

ETUDE D'UN PLASMA HAUTE PRESSION POUR LASER A EXCIMERE

Reçu le 12/03/2000 - Accepté le 24/06/2001

Résumé

Le présent travail est une modélisation numérique d'une décharge électrique haute pression pour laser à excimère. Il est basé sur un modèle dans lequel nous faisons un couplage entre le plasma, la cinétique des espèces lourdes et le circuit extérieur. Dans ce modèle, le plasma est représenté par une résistance de valeur inversement proportionnelle à la densité électronique. Les résultats illustrent le rôle important de la concentration de l'halogène HCl dans le mélange gazeux, dans l'évolution des caractéristiques électrique et cinétique du plasma. On montre aussi l'évolution d'une instabilité en volume de la densité de préionisation et l'effet de la déplétion d'halogène HCl sur le développement de cette instabilité.

Mots clés: Laser à excimère, XeCl, Modélisation numérique, Plasmas froids, Instabilité.

Abstract

The present work is a numerical modeling of high pressure electric discharge for an excimer laser. It is based on a model where the plasma is coupled to heavy species kinetics and external circuit. In this model the plasma is represented by a resistance with a value inversely proportional to the electronic density. The results illustrate the important role of the HCl halogen concentration in the gas mixture, in the evolution of the kinetic and electric characteristics of the plasma. We also present the evolution of the instability in volume of the preionisation densities and the effect of HCl halogen depletion on the development on this instabilities.

Keywords: Excimer laser, XeCl, Numerical modeling, Cold plasma, Instabilities.

**A. BELASRI
H. AÏT KACI**

Laboratoire de Physique des
Plasmas, Matériaux Conducteurs
et leurs Applications
U.S.T.O Faculté des Sciences
Département de Physique
U.S.T.O El M'Naour B.P. 1505
Oran, Algérie

ملخص

يعتبر هذا العمل نموذجا حسابيا لتفريغ كهربائي تحت ضغط مرتفع للليزر من نوع الأوكسيمير (excimère). يرتكز هذا النموذج على اقتران البلازما (Plasma) بحركية الجزيئات الثقيلة والدارة الكهربائية الخارجية. في هذا النموذج يمثل البلازما بمقاومة متناسبة عكسيا مع كثافة الإلكترونات. إن النتائج تبين التأثير الهام لتركيز الهالوجان (HCl) في المزيج الغازي على الخصائص الكهربائية والحركية للبلازما. كما تبين من خلال النتائج تطور حالة عدم استقرار في الحجم ناتجة عن كثافة التأين الابتدائية وتأثير كمية الهالوجان المستهلكة على انتشار هذه الحالة. **الكلمات المفتاحية:** ليزر أكسيمير، XeCl، نموذج حسابي، بلازما بارد، حالة عدم استقرار.

Depuis la première mise en évidence expérimentale d'émission laser d'un système excimère par Basov *et al.* [1] en 1970, l'une des préoccupations majeures de la physique du lasers à gaz a été d'accroître la puissance moyenne et la puissance pulsée de ces lasers. Cet accroissement passe nécessairement par un accroissement de la pression de gaz [2,3]. Or, il est bien connu les décharges luminescentes, utilisées dans les lasers pompés par décharges, peuvent être aisément stables et stationnaires à faibles pressions (typiquement inférieures à quelques dizaines de torr) mais deviennent instables et dégénèrent en arc à plus hautes pressions [4,5]. Les causes de transition à l'arc peuvent être multiples [6-8], et l'idée de base pour éviter la formation 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 au régime d'arc [9]. Les premières applications du concept de préionisation sont relatives aux lasers CO₂ [10] et dans les premières références à des expériences utilisant une préionisation du milieu [2,3], la source de préionisation était constituée par illumination UV provenant d'une décharge auxiliaire. De nombreuses et diverses techniques de préionisation ont ensuite été développées: décharge couronne [11-13], cathode plasma [14,15] et préionisation par rayons X [16-18]. L'un des objectifs de ce travail est de voir en particulier l'effet du phénomène de la déplétion d'halogène et la préionisation non uniforme sur l'amplification et la propagation de ces instabilités en volume dans un laser XeCl [19-23]. Dans cette étude macroscopique, nous avons recherché à simplifier au maximum la cinétique prise en compte, tout en restant le plus près possible de la réalité [24]. L'utilisation de modèles cinétiques simplifiés a été possible dans la mesure où nous avons étudié uniquement les aspects cinétiques ayant des conséquences sur le comportement électrique de la décharge et sur le développement des instabilités.

MODELE PHYSIQUE

Principes du modèle zéro-dimensionnel

Dans la plupart des modèles cinétiques de laser, le plasma est représenté par une résistance dont la conductivité est liée à la densité du plasma. Les variations temporelles de la densité de plasma sont obtenues par intégration des équations de transport électronique couplées à la cinétique des espèces lourdes et au circuit extérieur [25]. Les phénomènes de transport électronique peuvent être décrits de façon détaillée par résolution de l'équation de Boltzmann ou de façon simplifiée par une équation de continuité dans laquelle les taux de réaction électroniques sont supposés ne dépendre que du champ électrique réduit local E/N (N densité de gaz).

Le modèle est donc constitué du circuit extérieur, chargé par une résistance variable R_g représentant la décharge. Cette résistance peut s'écrire:

$$R_g(t) = \frac{d}{A \cdot e \cdot n_e \cdot \mu_e}$$

où n_e est la densité électronique dans le plasma, μ_e la mobilité électronique, e la charge de l'électron, A la surface des électrodes, et d la distance interélectrode. La densité électronique est obtenue par la résolution d'une équation de continuité de type:

$$\frac{\partial n_e(t)}{\partial t} = S_e^+ - S_e^-$$

avec S_e^+ et S_e^- , respectivement les taux de production et de disparition électroniques, par unité de volume et par unité de temps, sous l'effet des collisions avec les différentes espèces et du champ électrique réduit E/N .

Il faut donc adjoindre à l'équation de continuité électronique précédente l'ensemble des équations décrivant l'évolution des populations des espèces lourdes et qui traduisent les réactions cinétiques. Ces équations s'écrivent d'une manière générale sous la forme:

$$d[X_i]/dt = S_i^+ - S_i^-$$

$[X_i]$ est la concentration de l'espèce i à l'instant t , S_i^+ et S_i^- sont respectivement les taux de production et de disparition de cette espèce, par unité de volume et par unité de temps, sous l'effet de collisions avec les électrons et les autres espèces lourdes $[X_k]$. La résolution de ce système d'équations différentielles couplées décrivant le circuit extérieur et la cinétique du milieu, permet d'obtenir à chaque instant la tension aux bornes du plasma et donc le champ électrique dans le plasma.

Principe du modèle multi-résistances

Pour étudier les non uniformités spatiales à grande échelle, il est clair que la représentation du plasma par une résistance homogène est insuffisante. On a choisi, dans ce cas, de représenter le plasma par un réseau de résistances en parallèle [26]. Chacune de ces résistances est décrite à l'aide d'un modèle zéro-dimensionnel, similaire à ceux décrits dans la section précédente (Fig.1). Ce modèle monodimensionnel transverse permet de décrire en particulier l'évolution temporelle d'une instabilité macroscopique due à une non uniformité de la densité électronique, ou à une non uniformité de la densité de gaz,

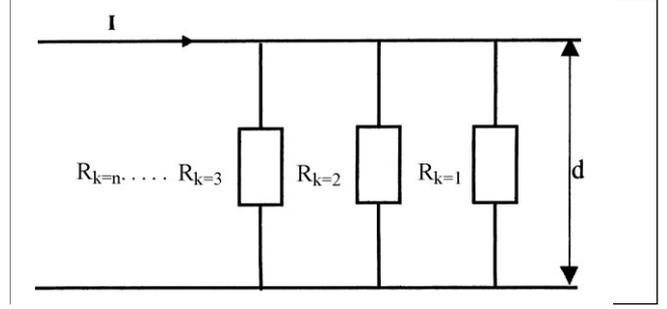


Figure 1: Schéma du modèle multi-résistances.

ou à non-alignement des électrode [27-30]. La valeur de chacune des résistances en parallèle est liée à la densité électronique dans l'élément de plasma correspondant, noté par l'indice k . Elle est donnée par la relation suivante:

$$R_k = \frac{d_k}{A_k \cdot e \cdot n_{e,k} \cdot \mu_{e,k}}$$

Les termes qui apparaissent dans cette équation ont la même signification que dans le cas du modèle précédent. k représente l'indice de l'élément de plasma.

Modèle de la cinétique simplifiée

En se basant sur plusieurs travaux de recherche [25,31,32], nous avons établi un ensemble réduit de réactions pouvant rendre compte, de façon satisfaisante, du comportement électrique de la décharge. Dans nos travaux [33,24], les résultats de ce modèle cinétique ont été comparés avec ceux obtenus par un modèle théorique beaucoup plus complexe et complet [31,32]. On a constaté que les formes et les ordres de grandeur des caractéristiques électriques et cinétiques sont en excellent accord. Dans des travaux théoriques basés sur un modèle de cinétique plus complexe [34], les auteurs ont comparé leurs résultats avec les nôtres [8], ainsi qu'avec des résultats expérimentaux [35]. Un accord qualitatif a été constaté. Ce jeu de réactions, selon les processus mis en jeu, est indiqué ci-dessous:

- processus électronique:
 - $e + Xe \leftrightarrow e + Xe^*$
 - $e + Xe \rightarrow 2e + Xe^+$
 - $e + Xe^* \rightarrow 2e + Xe^+$
 - $e + HCl(v=0) \leftrightarrow e + HCl(v=1,2)$
 - $e + HCl(v=0,1,2) \rightarrow H + Cl^-$
- conversion ionique et recombinaison:
 - $Xe^+ + 2Ne \rightarrow NeXe^+ + Ne$
 - $NeXe^+ + e \rightarrow Xe^* + Ne$
- recombinaison ion-ion:
 - $NeXe^+ + Cl^- \rightarrow Ne + Xe + Cl$
- quenching des métastables de xénon:
 - $Xe^* + HCl(v=0,1) \rightarrow Xe + H + Cl$
 - $Xe^* + HCl(v=1,2) \rightarrow XeCl^* + H$

A chaque élément de plasma est donc associé un ensemble d'équations cinétiques décrivant l'évolution en son sein des densités électroniques, de xénon métastable Xe^* , d'ions positifs $NeXe^+$ (Xe^+ est supposé se transformer instantanément en $NeXe^+$), d'ions négatifs Cl^- , et de HCl sur les niveaux de vibration $v=0,1,2$. La tabulation des coefficients de transport et des fréquences de collisions

électroniques en fonction de champ électrique réduit E/N , a été obtenue par le programme numérique BOLSIG développée par W.L. Morgan, J.P. Boeuf et L.C. Pitchford [36,37]. La résolution de ce programme donne la fonction de distribution électronique et les taux de toutes les réactions considérées. Il permet de prendre en compte les processus suivants: collisions superélastiques, collisions électron-électron, collisions électron-ion et les processus libre-libre.

CONDITIONS DE CALCULS ET CIRCUIT EXTERIEUR

Les calculs présentés dans cet article ont été faits dans les conditions suivantes:

- un mélange gazeux de Ne-Xe-HCl, avec une concentration de 0.5% de Xe et pour le cas de deux concentrations de l'halogène HCl (0.13% et 0.013%).
- distance interélectrode: $d = 3\text{cm}$.
- surface des électrodes: $A = 100\text{cm}^2$
- pression totale: $p = 2.5\text{ bar}$
- température de gaz: $T_g = 300\text{K}$
- tension appliquée: $V_C = 20\text{ kV}$
- circuit extérieur: Figure 2.
- laser photodéclenché: la préionisation est supposée être créée de façon instantanée, à $t=0$.
- densité initiale de préionisation: 10^9 cm^{-3} .

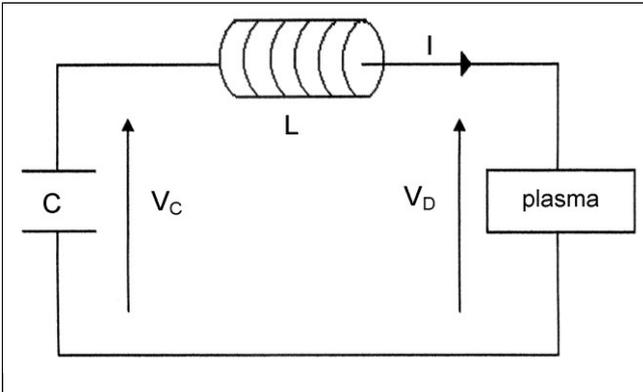


Figure 2: Schéma du modèle de la décharge et du circuit extérieur. La distance interélectrode est $d = 3\text{cm}$, la surface des électrodes est $A = 100\text{cm}^2$. La pression totale est $p = 2.5\text{ bar}$ à une température de gaz $T_g = 300\text{K}$, et la composition du gaz est Ne-Xe-HCl (0.9937, 0.005, 0.0013).

RESULTATS

A. Evolution de la décharge pour un plasma homogène

Cette partie est consacrée au comportement électrique et l'évolution des grandeurs caractérisant la décharge, dans le cas d'un plasma homogène. Les résultats obtenus à l'aide du modèle zéro-dimensionnel sont en accord avec les résultats de la littérature [25,31,32,34,35], et décrivent l'évolution temporelle des caractéristiques du plasma.

A-1. Grandeurs électriques

Afin de montrer le profil des caractéristiques

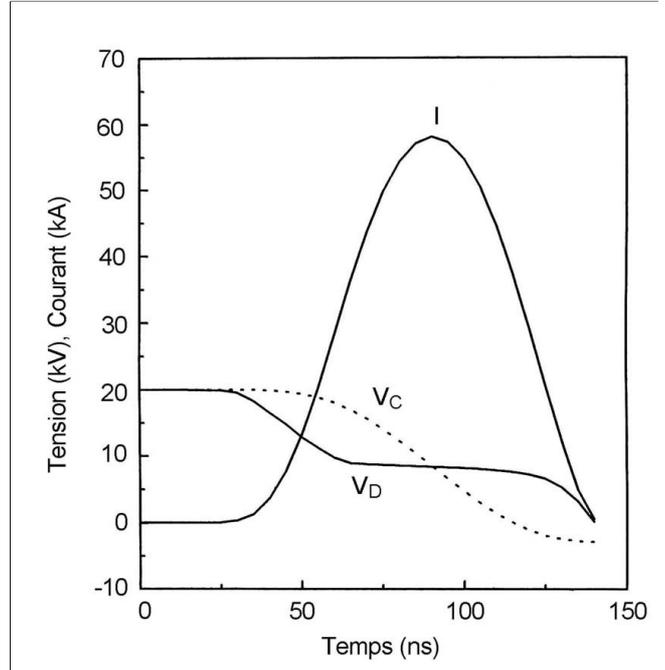


Figure 3-a: Variations temporelles de la tension de la capacité V_C , de la tension de décharge V_D et du courant de la décharge I . Pour une composition du gaz Ne-Xe-HCl (0.9937, 0.005, 0.0013), une densité de préionisation de 10^9cm^{-3} , et une tension appliquée $V_C = 20\text{kV}$.

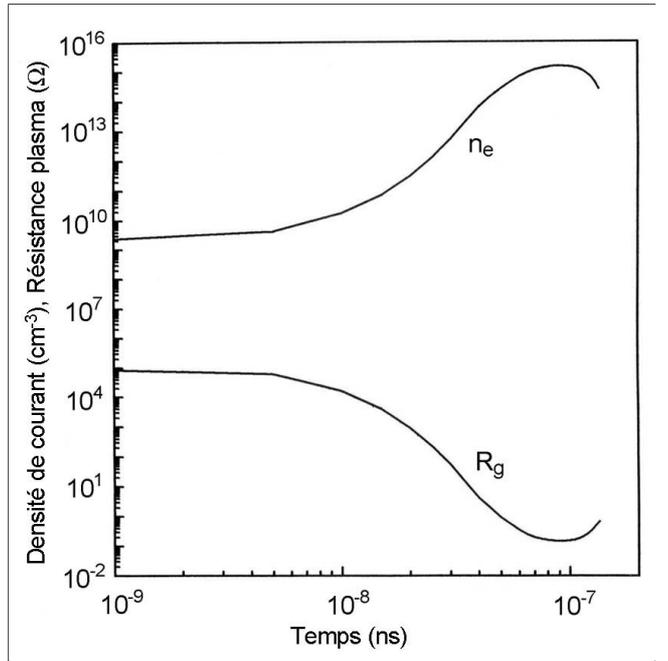


Figure 3-b: Variations temporelles de la densité des électrons et de la résistance du plasma pour les mêmes conditions que celles de la figure 3-a.

électriques de la décharge durant l'impulsion, nous avons tracé sur la figure 3-a, pour un mélange gazeux Ne_{0.9937}Xe_{0.005}HCl_{0.0013}, une densité de préionisation initiale de 10^9 cm^{-3} et une tension appliquée V_C de 20kV, les variations temporelles de la tension de la capacité, la tension de la décharge et du courant électrique. Le courant crête atteint une valeur typique de 60kA (0.60 kA/cm²). La tension de la

décharge V_D , de l'ordre de 8kV et correspondant à un champ réduit de 4.5 Td, reste constante sur une durée d'environ 60 ns. La dépendance inverse entre la densité électronique et la résistance du plasma pendant l'impulsion de la décharge, est montrée sur la figure 3-b. Durant la première phase de l'impulsion, la chute de la résistance du plasma est accompagnée par une croissance de la densité électronique due à la multiplication des électrons jusqu'au moment du claquage, et donc la formation du plasma caractérisée par une densité électronique de valeur maximale, et une résistance plasma de valeur très faible.

A-2. Evolution des concentrations d'espèces

On a tracé sur la figure 3-c l'évolution temporelle des densités d'électron, de HCl sur les niveaux de vibrations ($v = 0, 1, 2$), de xénon métastable, des ions positifs $NeXe^+$ et des ions négatifs Cl^- , au cours de l'impulsion. Les résultats obtenus montrent que dans ces conditions de fonctionnement du laser, une partie importante de la quantité initiale de l'halogène HCl (environ 35%) est consommée au cours de la décharge. La densité électronique et la densité de xénon métastable atteignent des valeurs maximales de l'ordre de $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $5.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ consécutivement.

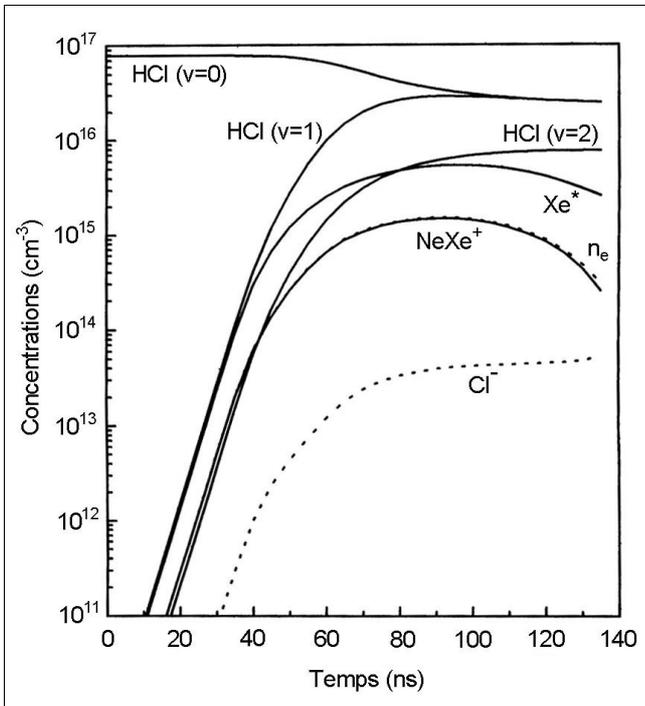


Figure 3-c: Evolutions temporelles de la densité électronique, des densités des ions positifs et négatifs, et des concentrations des espèces lourdes dans le mélange pour les mêmes conditions que celles de la figure 3-a.

A-3. Influence de la composition du mélange sur les grandeurs du plasma

Le but de cette partie du travail est de montrer l'influence de la concentration de l'halogène HCl dans le mélange sur les grandeurs plasma en général et l'évolution des instabilités en particulier. On représente sur la figure 4 l'évolution temporelle de la tension de la capacité V_C ,

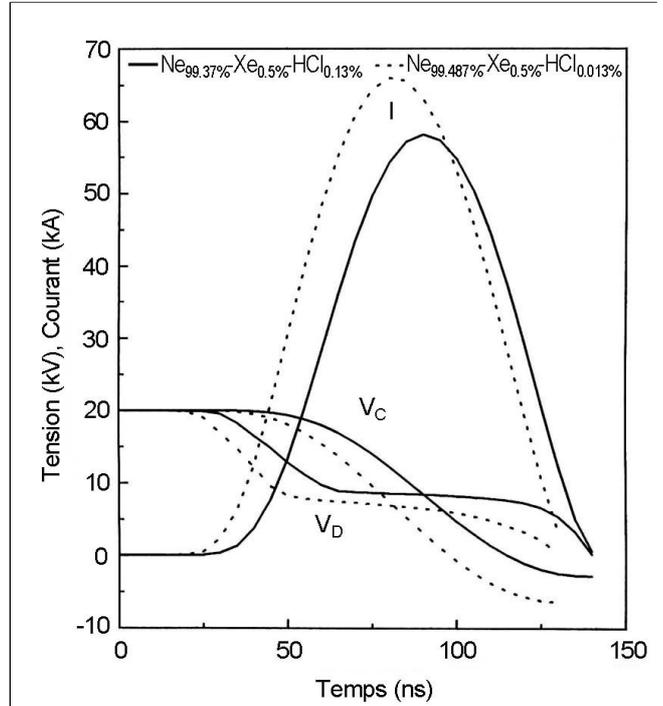


Figure 4-a: Variations temporelles de la tension de capacité V_C , de la tension de décharge V_D et du courant de la décharge I , pour les deux mélanges étudiés.

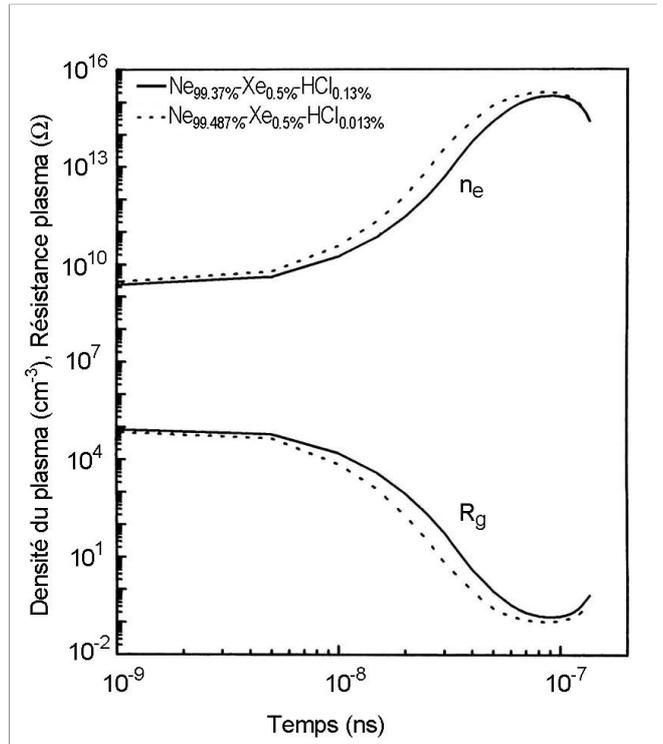


Figure 4-b: Variations temporelles de la densité des électrons et la résistance du plasma pour les mêmes conditions que celles de la figure 4a.

la tension de la décharge V_D et le courant électrique I , pour deux cas de mélanges gazeux et dans les mêmes conditions de la figure 3-a. La figure 4-b montre les variations temporelles de la résistance du plasma et de la densité électronique correspondant aux conditions de la figure 4-a.

Ces résultats illustrent le rôle important de la concentration de l'halogène HCl dans l'évolution des caractéristiques électriques du plasma. Pour de faibles concentrations de HCl, le phénomène de claquage du gaz se produit sur des durées plus courtes, du fait de la croissance rapide de la densité d'électrons. Cette augmentation de la densité électronique s'explique par la diminution de l'attachement dissociatif sur HCl et l'augmentation du processus de l'ionisation. On observe sur ces figures une chute plus rapide de la résistance plasma, et un courant électrique qui atteint une valeur crête plus élevée, de l'ordre de 65kA dans le cas d'une concentration plus faible de l'halogène HCl (0.013%). L'augmentation de la concentration de l'halogène HCl, comme le montre la figure 4-c, a pour effet d'augmenter le champ électrique du plasma.

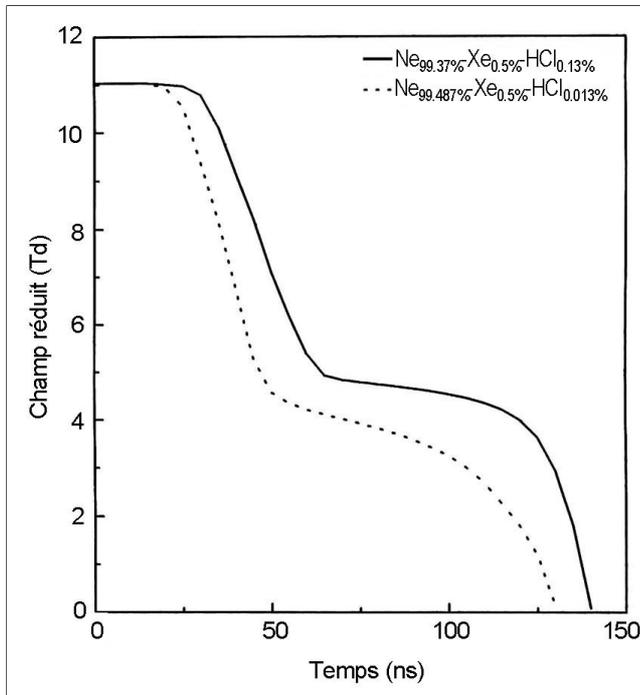


Figure 4-c: Evolutions temporelles du champ électrique réduit E/N pour les mêmes conditions que celles de la figure 4-a.

B. Evolution d'une instabilité due à la densité de préionisation

Pour étudier les non uniformités spatiales, on a choisi de représenter le plasma par un réseau de dix (10) résistances en parallèle. Nous étudions ici, le cas où la densité de préionisation présente une non uniformité transverse de variation linéaire entre les deux bornes de la surface de la cathode. Elle varie de 10^9 cm^{-3} pour l'élément d'indice $k=1$ à 10^8 cm^{-3} pour l'élément d'indice $k=10$.

Les figures 5-a et 5-b sont obtenues pour le mélange gazeux $\text{Ne}_{0.9937}\text{-Xe}_{0.005}\text{-HCl}_{0.0013}$ et pour une tension appliquée de 20kV. Elles représentent consécutivement les variations temporelles des densités de puissances dissipées par les électrons dans le plasma, et les concentrations de HCl sur le niveau de vibration $\nu=0$. Ces figures montrent une forte densité de puissance dissipée par les électrons,

accompagnée d'une consommation importante de HCl dans l'élément d'indice $k=1$. Cet élément de plasma peut être donc le siège d'une transition en régime d'arc due en particulier, au phénomène de la déplétion d'halogène lié à la forte consommation de HCl par attachement dissociatif, et au phénomène de chauffage, lié à la quantité d'énergie importante déposée par les électrons.

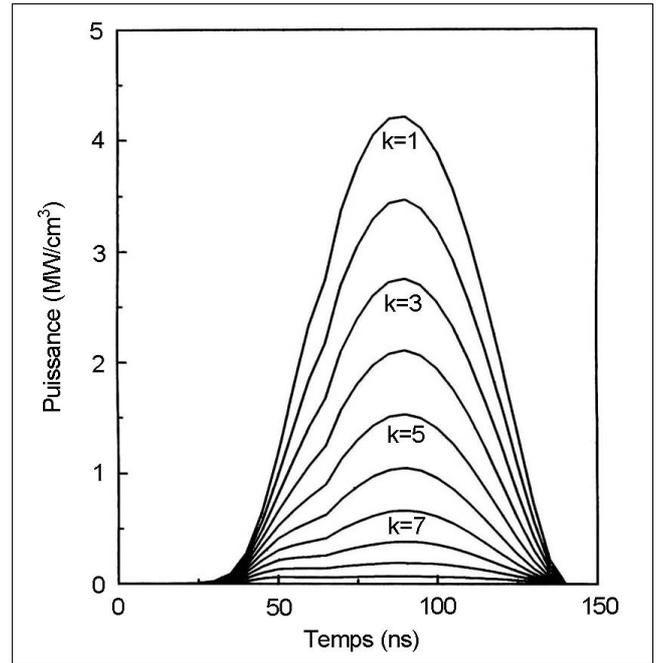


Figure 5-a: Variations temporelles des densités de puissances dissipées par les électrons dans chaque élément plasma pour une tension initiale de 20 kV et une composition du mélange Ne-Xe-HCl (0.9937, 0.005, 0.0013).

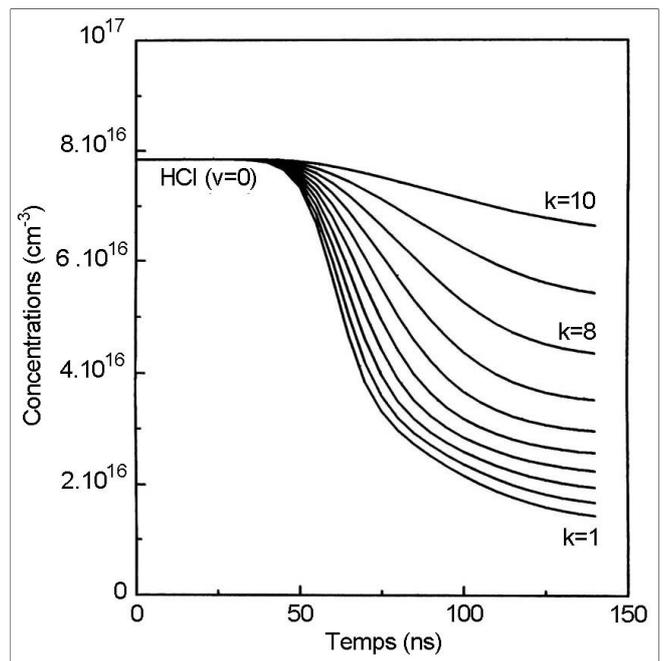


Figure 5-b: Evolutions temporelles des concentrations de HCl($\nu=0$) dans chaque élément plasma pour les mêmes conditions que celles de la figure 5-a.

CONCLUSION

Ce travail est une étude détaillée de la cinétique simplifiée pour un laser de mélange Ne-Xe-HCl, pompé par une décharge électrique haute pression. Son originalité réside dans l'effet important de la concentration de l'halogène HCl sur l'ordre de grandeur et l'évolution des caractéristiques électriques et cinétiques du plasma pour un laser XeCl. L'autre point important dans cette étude est la mise en évidence du rôle de l'attachement dissociatif sur l'halogène HCl dans le développement des instabilités en volume. Ce travail est réalisé sur la base d'un modèle dans lequel on a un couplage entre le plasma, cinétique des espèces lourdes et le circuit extérieur. Le plasma généré par décharge impulsionnelle a été représenté par une résistance ou par un ensemble de résistances en parallèle de conductivité proportionnelle à la densité électronique. Les variations temporelles de la densité électronique sont décrites à l'aide d'un ensemble d'équations différentielles traduisant la cinétique du milieu. Les taux de réaction impliquant les électrons ont été tabulés pour deux mélanges de Ne-Xe-HCl, par résolution de l'équation de Boltzmann, en fonction du champ réduit E/N . Le modèle utilisé a permis d'étudier l'influence de la composition du mélange gazeux sur la cinétique laser, sur les caractéristiques électriques du plasma et le développement des instabilités en volume. Il met également en évidence la diminution du champ électrique réduit du plasma et la croissance du courant électrique lorsque la concentration de l'halogène HCl dans le mélange diminue. Nos résultats montrent que l'uniformité du plasma est fortement sensible à des instabilités à grande échelle liées à la cinétique du milieu et ayant pour origine le phénomène de la déplétion d'halogène ou une préionisation non uniforme.

REFERENCES

- [1]- Basov N.G., *Sov. J. Quantum Electron.*, Vol. 1, (1971), p. 18.
- [2]- Dumanchin R. et Rocca J.S., *C.R. Acad. Sci.*, 263, (1969) p. 916.
- [3]- Wood O.R., *Proc. IEEE*; 62, (1974), p. 355.
- [4]- Taylor R.S., *Appl. Phys.*, B41, (1986), p. 1.
- [5]- Angelis A.D., Di Lazzaro P., Garosi F., Giordano G. et Letardi T., *Appl. Phys.*, B47, (1988), p. 1.
- [6]- Turner R., *J. Appl. Phys.*, 52, (1981), p. 681.
- [7]- Mitchell R.R., Denes L.J. et Kline L.E., *J. Appl. Phys.*, 49, (1978), p. 2376.
- [8]- Belasri A., Bœuf J.P. et Pitchford L.C., *J. Appl. Phys.* 74, (1993), p. 1553.
- [9]- Palmer A.J., *Appl. Phys. Lett.*, 25, (1974), p. 138.
- [10]- Patel C.K.N., *Phys. Rev. Lett.* 12, (1964), p. 588.
- [11]- Lamberton H.M. et Pearson P.R., *Electron Lett.*, 41, (1971), p. 141.
- [12]- Seguin H.J., Manes K. et Tulip J., *Rev. Sci. Instrum.* 43, (1972), p. 1134.
- [13]- Richardson M.C., Leopold K. et Alcock J., *IEEE J. Quantum Electron*, QE-9, (1973), p. 934.
- [14]- Andreev C.I., Belousova I.M., Dashuk P.N., Zarolsov D. et Zobov E., *JETP Lett.*, 21, (1975), p. 194.
- [15]- Zaroslov D.Y., Karolv N.V., Kuz'min G.P. et Nikivorof C.M., *Sov. J. Quantum Electron.*, QE-8, (1972), p. 827.
- [16]- Levatter J.I., Robertson K.L. et Lin S.C., *Appl. Phys. Lett.* 39,(1981), p. 297.
- [17]- Shieds H. et Alcock A.J., *Opt. Commun.*, 42, (1982), p.128.
- [18]- Midorikawa K., Obara M. et Fujioka T., *IEEE J. Quantum El.*, QE 20, (1984), p. 198.
- [19]- Coutts J. et Weeb C.E., *J. Appl. Phys.*, 59, (1986), p. 704.
- [20]- Coutts J., *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 21, (1988), p. 255.
- [21]- Osborne M.R. et Hutchinson M.R., *J. Appl. Phys.*, 59, (1986), p. 711.
- [22]- Osborne M.R., *Appl. Phys.*, B.45, (1988), p.285.
- [23]- Garscaden A., Kushner M.J. et Eden J.G., *IEEE transactions on plasma science*, PS19, (1991), p. 1013.
- [24]- Belasri A., Thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, (1993).
- [25]- Longo S., Gorse C. et Capitelli M., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, PS19, (1991), p. 379.
- [26]- Kushner M., Pindroch A.L., Fisher C.H., Znotins T.A. et Ewing J.J., *J. Appl. Phys.* 57, (1985), p. 2406.
- [27]- Baranov V. Yu., Borisov V.M. et Vinokhodov A.Y., *Sov. J. Quantum Electron.* 14, (1984), p. 4.
- [28]- Baranov V. Yu., Borisov V.M., Vinokhodov A.Y. et Vysikailo F.I., *Sov. J. Quantum Electron.* 13, (1983), p. 11.
- [29]- Baranov V. Yu., Malyuta D.D., Mezhevov V.S., et Naparatovich A.P., *Sov. J. Quantum Electron.* 10, (1980), p. 12.
- [30]- Kushner M.J., in "Non-Equilibrium Processes in Partially Ionized Gases", NATO ASI series, Vol. 220, M. Capitelli et J. N. Bardsley Eds., New York, Plenum Press, (1990), p. 63.
- [31]- Gorse C., "Non Equilibrium Laser Kinetics", in "Non Equilibrium Processes in partially Ionized Gases", NATO ASI series Vol. 220b, eds., M. Capitelli and J.N. Bardsley, (Plenum Press, New York) (1990).
- [32]- Gorse C., Capitelli M., Longo S., Estocq E. et Bretagne J., *J. Phys. D : Appl. Phys.* 24, (1991), p. 1947.
- [33]- Belasri A., Longo S., Gorse C., Capitelli M., Bœuf J.P. et Pitchford L.C., Proc. XXth ICPIG, Palleschi V. et Vaselli M. Eds., Vol.6, Istituto di Fisica Atomica e Molecolare, Pisa, Italy, (1990), p. 1170.
- [34]- Lamrous O., Gaour A. et Yousfi M., *J. Appl. Phys.* Vol. 79, No. 9, (1996), p. 6775.
- [35]- Luck H., Loffhagen D. and Botticher W., *Appl. Phys. B.* 58, (1994), p. 123.
- [36]- Code Bolsig, the siglo series of user friendly discharge modeling software, 1996 by Kinema Software.
- [37]- Morgan W.L. et Penetrante B., *Computer Phys. Communications* 58, (1990), p. 127. □