

Chapitre II

**THEORIE DU  
LASER X PAR OFI**



## **INTRODUCTION**

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

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

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

## 2.1. POMPAGE COLLISIONNEL DANS LE XE IX ET LE KR IX

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

### 2.1.1. Cas du xénon palladiumoïde

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

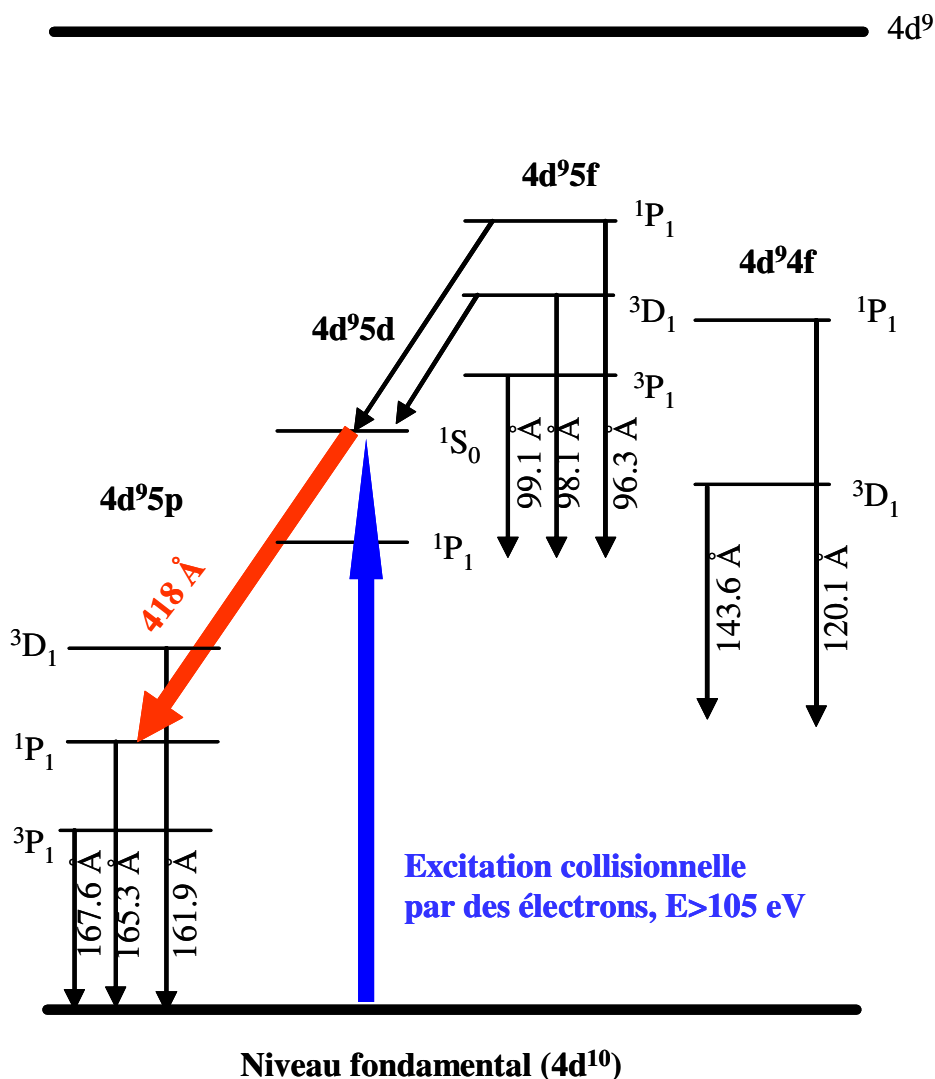


Figure.2.1.1. Schéma d'inversion du xénon palladiumoïdes.

### 2.1.2. Cas du krypton nickeloïde

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

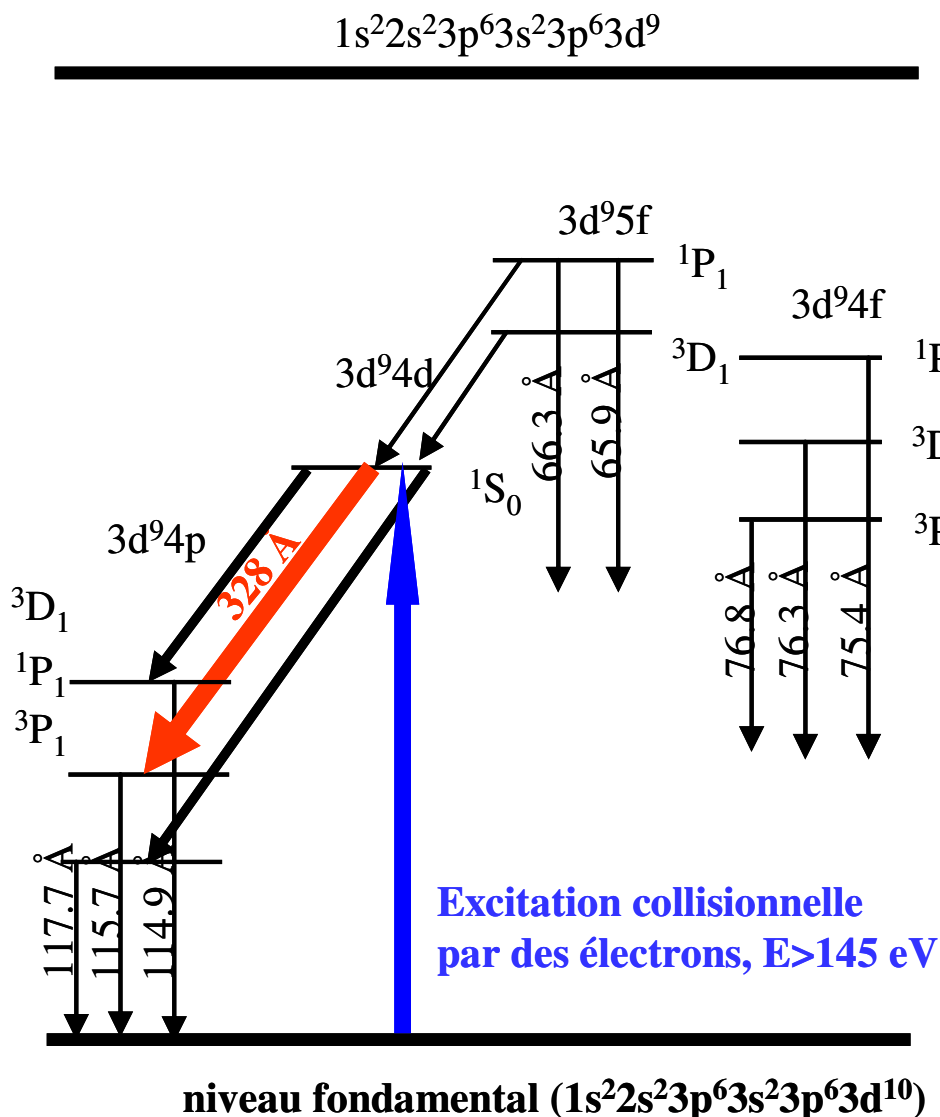


Figure.2.1.2. Schéma d'inversion du krypton nickeloïde

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

## 2.2. CREATION DU PLASMA AMPLIFICATEUR PAR OFI

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

### 2.2.1. Ionisation multiphotonique

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

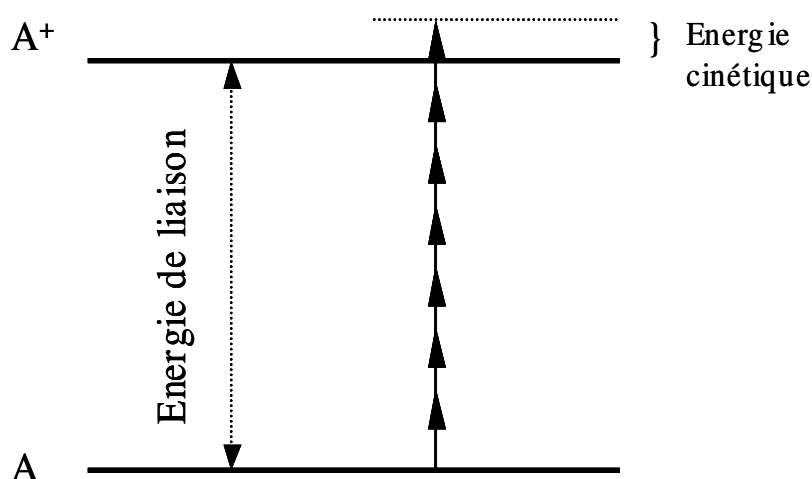


Figure 2.2.1. Ionisation multiphotonique d'un électron en absorbant sept photons.

### 2.2.2. Ionisation par effet tunnel

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

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

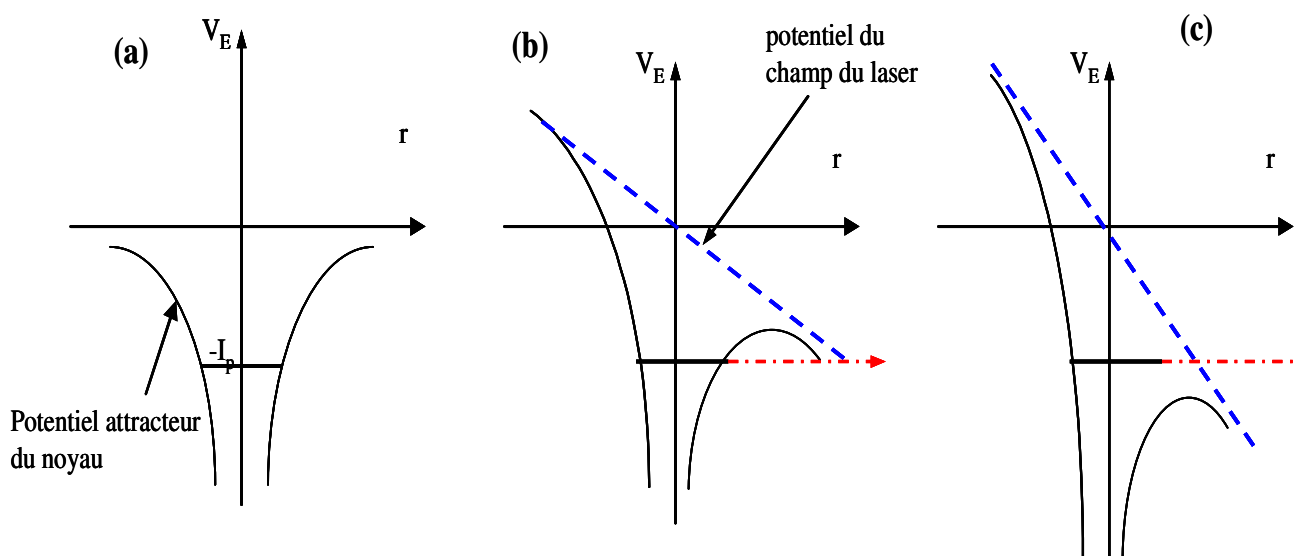


Figure 2.2.2. Variation du potentiel lié l'électron à son atome sous l'effet du champ du laser :  
 a. au repos : pas de champ appliqué sur l'atome. b. ionisation tunnel : l'électron franchit la barrière. c. suppression de la barrière : l'électron n'est soumis à aucun potentiel et se trouve dans le continuum.

### 2.2.3. Ionisation par suppression de barrière

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



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

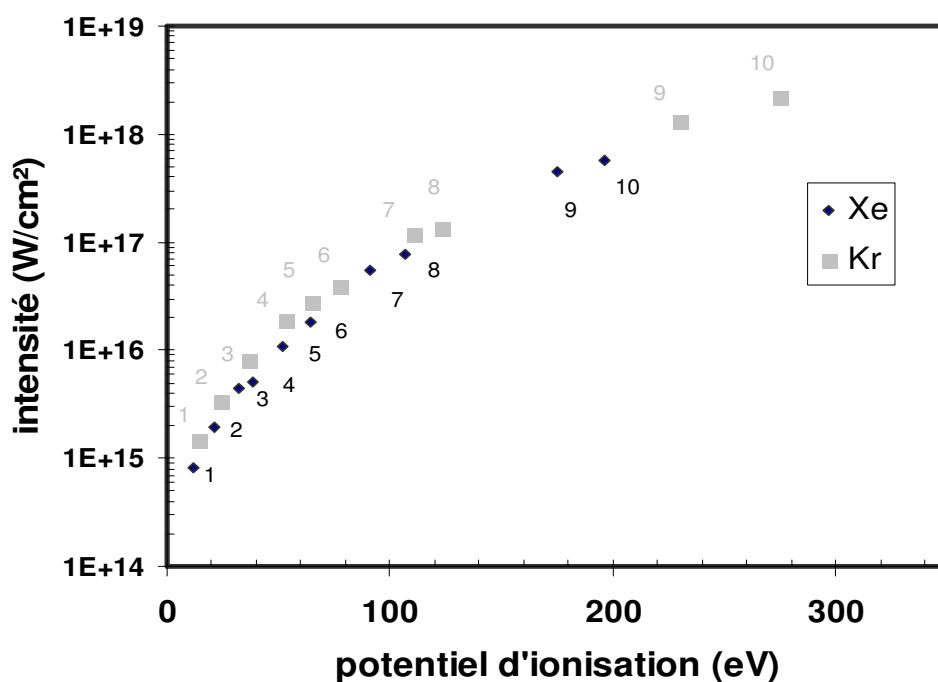
$$I_{BSI} [W.cm^{-2}] = 3,8 \cdot 10^9 \frac{I_p^4 [eV]}{Z^2} \quad (2.2.2)$$

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

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

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

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



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

#### 2.2.4. Paramètre de Keldysh

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

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

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

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

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

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

## 2.3. ETAT DU MILEU IONISE PAR EFFET TUNNEL

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

### 2.3.1. Taux d'ionisation tunnel

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$W_j$  et  $\rho_j$  sont le taux d'ionisation et la densité ionique d'un atome  $j$  fois ionisé. Pour les plasmas créés par des impulsions femtosecondes, cette dynamique est très rapide. En effet, lorsque l'intensité dépasse les  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>, l'ionisation s'effectue sur le front avant de l'impulsion, avec des temps caractéristiques inférieurs à la dizaine de femtosecondes. La figure 2.3.1, montre l'évolution de l'état de charge moyenne d'un atome de krypton et de xénon, lors de son interaction avec une impulsion laser infrarouge, d'intensité maximale de  $5 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> et une durée d'impulsion à mi-hauteur de 40 fs. L'atome passe par différent état de charge avant d'atteindre l'état de charge +8.

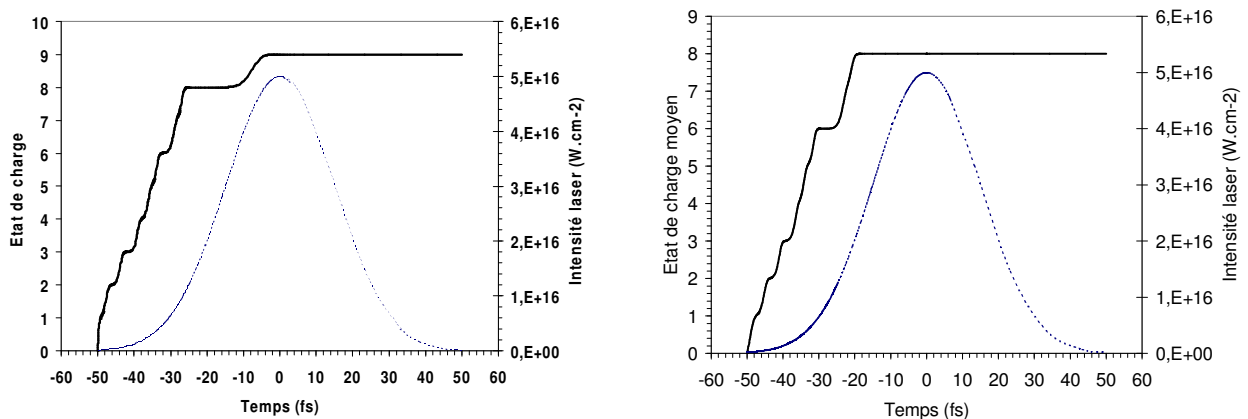


Figure 2.3.1. Evolution de l'état de charge du krypton (à gauche) et de xénon (à droite), pendant son interaction avec une impulsion laser.

### 2.3.2. Ionisation au-dessus du seuil ATI

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

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

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

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

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

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

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

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

Deux cas limite se présentent :

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

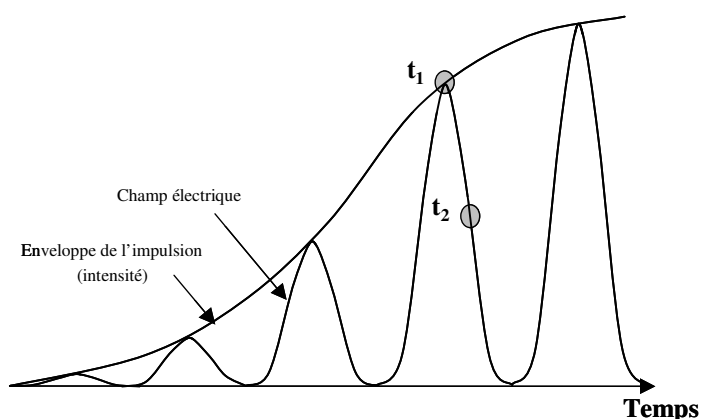


Figure 2.3.2. L'enveloppe de l'impulsion et le champ électrique oscillant. Il y a plus d'électrons qui sont ionisés à  $t_1$  qu'à  $t_2$ .

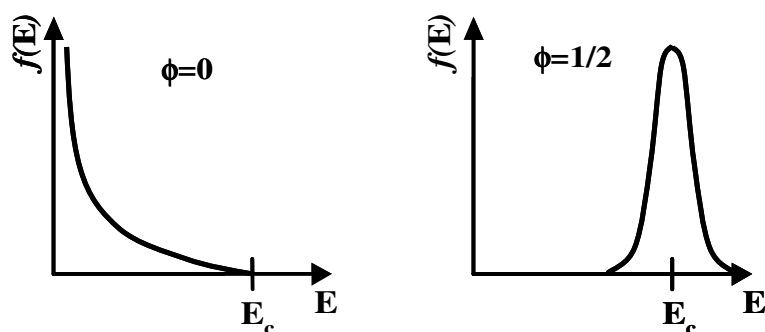


Figure 2.3.3. Distribution simplifiée des électrons en fonction de l'énergie après le passage de l'impulsion laser en polarisation linéaire (à gauche) et en polarisation circulaire (à droite).

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

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

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

### 2.3.3. Distribution énergétique des électrons

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

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

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

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

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

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



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

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

## 2.4. PROPAGATION ET REFRACTION

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

### 2.4.1. Propagation du faisceau gaussien dans le vide

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

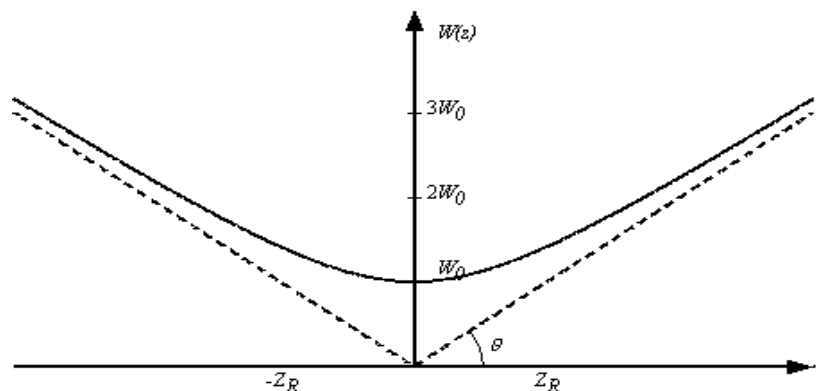


Figure 2.4.1. Trajectoire du rayon d'un faisceau gaussien dans le vide autour du foyer

## 2.4.2. Réfraction

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

### 2.4.2.1. Indice de réfraction

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

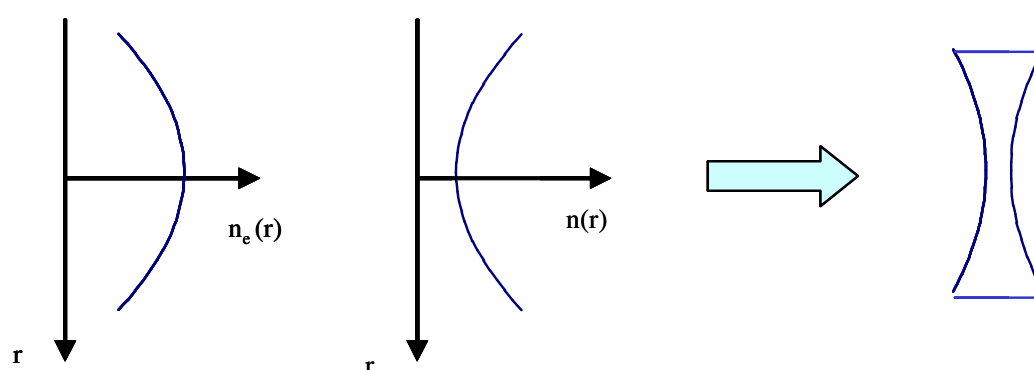
La figure 2.4.2 présente le cas simple d'un profil de densité parabolique. Elle montre que l'indice de réfraction a le même profil (à un signe moins près) que la densité électronique. Plus généralement, la trajectoire d'un rayon se propageant dans un milieu inhomogène d'indice de réfraction  $n(x,y,z)$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

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

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

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

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



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

### 2.4.2.2. Effet de la réfraction sur la propagation

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

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

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

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

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

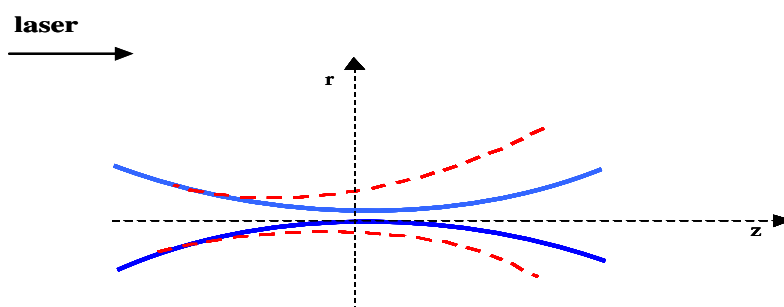


Figure 2.4.3. A cause de la réfraction, le faisceau du laser est défocalisé (en traits pointillés) par rapport à sa propagation dans le vide (trait plein). Le foyer est décalé et le waïst devient plus grand.

## 2.5. AMPLIFICATION DU RAYONNEMENT XUV EN REGIME ASE

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

### 2.5.1. Coefficient de gain et émissivité

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

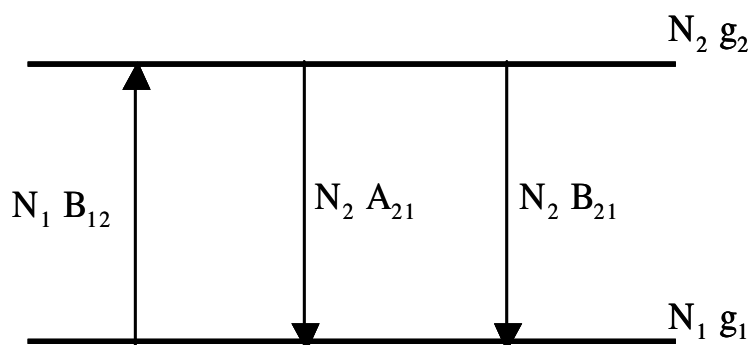


Figure 2.5.1. Processus radiatifs possibles entre deux niveaux atomiques : absorption, émission spontanée et émission stimulée (appelée aussi induite).

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

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

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

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



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

### 2.5.2. Taux de collisions

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

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

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

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

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

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

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

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

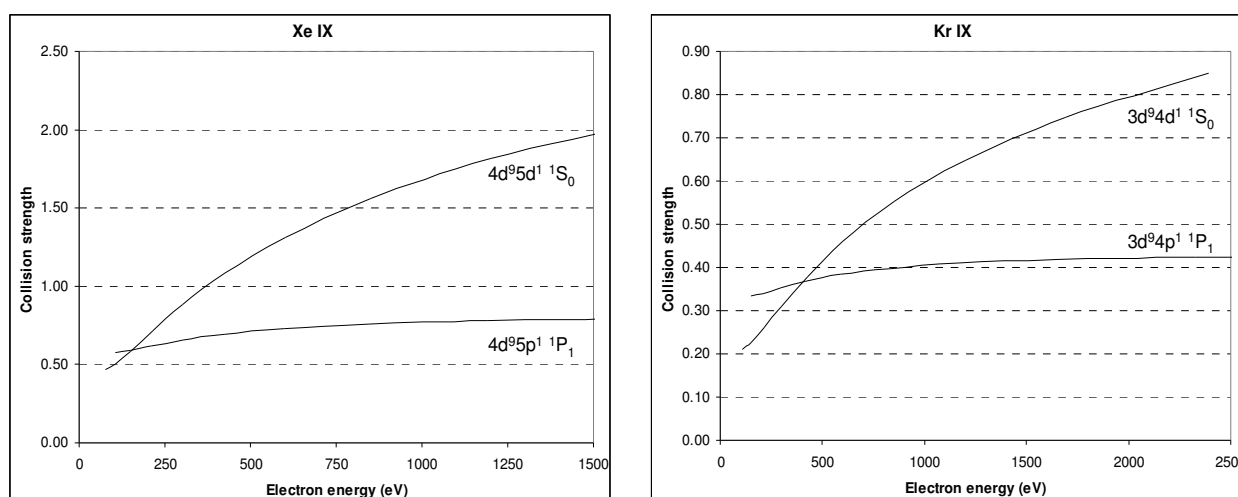


Figure 2.5.2. Force de collisions vers les niveaux de la transition laser en fonction de l'énergie électronique.

### 2.5.3. Equation de transfert dans le régime à faible signal

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

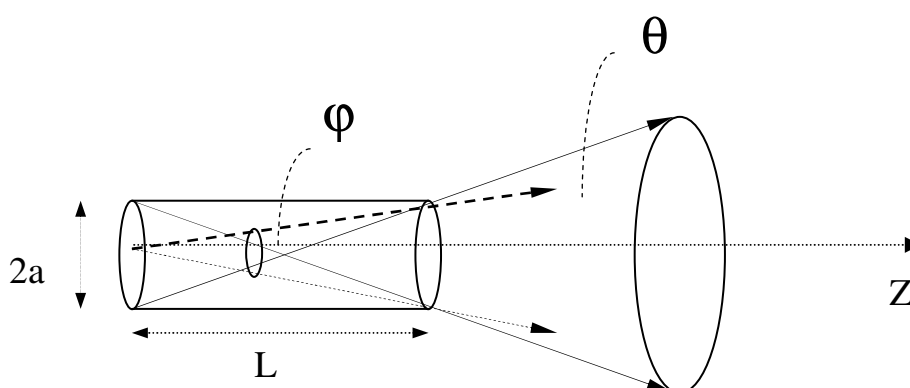


Figure 2.5.3 Modèle simplifié d'un milieu actif uniforme fonctionnant sous le régime ASE. L'intensité du rayonnement émergent se situe dans le cône d'angle solide  $\theta$ .

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

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

et

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

#### 2.5.4. Régime de saturation

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

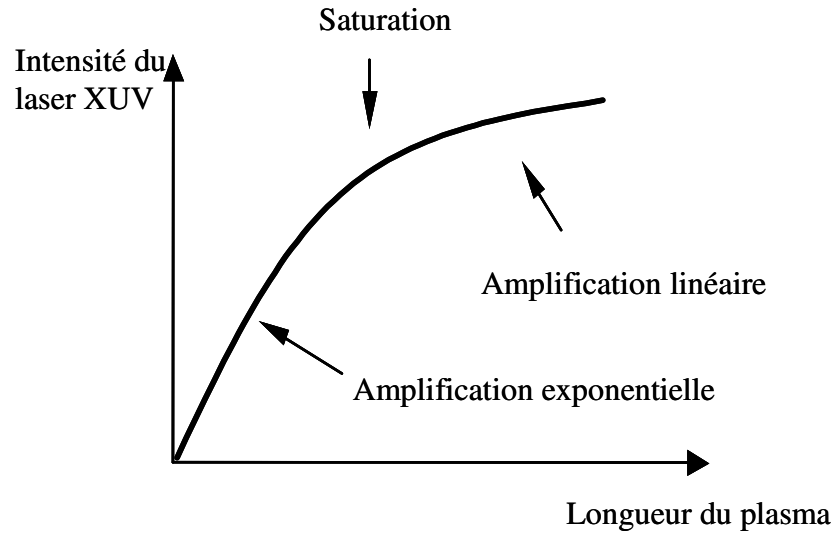


Figure 2.5.4. Forme typique de variation de l'intensité du laser X en fonction de la longueur du plasma (l'intensité est en échelle logarithmique).

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

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

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

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

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

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

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

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

### 2.5.5. Dispersion de vitesse de groupe

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

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

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

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

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

### 2.5.6. Largeur spectrale

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

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

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

avec

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

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

- par collisions avec les électrons : les émetteurs subissent en permanence des collisions avec les électrons libres du plasma, perturbant leurs niveaux atomiques et élargissant la raie émise. Pendant le processus d'émission (de durée typique de 10 ps), une succession de perturbations (de durée typique de 100 fs) peuvent avoir lieu. La raie centrée autour  $\omega_0$  possède alors un profil lorentzien de la forme :

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



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

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

## 2.6. DESCRIPTION DES CODES NUMERIQUES

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

### 2.6.1. Code 1 : code de physique atomique

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

#### 2.6.1.1. Distribution énergétique des électrons

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

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

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

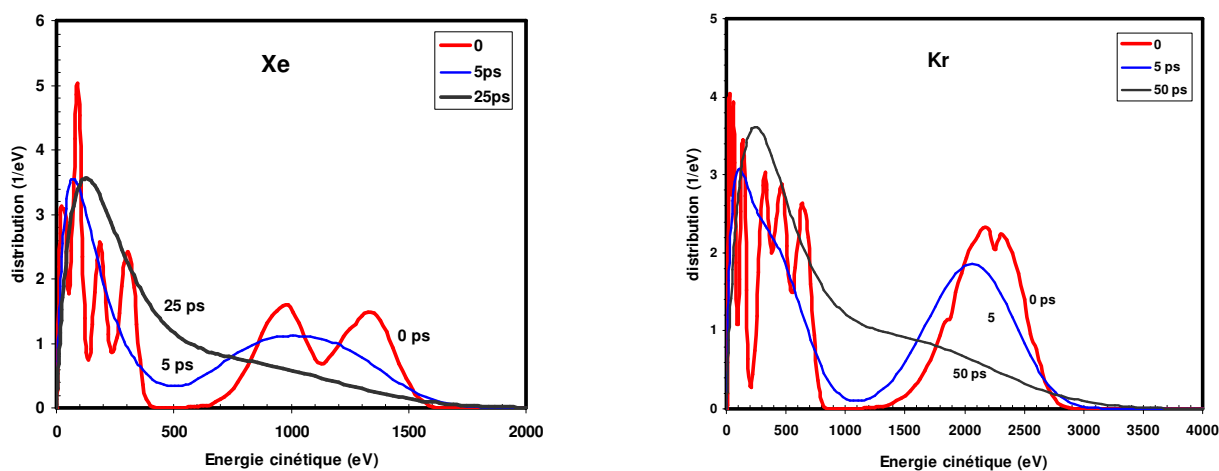


Figure 2.6.1. Distributions énergétiques des électrons à différents moments après le passage de l'impulsion laser.

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

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

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

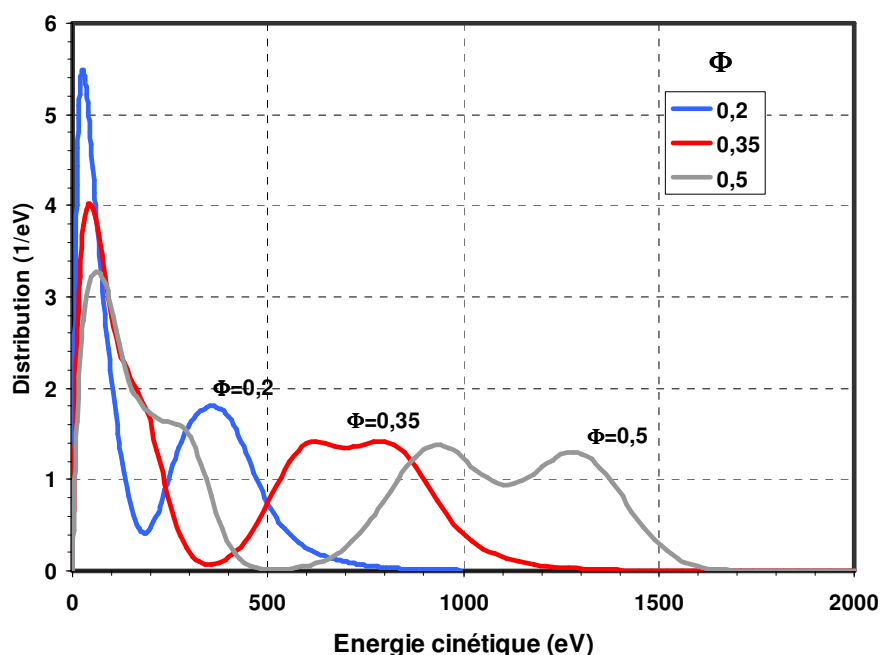


Figure 2.6.2. Distributions énergétiques des électrons d'un atome de Xe pour différents états de polarisation, juste après le passage du laser avec  $I_{max} = 10^{17} \text{ W/cm}^2$  et  $\Delta t = 30 \text{ fs}$ .

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

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

<b>Xe<sup>8+</sup></b>	<b>Kr<sup>8+</sup></b>
[Pd]	[Ni]
[Kr] 4d <sup>9</sup> 4f <sup>1</sup>	[Ar] 3d <sup>9</sup> 4l <sup>1</sup> (l = 0 → 3)
[Kr] 4d <sup>9</sup> 5l <sup>1</sup> (l = 0 → 4)	[Ar] 3d <sup>9</sup> 5l <sup>1</sup> (l = 0 → 4)
[Kr] 4d <sup>9</sup> 6l <sup>1</sup> (l = 0 → 5)	[Ar] 3d <sup>9</sup> 6l <sup>1</sup> (l = 0 → 5)

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

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

#### a. Coefficient de gain

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

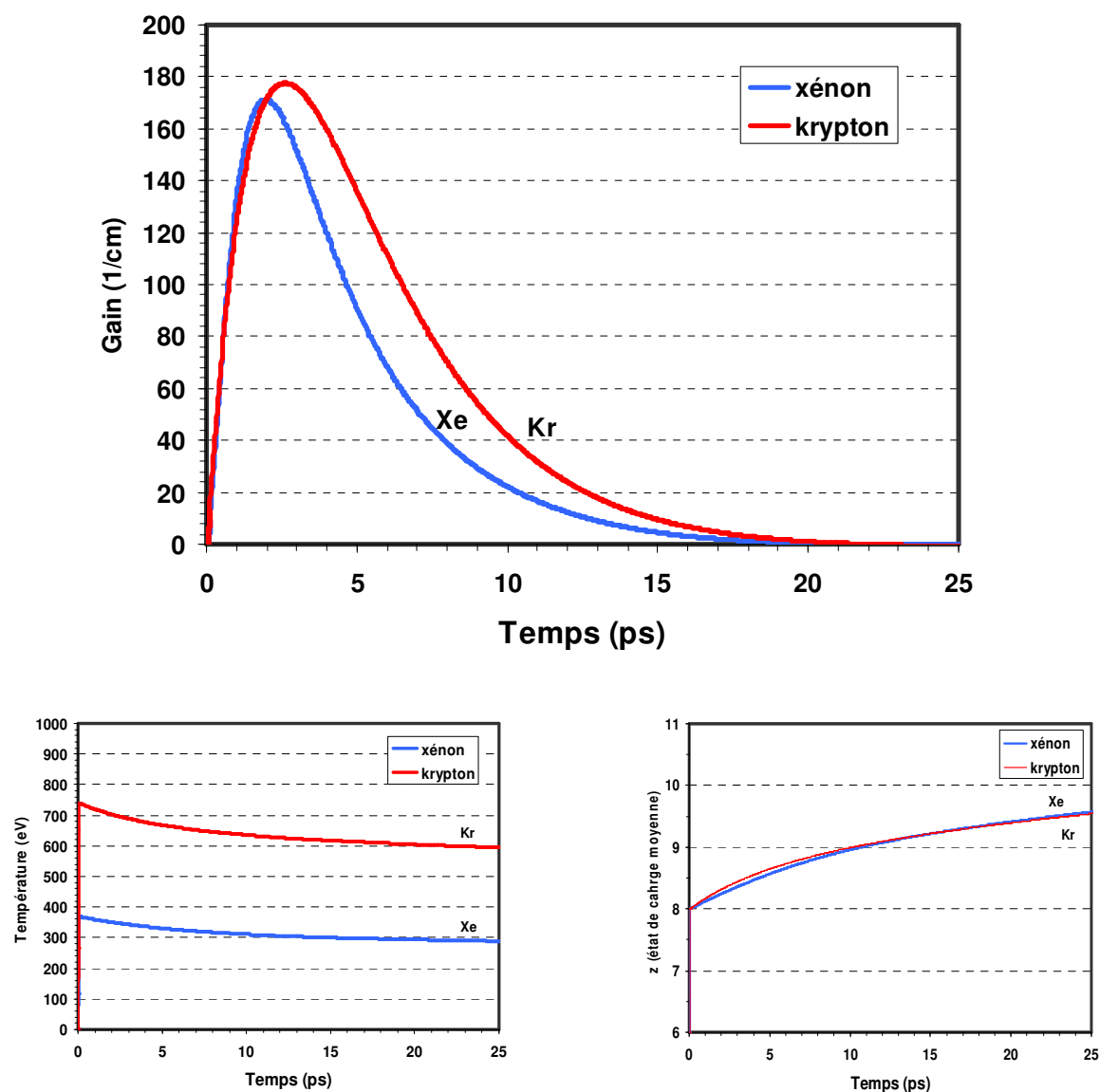


Figure 2.6.3. Evolutions du facteur du gain, de la température électronique et la charge moyenne après le passage du laser.

### b. Emissivité

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

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

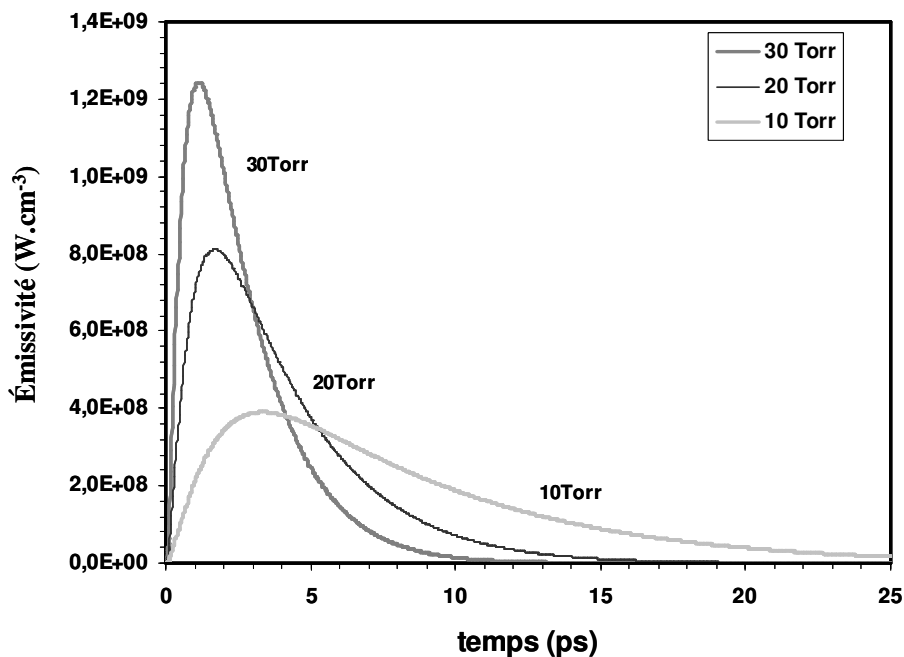


Figure 2.6.4. Evolution de l'émissivité (dans  $4\pi$ ) pour trois pressions de xénon.

### c. Intensité de saturation

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

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

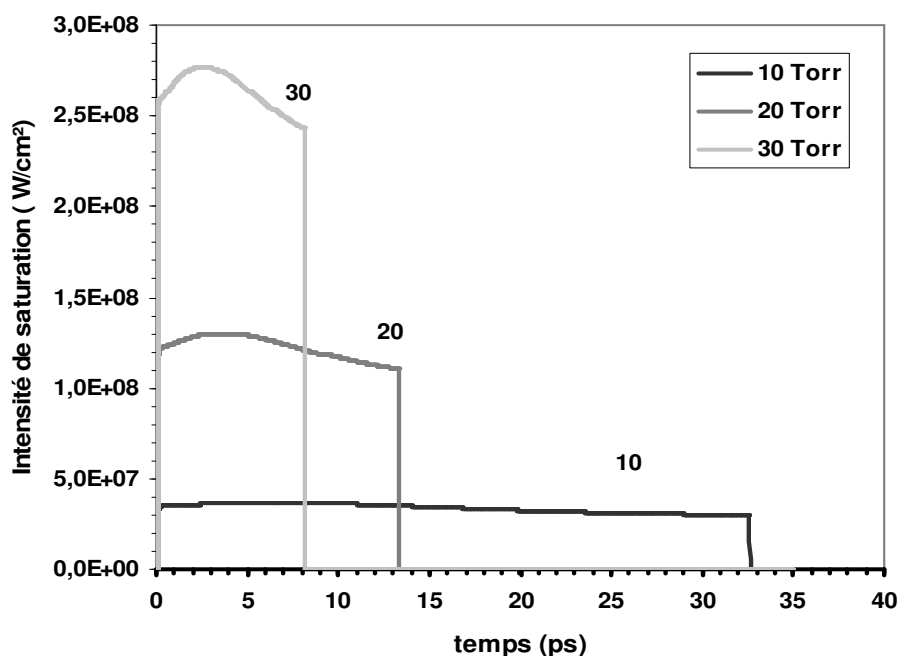


Figure 2.6.5. Evolution de l'intensité de saturation après le passage du laser pour différentes pressions de xénon à une intensité maximale de  $7 \cdot 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ .

#### d. Largeur de raie

La figure 2.6.6 montre le calcul de  $\Delta\lambda/\lambda$  en émission spontanée en fonction de la pression (de 5 à 30 Torr) pour la raie 5d – 5p à 41,8 nm en utilisant une impulsion laser de pompe et une impulsion tel que  $I_{\text{max}} = 7 \cdot 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ ,  $\Delta t = 30 \text{ fs}$ ,  $\lambda = 800 \text{ nm}$  et polarisé circulairement. Comme nous avons vu dans le paragraphe 2.5.6, la largeur de la raie croît linéairement avec la pression.  $\Delta\lambda/\lambda$  en émission spontanée est de l'ordre de  $10^{-5}$ . La largeur de la raie du laser X sera plus étroite à cause du rétrécissement par le gain.

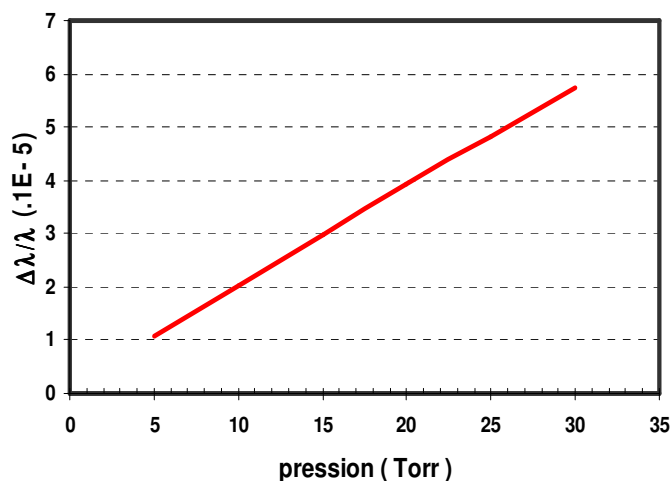


Figure 2.6.6. Largeur de raie de xénon à 41,8 nm en émission spontanée en fonction de la pression

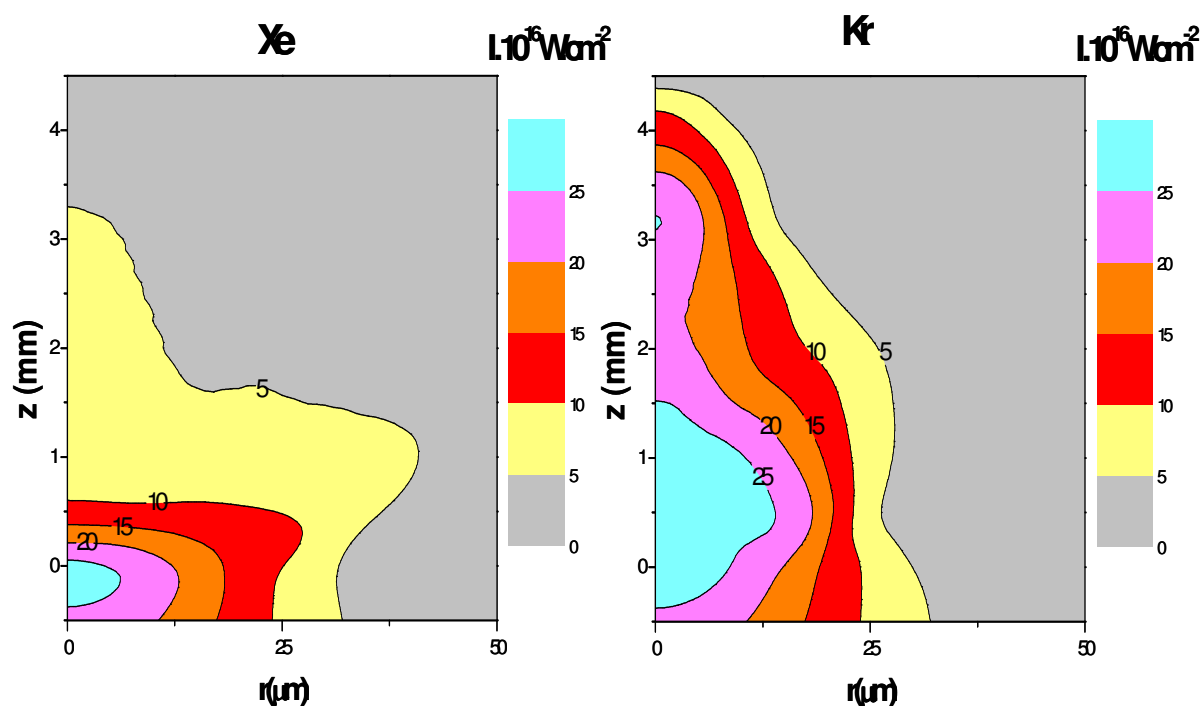
### 2.6.2. Code 2 : Modélisation de la propagation du laser de pompe

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



### 2.6.2.1. Répartition de l'intensité maximale dans le plasma

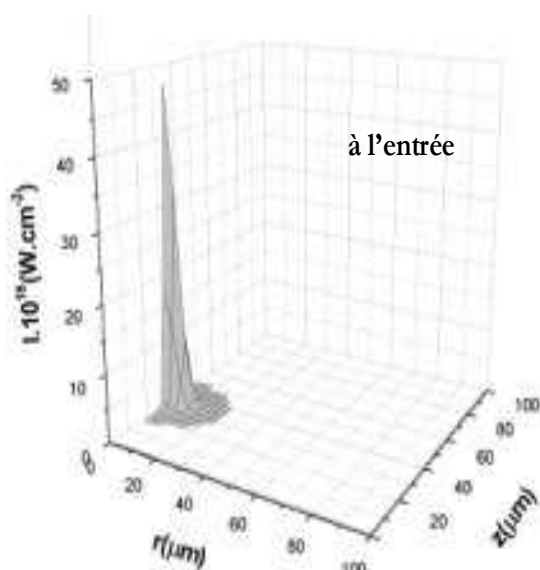
Prenons le cas d'une cellule de 4 mm de long remplie de xénon (puis de krypton) à 15 Torr ( $\sim 5 \times 10^{17}$  atomes. $\text{cm}^{-3}$ ). Le point de focalisation ( $W_0 = 25 \mu\text{m}$ ) est à 2 mm à l'intérieur de la cellule dans le vide. Le laser est polarisé circulairement,  $\lambda = 820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



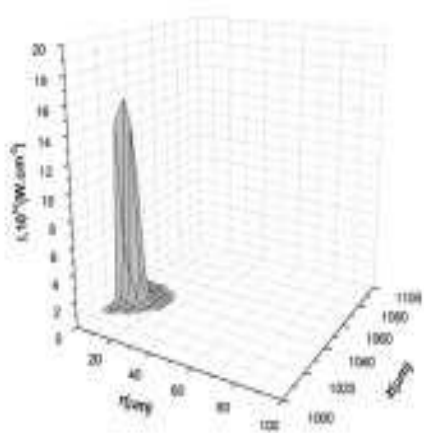
2.6.7. Distribution de l'intensité maximale créée par le laser de pompe dans un plasma de Xe (ou Kr).

### 2.6.2.2. Profil spatial de l'impulsion de pompe

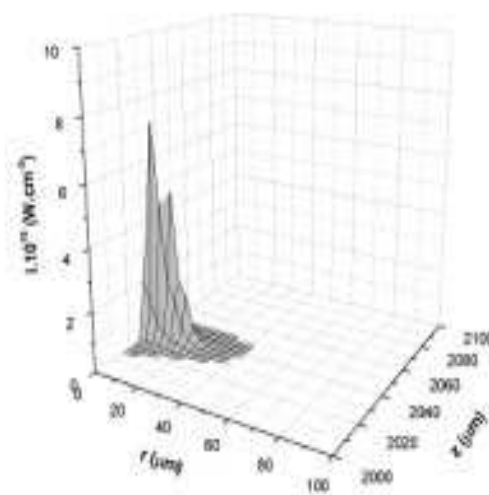
Comme nous avons dit, l'ionisation est intimement liée aux propriétés spatiales et temporelles de l'impulsion laser. Son évolution influe sur le champ électrique qui l'a créé. La figure 2.6.8 permet de suivre les déformations introduites dans les propriétés de l'impulsion, pendant la propagation, dans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



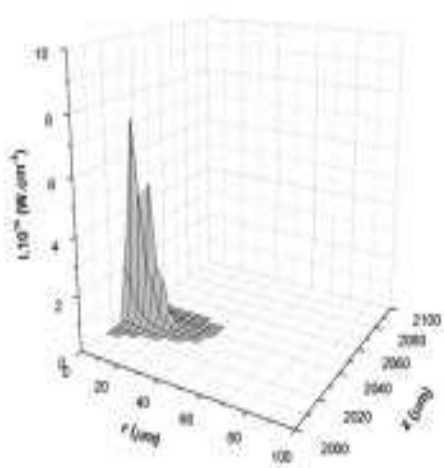
à l'entrée



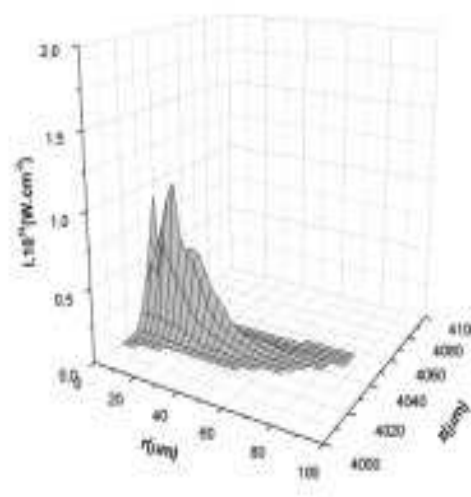
après ~ 1 mm de propagation



après ~ 2 mm de propagation



après ~ 3 mm de propagation

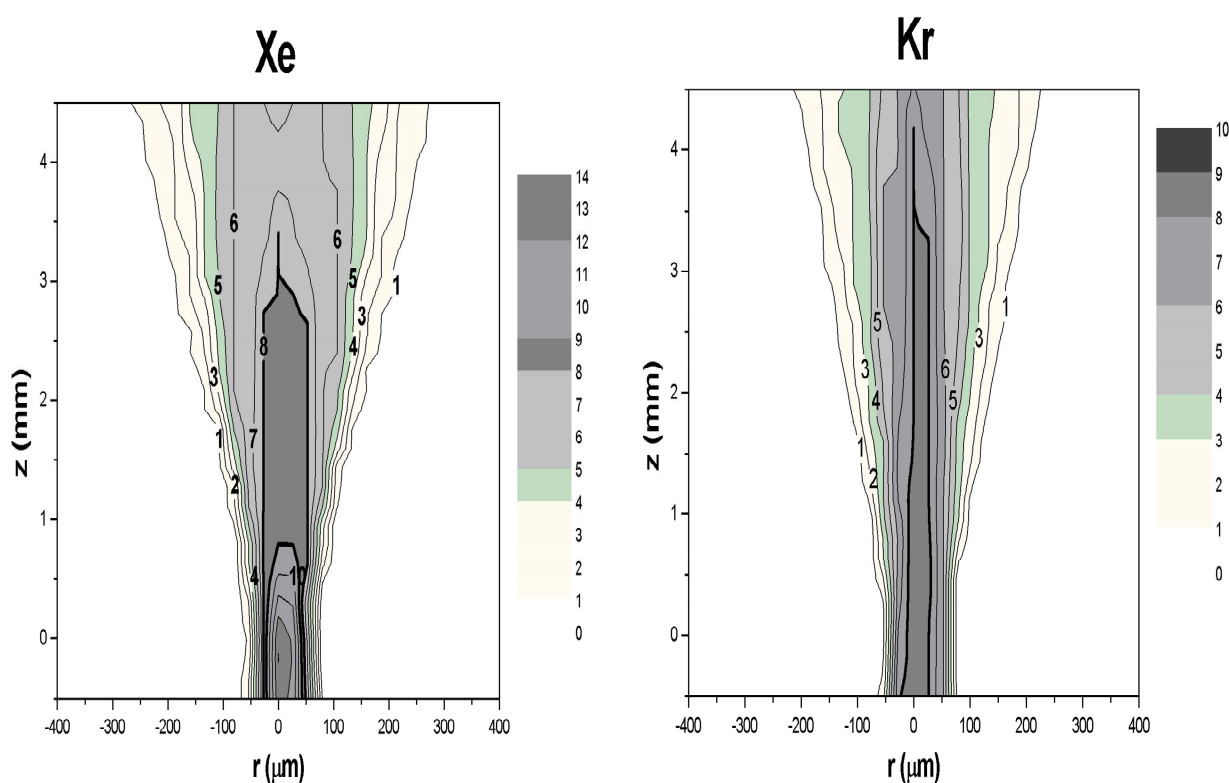


à la sortie de la cellule

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

### 2.6.2.3. Cartes d'ionisation

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



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

### 2.6.2.4. Cartes de gain

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

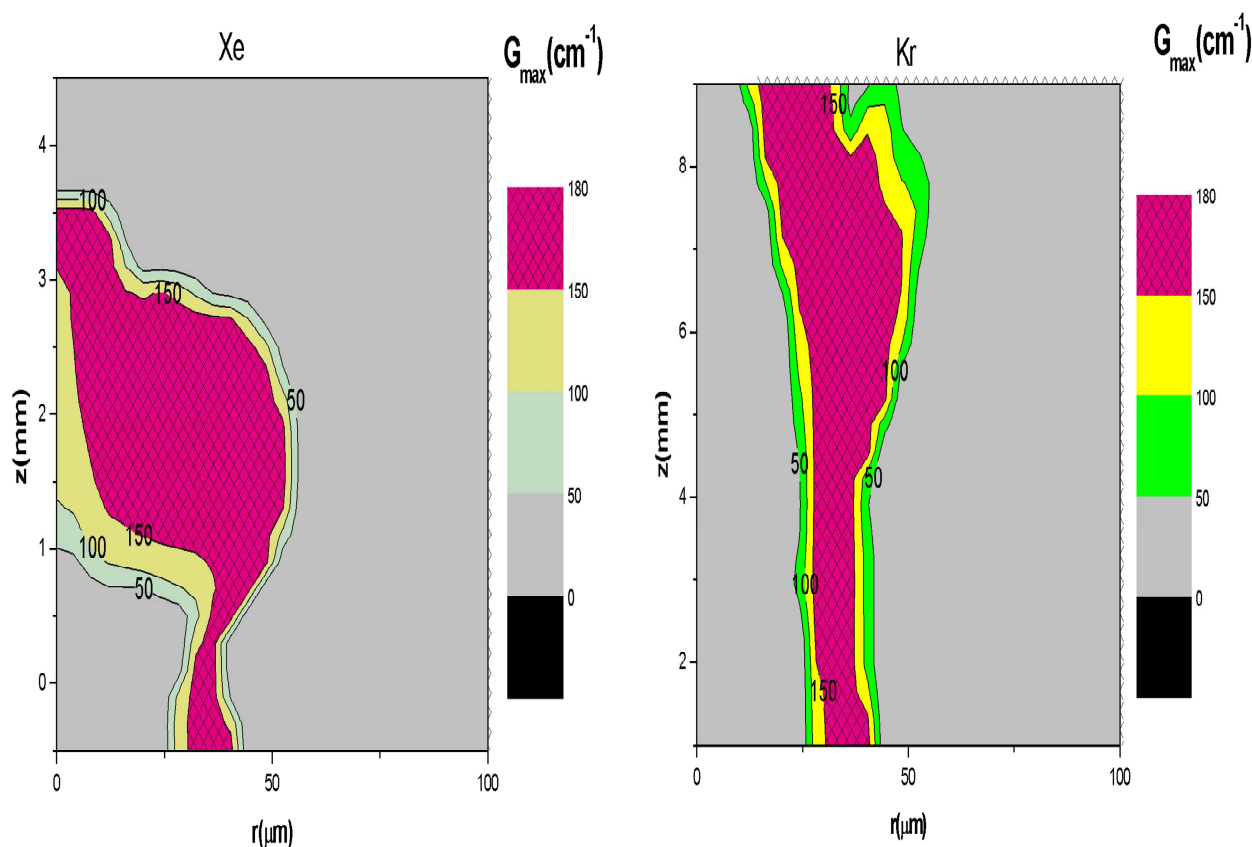


Figure 2.6.10. Carte du gain local non saturé dans un plasma de xénon et de krypton.

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

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

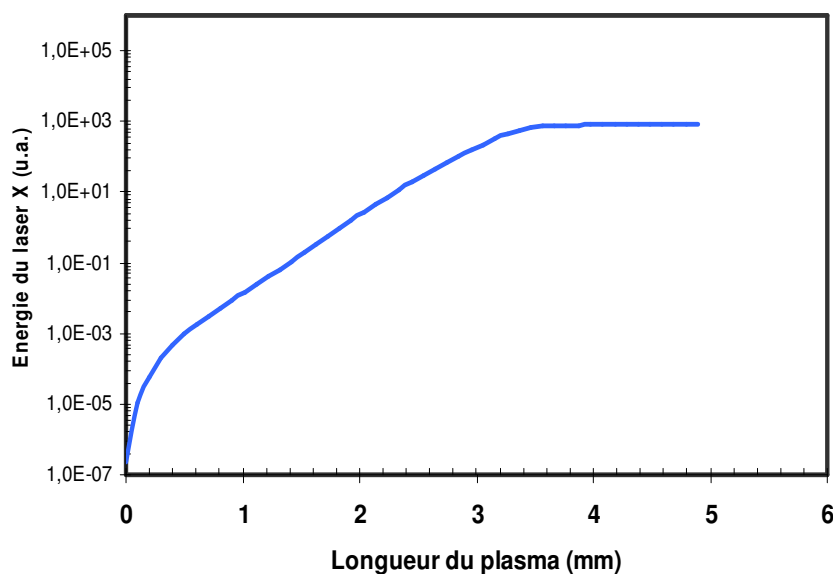
Nous disposons d'un code numérique qui permet de simuler l'amplification et la propagation du laser X dans le plasma [2.6.5], à partir de l'équation de transfert radiatif dans un système ASE, en considérant la dispersion de vitesse de groupe due au gain (équation 2.5.19 et 2.5.15). Ce code est utilisé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

#### 2.6.3.1. Energie du laser X à 41,8 nm

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

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

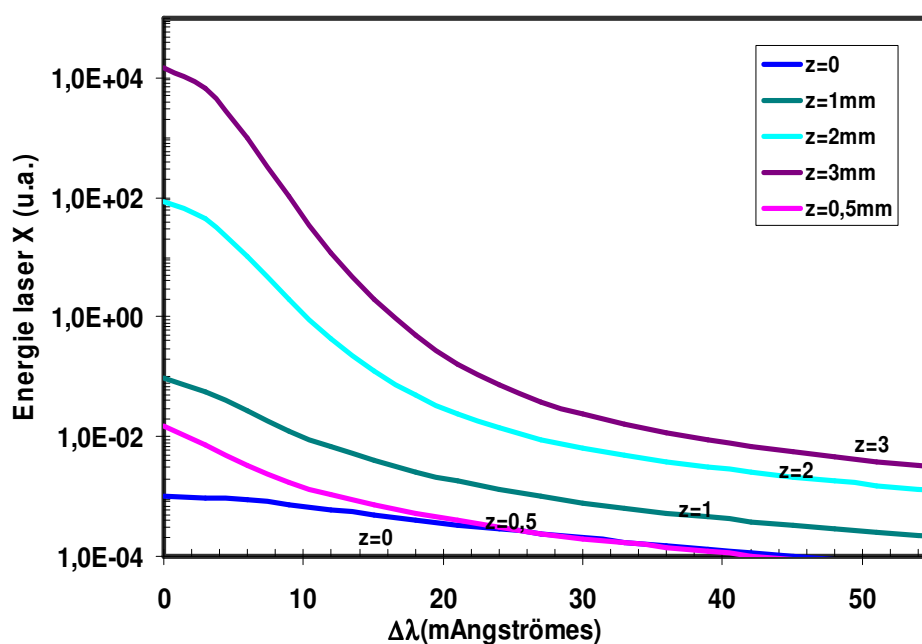
figure 2.6.9). Ensuite, elle croit rapidement jusqu'à  $z = 4,18$  mm qui marque la fin du plasma de  $\text{Xe}^{8+}$ .



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

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

Du fait des effets de rétrécissement par le gain, la largeur spectrale après amplification est bien entendu plus étroite que la largeur de la transition laser en émission spontanée, calculée par le code 1. Le code 3 permet de suivre comment évolue la largeur spectrale de la raie laser à 41,8 nm au cours de son amplification dans le plasma. Le résultat du calcul est présenté sur la figure 2.6.12. Les données d'entrée décrites dans le paragraphe 2.6.2.1. Pour ce calcul nous considérons une largeur naturelle  $\Delta\lambda/\lambda = 7 \cdot 10^{-5}$  (cette valeur est choisie arbitrairement pour prendre en compte tous les effets d'élargissement). Nous définissons la raie par un profil lorentzien. Comme le montre la figure, le centre de la raie est rapidement amplifié par rapport aux autres composantes du spectre. A la sortie du plasma de 3 mm de long, on a  $\Delta\lambda \sim 5 \text{ m\AA}$  ce qui correspond à  $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-5}$ . Compte tenu de la résolution de notre spectromètre, nous ne serons pas en mesure d'évaluer la largeur spectrale des sources laser X par OFI au cours de nos différentes expériences.



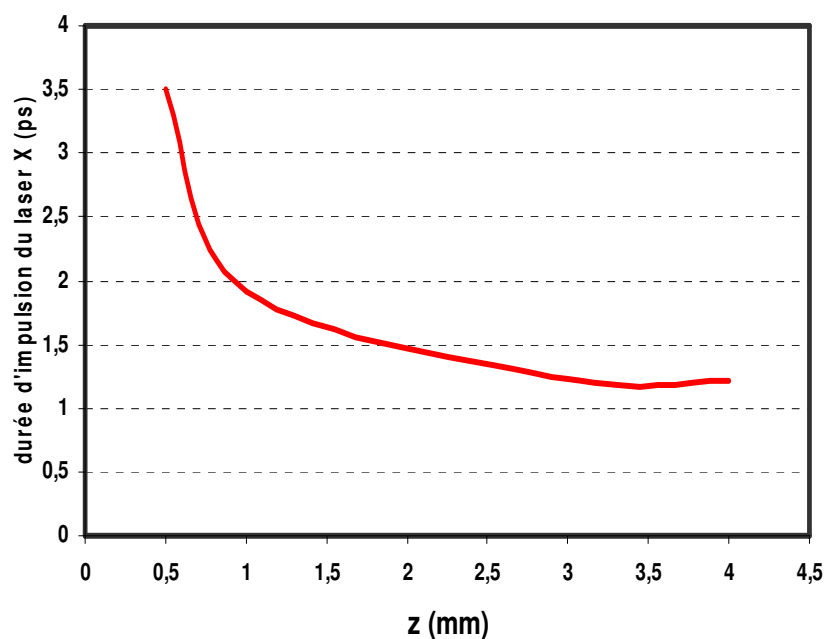
2.6.12. Largeur de la raie à 41,8 nm pour différentes positions dans le plasma.

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

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

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





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

## CONCLUSION

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

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

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

l'état de charge moyen. Un très fort gain local qui atteint son maximum après quelques picosecondes du passage du laser de pompe, de l'ordre de  $180\text{cm}^{-1}$  est attendu à des pressions relativement basses (15 – 30 Torr). L'intensité de saturation est de  $10^7 - 10^8$  W/cm<sup>2</sup>.

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

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