

MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE DE LA FORMATION DES STREAMERS DANS UN PLASMA HAUTE PRESSION POUR LASER XeCl

D. AMIR AID, Z.HARRACHE et A. BELASRI

*Laboratoire de Physique des Plasmas, Matériaux Conducteurs et leurs Applications U.S.T.O
(Département de Physique) EL M'NAOUR B.P.1505 Oran (ALGERIE)*

Résumé :

Ce travail représente une étude de la formation du streamer dans un plasma haut pression pour laser à excimère. Il est basé sur un model unidimensionnel longitudinal de la zone cathodique. On montre la possibilité de la formation du streamer dans la gaine cathodique et sa propagation durant la phase de formation du plasma. Le modèle donne les variations spatio-temporelle de la densité électronique et du champ électrique du plasma en présence du streamer.

Les résultats illustrent le rôle important de l'émission secondaire à la cathode dans le développement de ce type d'instabilités dans les plasmas haute pression pour ces lasers.

Mots clés :

Laser à exciplexe, Modèle monodimensionnel, Instabilités laser, Streamer, Région cathodique.

Abstract:

This work represents a study of the streamer formation in a plasma for excimer laser XeCl at high pressure. It is based on a longitudinal monodimensional model of the cathodic zone. On shows the possibility of the formation of the streamer in the cathodic sheath and his propagation during the phase of plasma formation. The model gives the space and time evolution of the electron density and the electric field of plasma in the presence of the streamer. The results illustrate the significant role of the secondary electron emission at the cathode in the development of this type of instabilities in plasmas, at high pressure, for these lasers.

1. Introduction :

Après l'invention du laser à CO₂ en 1964 [1], il s'est rapidement rendu compte que l'augmentation de la puissance moyenne de ces lasers, qui passe nécessairement par une augmentation de la pression du milieu, était limitée par la formation de steamers et le passage à l'arc. L'un des grands enjeux de la

physique des lasers à gaz a été de rendre possible la création d'un milieu plasma uniforme et de grand volume à haute pression. L'idée de base, pour éviter la formation de streamers ou, en d'autres termes, de plasmas localisés et disjoints a été de créer dans le volume gazeux, immédiatement avant l'impulsion de décharge, une densité d'électrons libres suffisamment élevée pour que les avalanches initiées par chacun de ces électrons libres se recouvrent avant la transition avalanche-streamer. Cette idée est utilisée dans tous les lasers pompés par décharge haute pression. Bien que les expériences montrent que ces instabilités prennent souvent naissance dans la région cathodique dans le cas des lasers XeCl [2,3] comme dans celui des décharges dans le CO₂ [4,5] ou dans l'hélium [6], les mécanismes de propagation de ces instabilités dans l'espace interélectrode ne sont pas nécessairement les mêmes.

2. Formation du streamer :

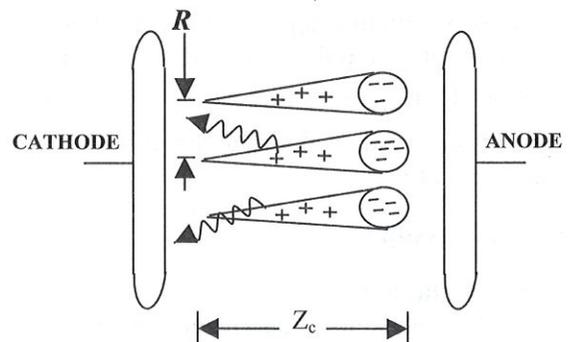


Figure.1. Transition avalanche-streamer.

Le principe de l'établissement d'un critère de préionisation, assurant le recouvrement des têtes d'avalanches initiées par des électrons libres avant la transition avalanche-streamer, a été établi par Palmer[7]. Il consiste à écrire que le rayon de l'avalanche électronique au moment de la transition avalanche-streamer (voir Figure.1.) doit être tel que deux avalanches issues d'électrons voisins se recouvrent à cet instant, c'est à dire doit être supérieur à la distance entre les électrons initiaux.

Si n_{e0} et la densité de préionisation, $[n_{e0}]^{-1/3}$ est la distance moyenne entre les électrons initiaux. On suppose ici le champ électrique appliqué constant dans le temps (laser photodéclenché). Le rayon de l'avalanche R au temps τ de transition avalanche-streamer après que l'avalanche ait parcouru la distance critique z_c est donnée par la théorie classique de diffusion :

$$R = [2D_e \tau]^{1/2} = \left[2D_e \frac{z_c}{v_e} \right]^{1/2} \quad (1)$$

où D_e et v_e sont le coefficient de diffusion et la vitesse de dérive électronique pour le champ électrique réduit considéré. Le coefficient de diffusion électronique peut s'écrire, classiquement :

$$D_e = \frac{1}{3} \lambda_e v_{e,th} \quad (2)$$

où λ_e est le libre parcours moyen électronique et $v_{e,th}$ est la vitesse thermique électronique, généralement supérieure à la vitesse de dérive définie par $v_e = \mu_e E$.

z_c peut s'écrire[7] :

$$\alpha z_c = \ln \left(\frac{4\pi \epsilon_0 E \lambda_e}{e} \right) + \ln(z_c) \quad (3)$$

Le critère de la densité minimale de préionisation s'écrit :

$$n_{e0} > \left[\frac{2}{3} \lambda_e z_c \frac{v_{e,th}}{v_e} \right]^{-3/2} \quad (4)$$

où tous les paramètres dépendent du mélange et du champ électrique réduit. Ce critère donne une estimation de n_{e0} de l'ordre de 10^7 cm^{-3} pour des conditions typiques du laser Ne-Xe-HCl à la pression de 3 atm.

3. Modèle physique :

3.1. Modèle fluide :

Le modèle physique décrivant la région cathodique est un modèle monodimensionnel similaire à celui présenté dans les références [8,9,10,16] . Il est basé sur une résolution des équations de transport électronique et ionique couplées à l'équation de Poisson.

Les équations choisies pour décrire les phénomènes de transport électronique et ionique sont l'équation de continuité et une équation de transport de quantité de mouvement simplifiée consistant à écrire que le flux de particules chargées est la somme d'un terme de dérive et d'un terme de diffusion.

Ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e v_e)}{\partial x} = S = n_e |v_e| \alpha [E/N(x, t)] \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial(n_p v_p)}{\partial x} = S \quad (6)$$

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_e) \quad (7)$$

$$n_k v_k = n_k \mu_k E - \partial/\partial x (n_k D_k) ; k = e, p \quad (8)$$

où les indices "e" et "p" font référence respectivement aux électrons et aux ions, n_e et n_p sont les densités électronique et ionique, v_e et v_p leur vitesses moyennés (dirigées suivant l'axe de la décharge). μ_k et D_k sont la mobilité et le coefficient de diffusion de l'espèce k dans le néon. α est le coefficient d'ionisation du gaz et V le potentiel électrique. Les équations (5) et (6) sont respectivement les équations de continuité électronique et ionique. (7) est l'équation de Poisson. Les équations (8) sont les équations de transport de quantité de mouvement simplifiées des particules chargées. Pour ce modèle, on utilise l'approximation de champ électrique local. Cette approximation suppose implicitement que le coefficient ou la fréquence d'ionisation en un point ou à un instant donnée ne dépend que de la valeur du champ électrique local en ce point et à cet instant.

3.2. Méthode numérique :

La méthode d'intégration des équations du modèle monodimensionnel , décrivant le transport des particules chargées couplé à l'équation de Poisson est un problème numérique délicat en raison de la diffusion numérique que peut introduire la discrétisation des équations de continuité pour les décharges haute pression. Ainsi la discrétisation de Scharfetter-Gummel[11] mise au point initialement pour des modèles de dispositifs à semi-conducteur, et utilisée dans les modèles de décharges basse pression [8,12] n'a pas pu être utilisée dans les conditions considérées ici.

Nous avons utilisé la méthode MUSCL (Monotone Upstream-centred Schemes for Conservation Laws) beaucoup plus précise pour résoudre les équations de continuité électronique et ionique. Cette méthode, développée à l'origine pour des problèmes d'hydrodynamique (en particulier pour décrire des ondes de choc -Hirsch [13]) permet de décrire de façon plus précise l'évolution de densités des particules chargées présentant des gradients très élevés, sans introduire de diffusion numérique notable, ni de sur-oscillations parasites. Elle a été appliquée par Davies et Niessen [14] au cas du transport de particule chargées dans les décharges.

4. Résultats :

4.1. Conditions Initiales :

Nous supposons dans cette étude que le premier ion créé par l'impulsion de préionisation se trouve à une distance non nulle de la cathode. L'émission secondaire commencera à se produire après un temps de retard correspondant au temps nécessaire pour que le premier ion atteigne la cathode. Dans des conditions où la densité de préionisation est de 10^7 cm^{-3} par exemple, la distance moyenne entre ions créés par l'impulsion de préionisation est de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ ou plus. Il est par conséquent réaliste de penser que le premier ion susceptible d'atteindre la cathode (et donc de débiter l'émission secondaire électronique) devra tout d'abord dériver sur une distance de plusieurs dizaines de μm . Comme les électrons et les ions créés par préionisation sont distribués de façon aléatoire dans le volume de gaz, il est clair que l'étude de l'influence du retard à l'émission secondaire est un problème tridimensionnel. Cependant, dans le but d'obtenir une description qualitative ou semi-quantitative de cet effet, nous avons effectué quelques calculs avec le modèle décrit plus haut (1D), en supposant qu'il n'y a pas d'ions au voisinage immédiat de la cathode à l'instant $t = 0$. Dans les présents calculs, le profil de la densité de préionisation est une fonction escalier, c'est à dire que cette densité est supposée nulle entre la cathode et un point d'abscisse donnée ($40 \mu\text{m}$), et constante et égale à 10^7 cm^{-3} au-delà de cette distance (voir Figure.2.). La valeur de 10^7 cm^{-3} est au dessus de la densité critique, si bien que dans ces conditions, le plasma doit se former de façon homogène, sans formation de streamers en volume. Les calculs présentés ci-dessous montrent que, même si la formation en volume est évitée par l'utilisation d'une densité de préionisation au-dessus de la densité critique (c'est à dire si les avalanches engendrées en volume par chaque électron libre se recouvrent avant la transition avalanche-streamer), il est très possible que des streamers se développent dans la région dépeuplée en électrons (gaine) pendant la formation du plasma.

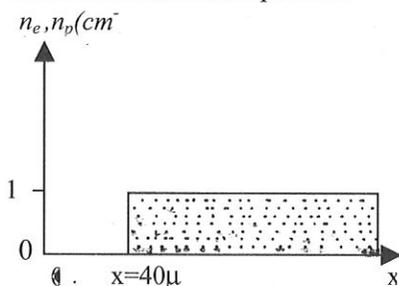


Figure.2. Schéma de la densité de préionisation.

4.2. Propagation du Streamer dans la gaine cathodique:

Il est intéressant d'analyser plus précisément le développement des avalanches engendrées par les électrons secondaire émis immédiatement après l'arrivée des ions sur la cathode. Les résultats des calculs, présentés sur la figure 3, montrent l'évolution temporelle de la densité électronique et du champ électrique dans la région cathodique après l'arrivée des premiers ions sur la cathode.

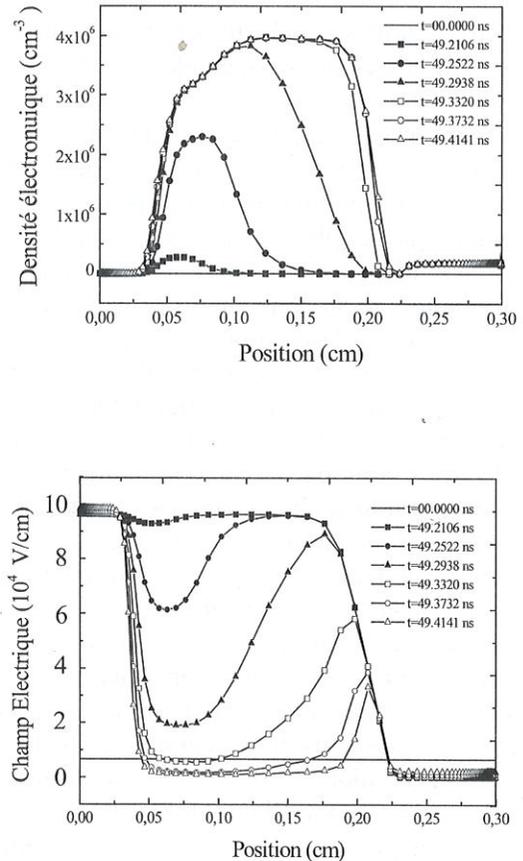


Figure.3. L'évolution temporelle de a) la densité électronique, b) champ électrique dans la région cathodique.

Les résultats de figure 3 peuvent être décrits comme suit :

Immédiatement avant l'arrivée des ions sur la cathode, la gaine s'étend sur environ 1 mm, la densité d'ions dans la gaine est faible et croissant de la cathode vers le plasma (comme on s'y attend, en raison de la dérive et de la multiplication des

électrons de préionisation pendant la phase précédente).

K Dès que les ions atteignent la cathode, les électrons secondaires créés par l'arrivée des premiers ions, engendrent des avalanches près de la cathode. En raison du champ électrique élevé dans la gaine[15], ces avalanches conduisent rapidement à la formation d'un plasma distinct du plasma formé de la phase précédente, par la multiplication des électrons de préionisation, et dont la limite se situe à 1 mm de la cathode.

K Le front du plasma généré par ces avalanches (initiés par les électrons secondaires) s'éloigne de la cathode.

K Le plasma généré par ces avalanches rejoint le plasma formé pendant la phase précédente par les électrons de préionisation. On peut montrer facilement que les phénomènes décrits ci-dessus et mis en évidence sur la figure 3 correspondent à la formation de streamers dans la gaine. Il est évident qu'une description complète de la formation de streamers n'est possible que dans le cadre d'un modèle bi ou tri-dimensionnel. Cependant, une simple estimation de la densité des électrons émis par la cathode montrent que dans les conditions du modèle, les avalanches initiées par les électrons émis par la cathode ne se recouvrent pas avant que la multiplication dans ces avalanches atteignent la valeur critique de 10^8 cm^{-3} (c'est à dire avant que ces avalanches se transforment en un plasma dont le front se propage vers l'anode "streamer"). La densité d'électrons émis peut être estimée en utilisant la relation entre courant d'électrons secondaires et courant d'ions sur la cathode :

$$n_{e0} v_{e0} = \gamma n_{p0} v_{p0} \quad (9)$$

où n_{e0} et n_{p0} sont la densité électronique et ionique au voisinage immédiat de la cathode, v_{e0} et v_{p0} sont les vitesses correspondantes et γ est le coefficient d'émission secondaire par impact ionique. Pour $\gamma = 10^{-1}$, et en supposant que le rapport entre les vitesses ionique et électronique (égal au rapport des mobilités) est de l'ordre de 10^{-2} , l'équation ci-dessus donne :

$$n_{e0} = 10^{-3} n_{p0} \quad (10)$$

Comme la densité n_{p0} des premiers ions atteignant la cathode est égal à la densité de préionisation, c'est à dire 10^7 cm^{-3} , dans notre cas, la densité des électrons émis immédiatement après l'arrivée des premiers ions sur la cathode est de l'ordre de 10^4 cm^{-3} . cette

densité est bien au-dessous de la densité critique donnée par le critère de Palmer [7].

L'arrivée de ces streamers dans le plasma conduit probablement à un arrêt de leur propagation. Cependant, ce phénomène peut induire de très importantes non uniformités microscopiques à l'interface plasma-gaine, du côté cathodique du plasma. La propagation du streamer vers l'anode se fait avec des vitesses supérieure à celle des électrons[16], en raison de l'augmentation du champ électrique en tête. La figure 4, montre

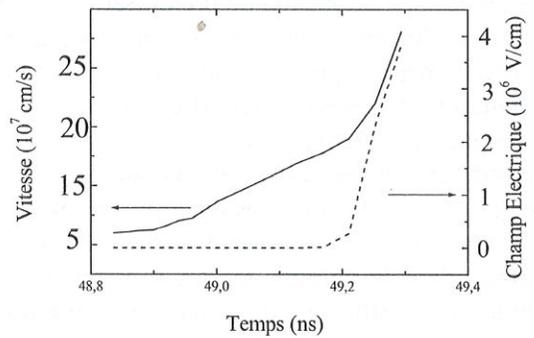


Figure.4. L'évolution temporelle de la vitesse et du champ électrique de streamer dans la région cathodique.

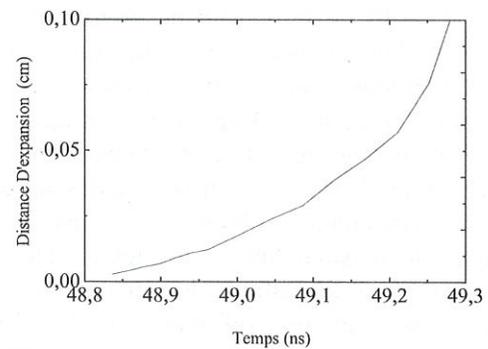


Figure.5. L'évolution temporelle de la distance d'expansion de streamer.

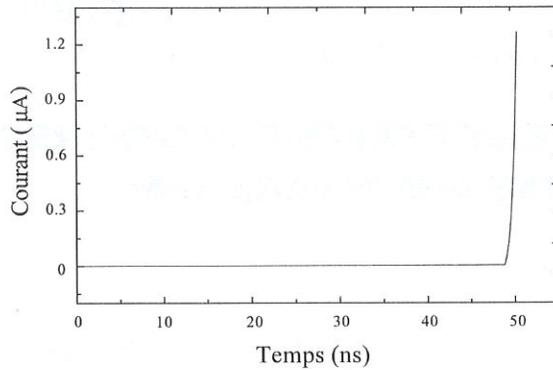


Figure.6. Evolution temporelle de courant électrique dans la région cathodique.

l'évolution temporelle de la vitesse et du champ électrique de streamer, La phase d'accélération a été attribuée à l'effet de rencontre entre le streamer et une avalanche secondaire. La distance d'expansion de la tête de streamer est montrée sur la figure 5.

La figure 6, représente l'évolution temporelle de courant électrique dans la région cathodique.

5. Conclusion :

Ce travail constitue une contribution à l'étude des instabilités d'un laser XeCl. Il est basé sur une modélisation de la région cathodique. Ce modèle est décrit par les équations de transport électronique et ionique couplées à l'équation de poisson.

Les résultats illustrent la contribution de la méthode MUSCL à une meilleure compréhension à la fois qualitative et quantitative de la forme du streamer dans la zone cathodique d'un plasma haute pression pour laser XeCl. Cette méthode numérique, utilisée généralement pour les plasma hautes pressions, a donnée des résultats très précises.

Les résultats obtenus montrent une forte distorsion du champ électrique due à une forte croissance de la densité du streamer dans la gaine durant la formation du plasma sur des durées de l'ordre de 1 ns et avec des vitesses d'expansion du front de l'ordre de 10⁷cm/s. Le développement de ces streamers pourrait être l'origine de la filamentation du plasma et sa transition en régime d'arc.

Références bibliographiques :

[1] C.K.N. Patel, *Phys. Rev. Lett.* **12**, (1964), 588.
 [2] R.S. Taylor, *Appl Phys.* **B 41**, (1986), 1.
 [3] A.D. Angelis, P. Dilazzaro, F. Garosi, G. Giordano et T. Letardi, *Appl. Phys.* **B.47**, (1998), 16.

[4] R.R. Mitchell R.R., L.J. Denes et L.E. Kline, *J.Appl. Phys. Communications*, **58**, (1978), 127.
 [5] V.V. Apollonov, V.R. Minenkoy, A.M. Prokhorov, B.V. Semkin, K.N. Firsov, B.G. Schubin et V.A.Yamshchikov, *Sov.J.Qauntum Electron*, **14**, (1984), 898.
 [6] R. Turner, *J. Appl. Phys.* **52**, (1981), 681.
 [7] A.J. Palmer, *Appl. Phys. Lett.* **25**, (1974), 138.
 [8] J.P. Bœuf, *Phys. Rev. A* **36**, (1987), 2782.
 [9] A. Belasri, Thèse, Université de Toulouse, "MODELISATION DIMENSIONNELLE D'UN LASER XeCl". (1993),
 [10] A. Belasri A., J.P. Bœuf, L.C. Pitchford, *J. Appl. Phys.* **74 (3)**, (1993), 1553.
 [11] D.I. Sharfetter, and H.K. Gummel, *IEEE Trans. Electron. Dev.* **ED-16**, (1969), 64.
 [12] Ph. Belenguer, J.P. Bœuf, *Phys. Rev.* **A41**, (1991), 4447.
 [13] C. Hirsch, *Numerical Computation of Internal and Extarnal Flows*, vol 2, John Wiley & Songs, (New York 1990).
 [14] A.J. Davies, W. Nissen, *In Physics and Applications of Pseudosparks, nato ASI*, vol 219. (1990), 197.
 [15] M. Marakov, *J.Phys. D : Appl. Phys.* **28**, (1995), 1083.
 [16] A.A. Kulikovsky, *Physical Review E*, vol 57, (1998), 7066.