

Modélisation de la cohérence spatiale des lasers X-UV

D. Ros, O. Larroche, A. Klisnick, A. Sureau, C. Möller et H. Guennou

Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique, Université Paris Sud, bâtiment 350,
91405 Orsay, France

Résumé : Nous présentons ici un code numérique développé ces dernières années, visant à modéliser la construction de la Cohérence des Lasers X-UV, résolvant les équations Bloch-Maxwell. Ce code numérique (COLAX) permet de décrire l'évolution spatiale et temporelle du champ électromagnétique associé à l'émission laser, couplée à l'évolution du milieu amplificateur, et peut être appliqué à une gamme plus large d'études des propriétés optiques des lasers X-UV. Après s'être attardé dans une deuxième partie sur le formalisme développé, nous discuterons de la première étude réalisée à partir du code COLAX, utilisé dans un cadre simplifié, pour mettre en évidence le rôle d'une demi-cavité sur la cohérence spatiale du rayonnement laser. Nos résultats, que nous présentons ici en troisième partie, sur le laser X-UV à ions néonoïdes émettant à 21.2 nm sont en bon accord qualitatif avec les observations expérimentales démontrant clairement que la demi-cavité renforce significativement la cohérence du faisceau, élément important pour son utilisation pour des expériences d'application. Pour finir nous évoquerons dans une quatrième partie les perspectives scientifiques de ce travail.

1. INTRODUCTION - MOTIVATIONS ET OBJECTIFS DES TRAVAUX

Le développement récent de lasers X-UV (λ entre 7.3 et 25.5 nm permet de disposer de sources de forte brillance, supérieures de plusieurs ordres de grandeur aux autres sources X-UV intenses (synchrotron, harmoniques, pinchs à plasma). Les lasers X-UV apparaissent naturellement comme de bons candidats à des expériences d'application dans des domaines aussi variés que l'interférométrie (pour des études de surface ou de plasmas), l'holographie (notamment pour des études de biologie), ou la lithographie. Un certain nombre d'entre elles ont déjà été testées avec succès [1-8]. Néanmoins, la longueur de cohérence transverse des lasers X-UV, ou plus précisément le nombre de photons cohérents à une certaine distance de la source nécessite d'être encore augmenté pour mener à bien toutes ces applications. Il est donc nécessaire d'étudier précisément les propriétés de cohérence de ces lasers X-UV afin d'essayer de les contrôler et de les améliorer.

L'interprétation et l'optimisation d'expériences de cohérence [9] sur les lasers X-UV produits dans des plasmas créés par laser nécessitent d'utiliser un modèle détaillé, dépassant les descriptions simplifiées basées sur le transfert radiatif et le gain relié aux coefficients d'Einstein. Un tel modèle doit permettre de traiter la croissance et l'évolution temporelle de l'émission laser X dans le milieu amplificateur, en y incluant les propriétés de cohérence (amplitude et phase des champs électriques), les effets de saturation, de réfraction, ainsi que le rôle du miroir de demi-cavité permettant de réaliser un double passage dans le milieu amplificateur. C'est dans ce cadre que se situe le travail [10] que nous présentons ici, qui vise à modéliser la construction de la Cohérence des Lasers X-UV (COLAX).

De précédentes études [11,12] ont déjà utilisé le formalisme des équations de Bloch-Maxwell pour décrire les propriétés de cohérence de l'émission laser X-UV, avec différentes limites. La plupart des approches [11] utilise l'approximation paraxiale de Maxwell et prend en compte un gain de saturation phénoménologique indépendant de la fréquence, ignorant ainsi toute dépendance temporelle des quantités atomiques à l'échelle de temps de l'émission. D'autres modèles [12, 13] prennent en compte les dépendances temporelles, mais se limitent au régime de «petit signal» linéaire, où l'inversion de population n'est pas affectée par l'émission laser X.

Dans sa version « complète », notre modèle utilise la résolution paraxiale des équations de Bloch-Maxwell [12] en y ajoutant une dépendance temporelle de la matrice densité, et en utilisant un système d'équations détaillé des populations ioniques impliquées dans le mécanisme d'inversion de la transition laser [13]. Les taux nécessaires à la description quantitative de l'évolution de la matière sont obtenus à partir de simulations de l'hydrodynamique et de la physique atomique du système [14] effectuées avec le code EHYBRID. L'originalité de notre modèle réside dans la possibilité de décrire un double-passage dans le milieu amplificateur en utilisant un miroir de demi-cavité, utilisé en routine dans nos expériences au LULI avec le laser à zinc néonoïde [9].

2. MODÉLISATION DANS LE FORMALISME BLOCH-MAXWELL

La description du couplage entre la matière et le rayonnement utilise le formalisme de Bloch-Maxwell. La propagation du champ électrique est décrite par les équations de Maxwell. Les autres équations à considérer sont celles qui permettent de décrire l'évolution des émetteurs. La matière est couplée au rayonnement par l'intermédiaire du vecteur polarisation \vec{P} , qui s'écrit :

$$\vec{P} = Tr(\rho \cdot \vec{d}) \quad (1)$$

où ρ est la matrice densité et \vec{d} le dipôle électrique de l'ion émetteur.

La géométrie considérée est schématisée sur la figure 1. On suppose que le champ associé à l'onde électromagnétique se propage principalement suivant la direction y (dans les deux sens), la direction x représentant la direction d'expansion du plasma.

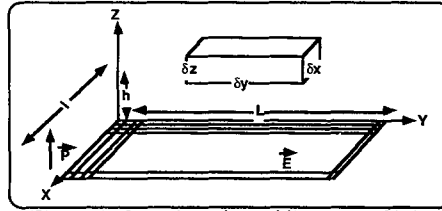


Figure 1: Géométrie du problème considérée.

La direction z est considérée comme une symétrie du problème permettant de définir un volume pour chaque maille. De plus on suppose que le milieu présente, associé au champ, une polarisation linéaire π , c'est à dire suivant l'axe z. Compte tenu de cette géométrie, et en considérant l'approximation d'enveloppes lentement variables (sur une période optique d'oscillation) des champs \vec{E} et \vec{P} , le système de 3 équations suivantes régissant l'évolution temporelle des champs et des populations s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{2i\omega}{c} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} \pm \frac{\partial E_{\pm}}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2 E_{\pm}}{\partial x^2} = -\frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_r E_{\pm} + 4\pi P_{\pm} + S_{\pm}) & \text{avec } \epsilon_r = \frac{-\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \text{ et } \omega_p = \left(\frac{4\pi n_e q^2}{m_e} \right)^{1/2} \\ \frac{1}{\omega} \frac{\partial P_{\pm}}{\partial t} = -\frac{\Gamma}{\omega} P_{\pm} - i D E_{\pm} + \frac{B_{\pm}}{\omega} & \text{avec } D = \frac{d^2}{\hbar \omega 4\pi \epsilon_0} (\rho_a - \rho_b) \text{ grandeur sans dimension} \\ \frac{\partial \rho_i}{\partial t} = (\delta_{in} - \delta_{in}) \frac{1}{2\hbar} \text{Re}(i(P_{\pm} E_{\pm}^* + P_{\mp} E_{\mp}^*)) + \sum_j \gamma_{ij} \rho_j + R_i \end{cases} \quad (2)$$

où E_{\pm} , P_{\pm} , S_{\pm} et B_{\pm} représentent les enveloppes se propageant dans les deux sens de la direction y respectivement des champs électriques, de polarisation, et des termes décrivant leurs variations stochastiques respectives (connectées à la contribution de l'émission spontanée) et où ω est la fréquence centrale de la transition, ω_p la fréquence plasma, ν la fréquence de collision élastique des électrons, Γ le taux de décroissance du dipôle atomique, δ_{ij} le symbole de Kronecker, γ_{ij} les taux collisionnel-radiatifs (CR), R_i les taux de peuplement des niveaux liés à la variation de population des deux niveaux lasants.

Les équations sont résolues numériquement sur une grille x-y (cf. figure 1) composée de 100 mailles transverses ($\delta x = 1 \mu\text{m}$) et 650 mailles longitudinales ($\delta y = 30 \mu\text{m}$). Le pas de temps est choisi comme étant le temps de propagation sur la longueur d'une cellule ($\delta t = 100 \text{ fs}$). Pour résoudre numériquement le système d'équations on utilise une procédure de splitting centré en temps qui traite de façon séparée le terme d'advection et les termes de diffraction et de couplage avec la matière [10].

Des fichiers de sauvegarde permettent de stocker pour chaque pas de temps de la simulation et en chaque point de la grille (X_i, Y_i) les densités de population, l'amplitude du champ de l'émission laser, les fonctions de corrélation du champ. Ces grandeurs nous permettent d'accéder à l'intensité mutuelle (ou sa grandeur normalisée : la visibilité des franges que l'on peut mesurer expérimentalement), définie par la relation suivante :

$$J_{12} = \left\langle E(x_1, t) \cdot E^*(x_2, t) \right\rangle \quad (3)$$

où la variable x_i représente un point à une distance transverse donnée de la cible et les brackets représentent une moyenne d'ensemble ramenée dans notre code à une moyenne temporelle.

3. PREMIERS RÉSULTATS

Dans l'optique de valider notre code, nous avons entrepris des premières simulations numériques sur la transition $2p^33p (1/2, 1/2)_{J=0} \rightarrow 2p^33s (1/2, 1/2)_{J=1}$ des ions néonoïdes de zinc émettant à 21.2 nm, dans une version « simplifiée » du code. Nous avons utilisé des profils analytiques pour les quantités hydrodynamiques et le gain, calculés dans des travaux précédents [15].

L'objectif de ces premières simulations visait à estimer le rôle potentiel de l'utilisation du miroir de demi-cavité sur l'amélioration des propriétés de cohérence du laser X-UV. Les paramètres de la simulation sont donc les suivants : le profil de gain a un maximum de 12 cm^{-1} à un temps de 200 ps et à la position $x = -30 \text{ }\mu\text{m}$, avec une durée de 200 ps (FWHM) et une largeur de $32 \text{ }\mu\text{m}$ (FWHM), l'intensité de saturation est de $9.8 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ [11, 14]; le miroir de demi-cavité (d'un coefficient de réflexion de 30 %) a un rayon de courbure de 13 cm et est placé à $y = -920 \text{ }\mu\text{m}$, $x = +121 \text{ }\mu\text{m}$.

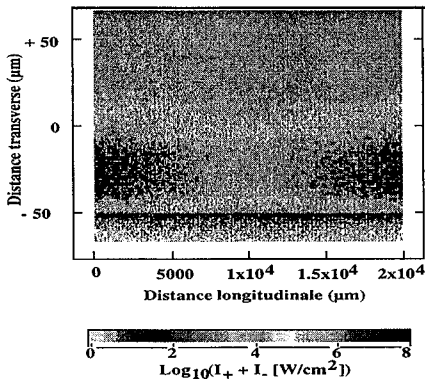


Figure 2: Carte de l'intensité totale du champ dans le plasma en simple passage (à 100 ps). Le bord de cible est situé en $x = -50 \text{ }\mu\text{m}$.

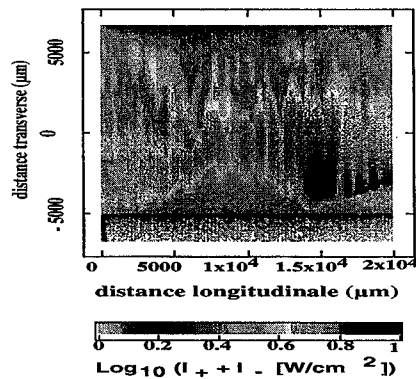


Figure 3: Carte de l'intensité totale du champ en double passage (à 300 ps).

Nous présentons sur les figures 2 et 3 les cartographies de l'intensité totale dans le plasma après propagation en simple passage (figure 2) et double passage (figure 3). On observe qu'en simple passage l'intensité est maximale dans le plasma aux extrémités du plasma sur les 200 derniers microns, et conformément au choix de notre profil de gain dans une zone située à $30 \text{ }\mu\text{m}$ de la cible, étendue sur $40 \text{ }\mu\text{m}$. Sur la figure 3, on voit l'effet du faisceau réfléchi par le miroir de demi-cavité (placé à gauche du plasma) qui provoque une augmentation de l'intensité totale (de l'ordre de 20 %) ainsi qu'un élargissement de la zone transverse (de $50 \text{ }\mu\text{m}$ à $100 \text{ }\mu\text{m}$). On voit également apparaître une structure longitudinale périodique caractéristique de la cohérence temporelle du faisceau.

L'effet du miroir est encore plus net si l'on s'intéresse à la visibilité des franges. Celles que nous présentons sur les figures 4 et 5 sont calculées, à une distance de 50 cm du plasma, pour deux points X_1 et X_2 variant le long de l'axe X entre -6000 et $+6000 \text{ }\mu\text{m}$.

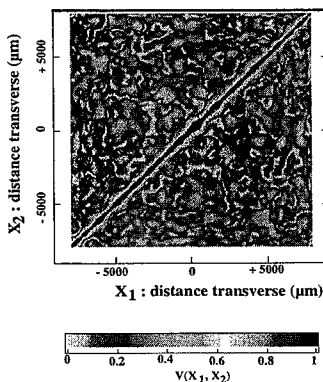


Figure 4: Visibilité de franges en simple passage (à 100 ps), calculée à une distance de 50 cm du plasma.

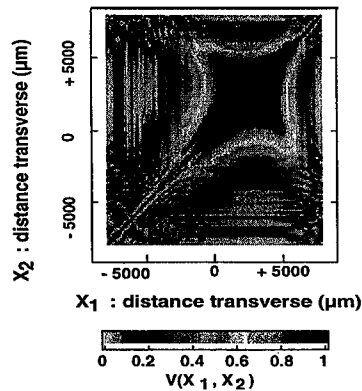


Figure 5: Visibilité de franges en double passage (à 300 ps), calculée à une distance de 50 cm du plasma.

L'image de la visibilité en simple passage (figure 4) indique une visibilité maximale (supérieure ou égale à 0.8) le long de la diagonale ($X_1=X_2$) avec une extension transverse faible, c'est à dire une cohérence transverse faible (de 90 μm).

Après propagation du faisceau réfléchi, la visibilité est très différente (figure 5). On observe en effet un élargissement important (à $t = 300$ ps) de la zone transverse dans laquelle la visibilité supérieure ou égale à 0.8, atteint 1500 μm au lieu de 90 μm à $t=100$ ps.

Ces premiers résultats confirment le renforcement de la cohérence transverse dans le cas d'un double passage dans le milieu amplificateur, que nous observons expérimentalement en utilisant un miroir de demi-cavité.

4 – RÉSUMÉ ET PERSPECTIVES

Les premiers résultats du code COLAX, en version simplifiée, sur le zinc néonoïde ont permis de souligner l'importance de la demi-cavité sur l'augmentation de la cohérence transverse de la source, conformément à nos observations expérimentales [16].

Nous envisageons de mener une étude détaillée sur l'influence des paramètres de réglage de la demi-cavité sur les propriétés optiques du faisceau laser X-UV à zinc néonoïde (réfraction, divergence horizontale, cohérence transverse).

Nous testons le code COLAX dans sa version « complète », en travaillant sur le couplage de notre code avec un code hydrodynamique de façon à traiter la population de tous les niveaux excités de l'ion lasant influençant les deux niveaux lasants.

Remerciements

Les auteurs remercient le support scientifique de l'IDRIS (Institut du développement et des Ressources en Informatique Scientifique) sous le projet N° 991043.

Références

1. F. Albert, D. Joyeux, P. Jaeglé, A. Carillon, J.P. Chauvineau, G. Jamelot, A. Klisnick, J.C. Lagron, D. Phalippou, D. Ros, S. Sebban and Ph. Zeitoun, *Opt. Comm.* **142**,184 (1997).
2. Ph. Zeitoun, F. Albert, P.Jaeglé, D. Joyeux, M. Boussoukaya, A. Carillon, S. Hubert, G. Jamelot, A. Klisnick, D. Phalippou, J.C. Lagron, D. Ros, S. Sebban and A. Zeitoun-Fakiris, *Nuclear Instr. and Methods in Physics Research A.* **416**, 189 (1998).
3. L.B. Da Silva, J.E. Trebes, R. Balhorn, S. Mrowka, E. Anderson, D.T. Attwood, T.W. Barbee Jr., J. Brase, M. Corzett, J. Gray, J.A. Koch, C. Lee, D. Kern, R.A. London, B.J. MacGowan, D.L. Matthews and G. Stone, *Science* **258**, 269 (1992).
4. R. Cauble, L.B. Da Silva, T.W. Barbee Jr., P. Celliers, J.C. Moreno and A.S.Wan, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3816 (1995).
5. D.H. Kalantar, M.H. Key, L.B. Da Silva, S.G. Glendinning, J.P. Knauer, B.A.A Remington, F. Weber and S.V. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3574 (1996).
6. M.H. Key, T.W.Barbee Jr., L.B. Da Silva, S.G. Glendinning, D.H. Kalantar, S.J. Rose, and S.V. Weber, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. transfer* **54**, 221 (1995).
7. L.B. Da Silva, T.W. Barbee Jr., R. Cauble, P. Celliers, C.D. Decker, D.H. Kalantar, M.H. Key, R.A. London, J.C. Moreno, J.E. Trebes, A.S. Wan and F. Weber, *Proc. of the 5th Int. conf. on X-ray Lasers*, *Inst. Phys. Conf. Ser. No 151*, 496 (1996).
8. E. Wolfrum, J. Wark, J. Zhang, N.O'Rourke, R. Keenam, C.L.S. Lewis, A.G. MacPhee, J. Warwick, D. Kalantar, M.H. Key, B.A. Remington, D. Neely, S. Rose, G. Eker, J. Lin, R. Smith and G.J. Tallents, *Proc. of the 6th Int. Conf. on X-ray Lasers*, *Inst. Phys. Conf. Ser. No 159* (1998).
9. B. Rus, A. Carillon, P. Dhez, P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Klisnick, M. Nantel and P. Zeitoun, *Phys. Rev. A* **55**, 3858 (1997).
- 10 D. Ros, Thèse de Doctorat, Université de Paris-sud, Orsay, (1998)
- 11 G. Hazak and A. Bar-Shalom, *Phys. Rev. A* **40**, 7055 (1989).
- 12 J.C. Garisson, B. Ritchie, H. Nathel, C.K. Hong and L. Minner, *Phys. Rev. A* **43**, 4941, (1991).
- 13 A. Sureau and P. Holden, *Phys. Rev. A* **52**, 3110 (1995).
- 14 P.B. Holden, S.B. Healy, M.T.M. Lightbody, G.J. Pert, J.A. Plowes, A.E. Kingston, E. Roberston, C.L.S. Lewis and D. Neely, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27**, 341 (1994).
- 15 B. Rus, Thèse de Doctorat, Université de Paris-sud, Orsay, (1995).
- 16 O. Larroche, D. Ros, A. Klisnick, A. Sureau, C. Möller et H. Guennou, accepté pour publication dans *Phys. Rev. A* (August 2000).