variation du front d'onde du laser XUV injecté en fonction de la pression.

5.4 Modélisation simple du filtrage spatial par le gain

5.4.1 Reconstruction de la source

Les mesures réalisées avec le senseur de front d'onde nous donnent simultanément une information sur la phase et sur l'intensité du laser XUV dans le plan du détecteur. Ces deux mesures permettent d'obtenir l'amplitude complexe du laser XUV. Il nous est donc possible de reconstruire le champ XUV à la sortie de l'amplificateur, et ainsi de connaître les dimensions transverses du plasma amplificateur ce qui nous permettra de mieux comprendre comment le faisceau harmonique est couplé au plasma.

Dans le plan du senseur de front d'onde, l'amplitude complexe du champ laser injecté peut s'écrire :

$$E_H(\theta_x, \theta_y) = \sqrt{I_{SXRL}(\theta_x, \theta_y)} \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda_{SXRL}} \left(\frac{x^2 + y^2}{z_H} + 2\delta(\theta_x, \theta_y) \right) \right] \quad (68)$$

Dans cette équation, z_H est la distance entre le détecteur et l'entrée du plasma, $\theta_x = x/z_H$ et $\theta_y = y/z_H$ sont les divergences du faisceau dans les deux directions perpendiculaires à l'axe de propagation, I_{sxl} est l'intensité comme représentée sur la Figure 5.4 et $\delta(\theta_x, \theta_y)$ représente la variation du front d'onde avec $\delta(\theta_x, \theta_y) = 0$ correspondant à une source sans aberration.

L'amplitude complexe (équation 68) est connue dans le plan du détecteur pour chacun des sous faisceaux créés par la matrice de trous du senseur. En utilisant le test par minimisation du χ^2 , ces valeurs sont projetées sur la base des polynômes d'Hermite-Gauss (HG) [121] sous la forme :

$$E_H(x, y, z_H) = A \sum_{l,m} \alpha_{l,m} v_l(x, z_H) v_m(y, z_H) \quad (69)$$

où $v_k(u, z)$ est le projeté orthogonal des modes de Hermite-Gauss.

$$v_k(u, z) = h_k \left(\frac{\sqrt{2}u}{w(z)} \right) \exp \left[i \frac{\pi u^2}{\lambda R(z)} - \frac{u^2}{w^2(z)} - ik \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \right] \quad (70)$$

Dans cette équation, h_k représente les polynômes d'Hermite normalisés, $w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_0^2}$, $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ la longueur de Rayleigh et $R(z) = z + z_0^2/z$, le rayon de courbure, w_0 représente le rayon de courbure (waist) du faisceau à $z = 0$.

Les fonctions $v_l(x, z_H) v_m(y, z_H)$ sont les solutions des équations de Maxwell dans le vide. A partir du moment où les valeurs de w_0 et de $\alpha_{l,m}$ sont connues, nous pouvons reconstruire l'amplitude complexe, soit des harmoniques sans amplification, soit du laser XUV injecté où nous le souhaitons sur l'axe de propagation du faisceau laser.

La Figure 5.26 montre les résultats de la reconstruction du profil d'intensité du laser XUV injecté à la sortie de la colonne de plasma pour différentes pressions de gaz dans la cellule amplificatrice : 0, 15, 20, 30 et 40 mbar (0 mbar correspond au faisceau harmonique sans amplification). Comme nous pouvions nous y attendre le profil d'intensité des harmoniques présente un profil elliptique avec des dimensions de 70 μm

$\times 110 \mu\text{m}$ (à $1/e^2$). Aussi, nous observons de petites structures plus ou moins intenses qui peuvent être dues aux variations de pointé du laser infrarouge générateur.

Après amplification par une colonne de plasma de 7 mm de long, le profil du rayonnement à 32,8 nm change radicalement. Les profils d'intensité sont plus symétriques et de forme circulaire. Les dimensions transverses sont réduites significativement jusqu'à un diamètre de l'ordre de 55 μm entre 15 et 40 mbar et varient peu quand la pression augmente dans la cellule amplificatrice. Cela montre qu'aucun effet visible sur les dimensions du plasma n'a pu être mis en évidence en fonction de la pression comme peut le montrer la Figure 5.27. Cependant, ces reconstructions donnent des valeurs de dimensions transverses de l'amplificateur XUV en bon accord (quoique légèrement inférieures) avec les valeurs extraites des cartes de gain calculées. Rappelons que la carte de gain donnait une colonne amplificatrice de 70 μm de diamètre (cf. figure 3.13) dans nos conditions expérimentales. Cette reconstruction montre clairement que le faisceau harmonique est bien plus large que le plasma amplificateur et que ce dernier ne peut amplifier ici que 60 % de l'énergie de l'harmonique incidente. Le filtrage spatial qui a donné lieu à l'amélioration des qualités spatiales du faisceau après amplification est, dans notre cas, qualitativement illustré.

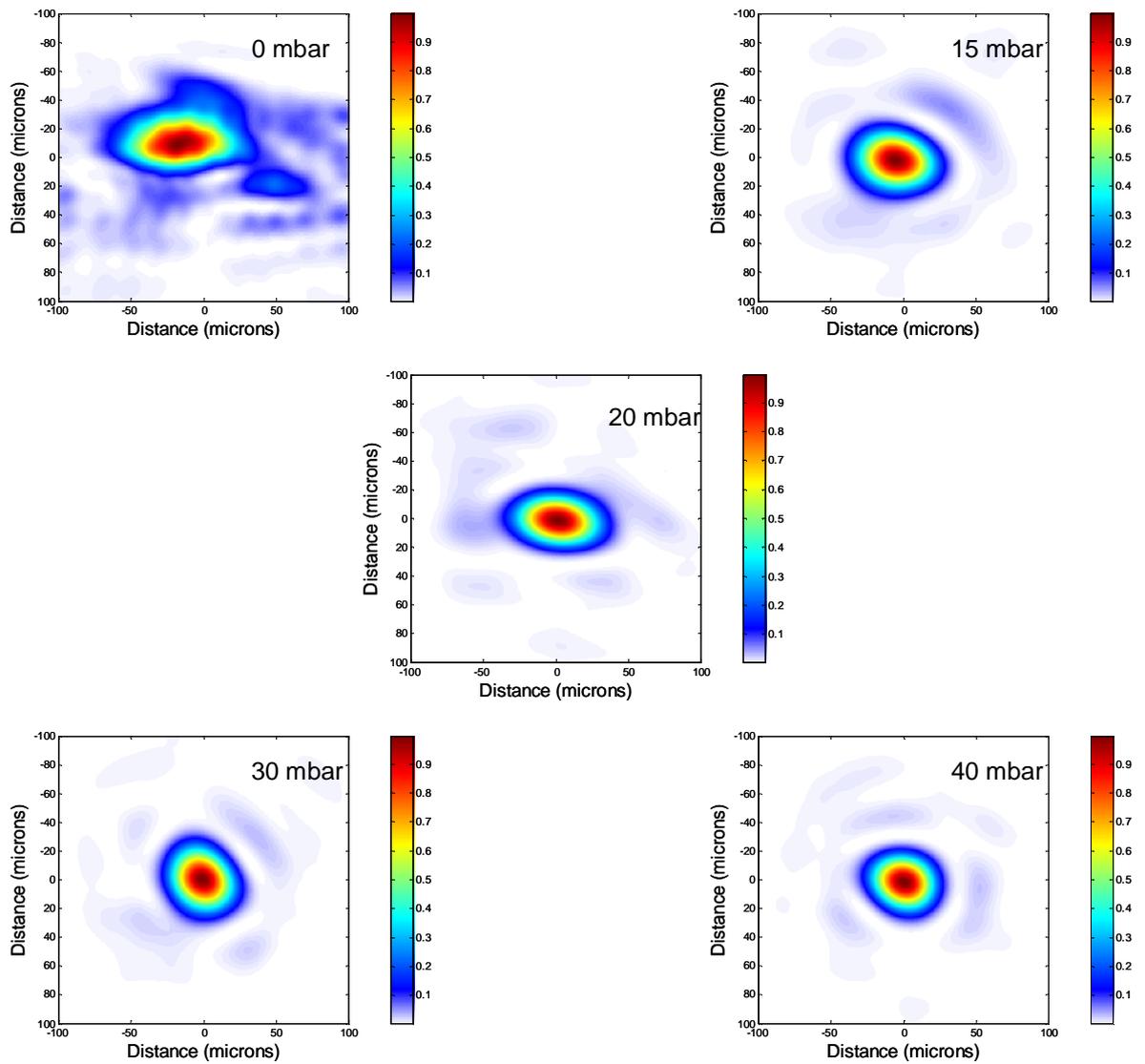


Figure 5.26 : Reconstruction à la sortie du plasma amplificateur du profil d'intensité du laser XUV injecté pour différentes pressions de gaz dans la cellule amplificatrice.

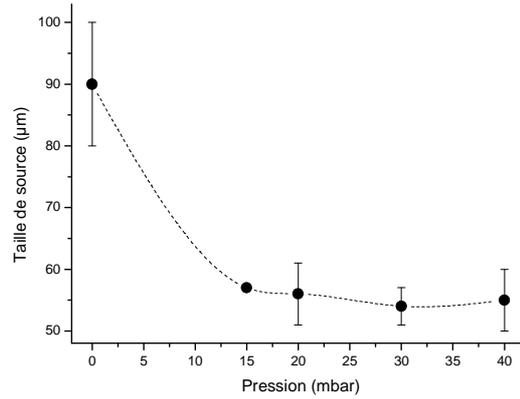


Figure 5.27 : Calcul de la dimension moyenne du laser XUV injecté à la sortie du plasma en fonction de la pression dans la cellule amplificatrice.

5.4.2 Filtrage par le gain

Pour comprendre comment le filtrage spatial est responsable de la réduction de la distorsion du front d'onde, nous pouvons utiliser un modèle simple dans lequel le plasma est considéré comme un amplificateur parfait. Pour ce faire, nous allons calculer l'amplitude complexe du faisceau harmonique non amplifié, avec la méthode décrite précédemment, au niveau du plasma amplificateur. Nous lui appliquerons un masque circulaire de dimension variable pour simuler le plasma amplificateur. Nous allons ensuite propager le rayonnement amplifié simulé jusqu'au niveau du senseur de front. Ainsi nous obtiendrons son front d'onde et sa distribution d'énergie en fonction des dimensions du plasma amplificateur. Nous allons pouvoir comparer ces résultats numériques aux résultats expérimentaux : front d'onde et divergence du faisceau.

Nous avons donc fait l'approximation que le plasma est un cylindre homogène de longueur $L = 7,5$ mm et de rayon R , la valeur de la longueur de Rayleigh z_0 que nous avons calculée était supérieure d'un ordre de grandeur à L . Nous pouvons comparer le plasma amplificateur à un cylindre car les profils de gain, intégré sur toute la longueur du plasma, nous ont montré des bords francs (voir Figure 5.10). Dans ce cas, l'amplitude complexe pour l'harmonique amplifiée à la sortie du plasma prend la forme simple suivante :

$$E_{ssxr} (x, y, z = L) = \sqrt{G} E_H (x, y, z = 0) H\left(R - \sqrt{x^2 + y^2}\right) \quad (71)$$

Avec G le facteur d'amplification, $H(u)$ la fonction d'Heaviside et E_H l'amplitude complexe pour les harmoniques d'ordres élevés.

L'équation (69) nous donne l'amplitude du champ E des harmoniques à l'entrée du plasma. Du fait de la valeur élevée de G mais aussi de l'absorption du rayonnement par le gaz non ionisé, l'amplitude du champ en dehors de la colonne de plasma est négligée. Dans cette même équation, en dehors du facteur constant G , nous constatons que l'influence du plasma amplificateur sur les harmoniques est identique à celle d'un diaphragme circulaire. L'amplitude complexe du champ à la sortie du plasma, $E_{ssxr} (x, y, z = L)$ déterminée par l'équation (71), est projetée sur la base de Hermite-Gauss, dans le but de déduire l'amplitude complexe $E_{ssxr} (x, y, z = z_H)$ au niveau du détecteur de front d'onde.

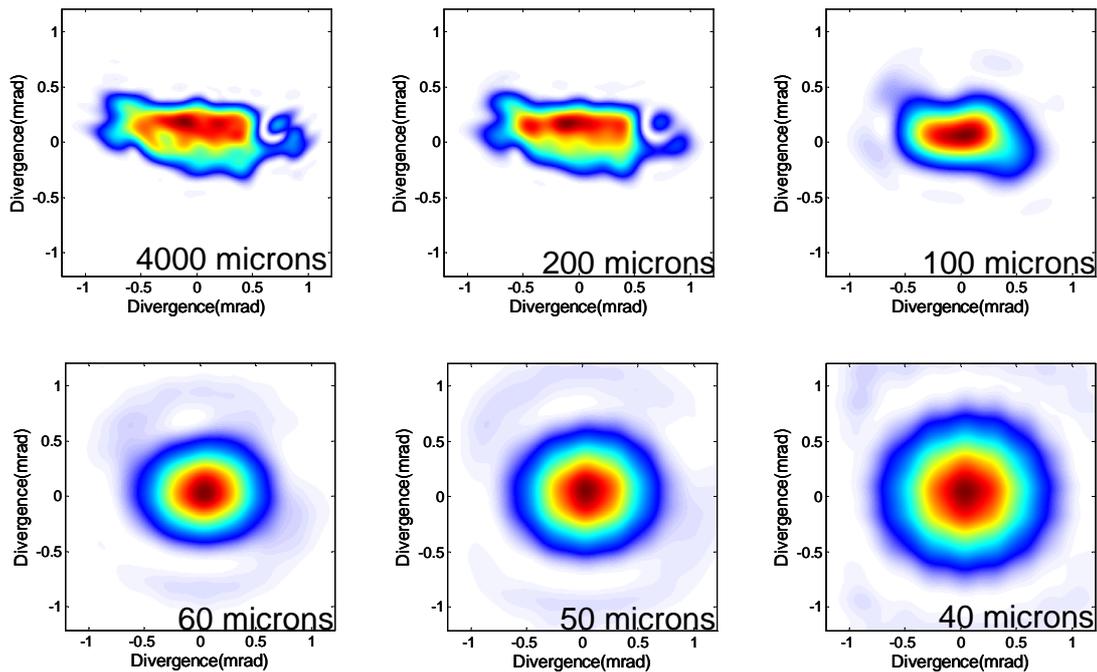


Figure 5.28 : Reconstruction 2D du champ lointain de l'harmonique après le filtrage spatial pour différentes tailles de plasmas.

La Figure 5.28 représente la distribution de l'intensité déterminée à l'aide de l'expression du champ $E_{ssxl}(x, y, z = z_H)$ en fonction de différents diamètres de la colonne de plasma. Comme le montre cette figure, l'empreinte de faisceau du laser XUV injecté est fortement modifiée pour des diamètres inférieurs à 200 μm . Pour des diamètres supérieurs, entre 200 μm et 4000 μm , il n'y a pas de changement de profil et nous retrouvons l'empreinte du faisceau harmonique sans amplification. En réduisant le diamètre du plasma jusqu'à 60 μm , le faisceau amplifié évolue d'une forme astigmatique vers un profil parfaitement circulaire (ce qui est expérimentalement observé). Pour un plasma de diamètre de 60 μm , la divergence du laser XUV injecté simulé est de 0,46 mrad x 0,57 mrad, ce qui est légèrement inférieur aux mesures expérimentales (0,67 mrad). Pour des diamètres inférieurs à 50 μm , la divergence du faisceau du laser XUV injecté augmente à cause des effets de diffraction.

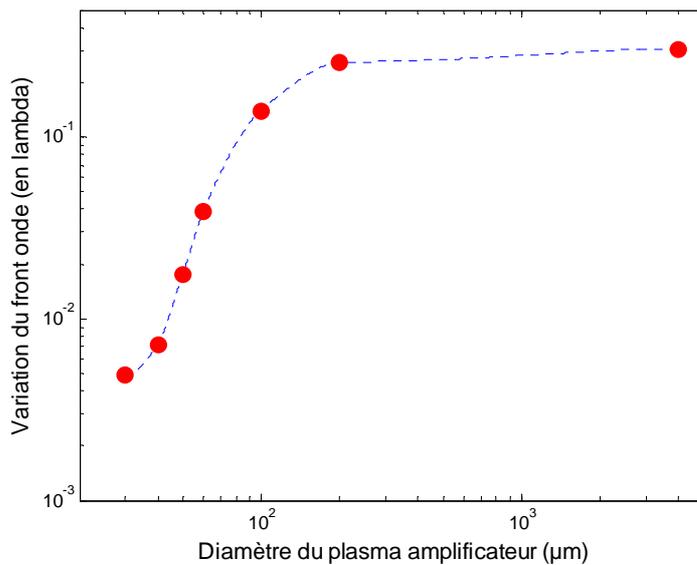


Figure 5.29 : Variations calculées du front d'onde du laser injecté à 32,8 nm en fonction du diamètre du plasma amplificateur.

Après filtrage par un amplificateur parfait, il est aussi possible de reconstruire le front d'onde de la source à 32,8 nm à la distance à laquelle nous l'avons mesuré. Ces reconstructions du front d'onde en fonction du diamètre du plasma amplificateur sont reportées sur la Figure 5.29. Il apparaît que pour un diamètre de plasma supérieur à 200 μm le front d'onde de l'harmonique initialement à $\lambda/3$ est très peu modifié. Par contre dès que le diamètre du plasma est inférieur à 100 μm , la valeur RMS du front d'onde est

fortement réduite après amplification. Ici, la limite de diffraction ($\lambda/14$) est atteinte pour un diamètre d'amplificateur de $72 \mu\text{m}$, valeur qui est en bon accord avec ce que donnent les dimensions transverses de la zone de gain données par nos simulations présentées sur la Figure 2.18.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude détaillée des propriétés spatiales du laser XUV injecté. Nous avons mis en évidence que le profil spatial du laser à $32,8 \text{ nm}$ est fortement influencé par le couplage géométrique entre le faisceau harmonique et le plasma. En effet les dimensions transverses de l'amplificateur étant inférieures à celles du faisceau harmonique à amplifier, le milieu amplificateur joue alors le rôle d'un filtre spatial. Ceci a de fortes conséquences sur la distribution spatiale, la cohérence spatiale et le front d'onde du rayonnement amplifié.

Après amplification, le profil d'intensité du laser XUV injecté est plutôt circulaire avec une divergence comprise entre $0,65$ à $0,85 \text{ mrad}$ selon les conditions de densité. L'énergie du faisceau est de l'ordre du μJ mais d'autres mesures seront nécessaires pour avoir une estimation plus précise.

Nous avons également mesuré la cohérence transverse du laser XUV injecté et nous l'avons comparée avec celles du faisceau harmonique et de l'émission ASE. Les résultats ont montré une amélioration importante de la cohérence transverse par l'amplification du faisceau harmonique dû au filtrage spatial.

Enfin les mesures du front d'onde réalisées à l'aide d'un senseur de front d'onde de type Hartmann ont montré que, dans certaines conditions de densité, le front d'onde du rayonnement amplifié est aussi bon que $\lambda/16 \text{ RMS}$, la limite de diffraction étant atteinte pour la première fois pour ce type de sources. Ce filtrage spatial est bon accord avec les dimensions transverses calculées du plasma amplificateur.