



## SIMULATION DE LA REGION CATHODIQUE D'UNE DECHARGE PHOTO DECLENCHE POUR LAMPE A EXCIMERE

*S. Bendella, W. Benstaïli, L. Hameurlaine, A. Belasri*

*Laboratoire de physique des plasmas, matériaux conducteurs et leurs applications*

*Département de physique, Faculté des sciences USTO.MB B.P 1505 El M'NAOUER Oran (ALGERIE)*

*Reçu le : 06/02/08*

*Accepté le : 08/10/09*

### Résumé :

Ce travail a pour but d'étudier le rôle de la gaine cathodique dans une décharge photo déclenché pour lampe à excimère. Nous avons développé un modèle unidimensionnel de la région cathodique couplé à un modèle zéro dimensionnel du plasma et au circuit extérieur. Le modèle fluide unidimensionnel est basé sur la résolution des équations de continuité avec l'équation de Poisson. Les résultats décrivent les paramètres électriques et cinétiques de la décharge.

### Abstract:

The purpose of this work is to study the role of the cathode layer in a dielectric barrier discharge for excilamp. For that we will describe the evolution of the discharge in this area. To achieve our aims we used a one-dimensional model of the cathodic area coupled to a zero dimensional model of plasma and with the external circuit. The one-dimensional fluid model is based on the resolution of the equations of continuity with the Poisson's equation. In the zero dimensional model, the plasma is represented by a variable value of resistance in time. The results obtained are the electric and kinetic parameters of the discharge, they will be discussed and analysed.

### 1. Introduction :

Les lampes à excimère sont les principales sources de production d'UV et de VUV. Vers les années 80 les scientifiques ELIASSON et KOGELSHATZ [1] [2] ont inventé une lampe UV de vide très lumineuse en utilisant la lumière d'excimère. La recherche intensive au cours de ces 20 dernières années a mené à des améliorations technologiques principalement le perfectionnement du rendement des rayonnement UV et VUV ainsi que la compacité et la durée de vie des lampes. Des travaux expérimentaux menés par R.P.MILDREN [6] ont mis en évidence l'importance de l'application d'une courte pulsation (150ns) de tension sur une décharge à barrières diélectriques du xénon pour lampe à excimère. Le rayonnement se voit multiplier par trois ainsi que l'efficacité augmente par rapport à une décharge alimentée par un potentiel sinusoïdal conventionnel même à une très

haute pression. L'efficacité lumineuse d'une décharge alimentée d'une tension sinusoïdale est de 10-20% [3] [4], d'une tension rectangulaire est de 28% [5] et d'une courte pulsation (150ns) est de 60% [6]. Aux cours de ces expériences des photos d'émissions dans le visible et dans le vide ultraviolet VUV ont été enregistrées. Cela a permis d'étudier la structure de la décharge. Les images montrent que la décharge alimenté d'une tension de courte pulsation est essentiellement uniforme à travers toute la surface active de la lampe tandis que pour celle alimenté d'une tension sinusoïdale est filamenteuse [7]. Puisque le plasma d'une décharge pulsée à barrières diélectriques est considéré comme homogène dans la direction parallèle aux surfaces diélectriques, notre modèle cinétique couplé à un modèle unidimensionnel



analyse bien le développement de cette décharge.

## 2. Modèle physique

Le modèle développé est un modèle unidimensionnel de la région cathodique couplé à un modèle zéro dimensionnel du plasma et au circuit extérieur.

### 2.1 Modèle zéro dimensionnelle du plasma :

Dans un modèle zéro dimensionnelle, le plasma est homogène, représenté par une résistance de valeur variable dans le temps, proportionnelle à la distance inter électrodes  $d$  et inversement proportionnelle à la densité électronique  $n_e$ , la surface de décharge  $A$  et la

$$\text{mobilité électronique } \mu_e : R = \frac{d}{Aen_e\mu_e}$$

La densité électronique est obtenue par la résolution d'une équation de continuité :

$$\frac{dn_e}{dt} = S^+ \left[ \frac{E}{N}, n_e, [Xe^*] \right] - S^- \left[ \frac{E}{N}, n_e, [Xe^*] \right]$$

Où  $[Xe^*]$  est la densité du Xénon métastable,

$\frac{E}{N}$  est le champ réduit,  $n_e$  est la densité électronique et  $S^+$  et  $S^-$  sont les termes sources tiennent compte du processus de création et de perte (ionisation, recombinaison...).

L'équation de continuité électronique est couplée à un ensemble d'équations cinétiques pour les espèces excitées ou les produits de dissociation du type :

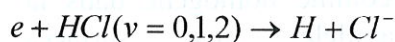
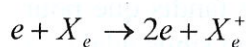
$$\frac{d[X_i]}{dt} = S_i^+ \left[ \frac{E}{N}, n_e, [X_k] \right] - S_i^- \left[ \frac{E}{N}, n_e, [X_k] \right]$$

Et aux équations décrivant le circuit extérieur.

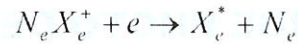
#### 2.1.1 Description du jeu de réaction :

La résolution du système d'équations cinétiques est basée sur un jeu de réaction.

Processus électronique :



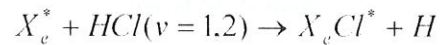
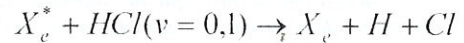
Conversion ionique et recombinaison :



Recombinaison ion-ion :



Quenching des métastables  $X_e^*$  :



### 2.2 Modèle unidimensionnel de la région cathodique :

La région cathodique est décrite par le modèle fluide unidimensionnel. Les électrons et les ions sont décrits par les équations de continuité :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial(n_e v_e)}{\partial x} + S_e$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} + S_i$$

où  $n_e$  et  $n_i$  sont les densités des électrons et des ions respectivement,  $S_e$  et  $S_i$  sont les termes source de ces particules et  $v_e$  et  $v_i$  sont leurs vitesses de dérive.

Ces équations représentent la conservation de la charge. Les termes sources des équations de continuité  $S_e$  et  $S_i$  rendent compte des créations et des pertes des particules chargées avec les molécules du gaz. Les termes  $n_e v_e$  et  $n_i v_i$  sont décrit comme suit :

$$n_e v_e = \left[ -D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} - \mu_e E \right] n_e$$

$$n_i v_i = \left[ -D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + \mu_i E \right] n_i$$

Les indices  $e$  et  $i$  correspondent aux électrons et aux ions respectivement.  $D$  et  $\mu$  sont le coefficient de diffusion et la mobilité. Ces équations sont couplées à l'équation de Poisson, car cette équation donne la variation du champ électrique en fonction de la charge d'espace.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{|e|}{\epsilon_0} (n_i - n_e)$$

Le plasma du modèle 0D est supposé spatialement uniforme et les gradients spatiaux sont supposés exister uniquement

dans la région cathodique décrite par le modèle 1D. Cette région limitée par la cathode et le plasma du modèle 0D a pour longueur  $d \ll d_p$  (longueur du plasma). Les deux modèles sont couplés par l'intermédiaire des conditions aux limites [8].

### 3. Configuration des électrodes et le circuit d'excitation extérieur :

La configuration des électrodes et le circuit extérieur utilisés dans ce modèle sont représentés sur la figure 1.

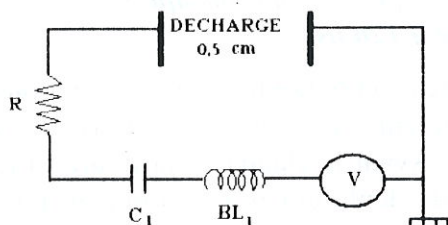


Figure 1 : Configuration des électrodes et le circuit extérieur utilisés dans le modèle.

Le courant de décharge dans le circuit est donné comme la somme du courant de conduction (des électrons et des ions) et le courant de déplacement dans l'espace de la décharge entre les électrodes. La géométrie de la décharge est plane, les deux électrodes sont parallèles de surfaces égales à  $4 \text{ cm}^2$ . Le gap de décharge est rempli par un mélange de gaz 0,13% de HCl, 0,5% de Xe dans le Néon à une pression totale de 500 Torr. Le circuit d'excitation extérieur est un circuit RLC dont la résistance a une valeur  $R=0 \text{ Ohm}$ , la capacité  $C_1= 10^{-9} \text{ Farad}$  et une bobine d'inductance de 10 nano Henry. La tension appliquée est de 4KV sur une distance de 0,5 cm (la distance inter électrodes), la température du gaz est égale à  $300^\circ\text{K}$  et la densité initiale de pré ionisation uniforme de  $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Le coefficient d'émission secondaire dû au bombardement ionique a été pris égal à 0,1. Dans ces conditions la durée de l'impulsion de décharge est de l'ordre de 120ns.

### 4-Résultats de la simulation :

#### Variation du potentiel et du champ électrique dans la région cathodique :

La figure 2 représente la distribution spatiale du champ électrique et du potentiel dans la région cathodique.

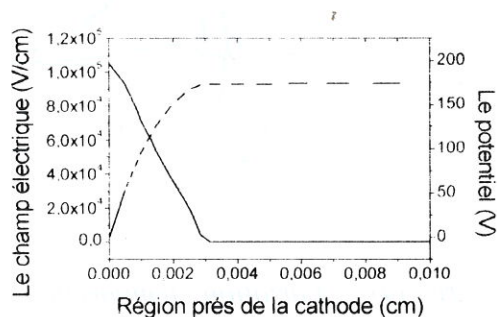


Figure (2) : Variation spatiale du champ électrique et du potentiel proche de la cathode.

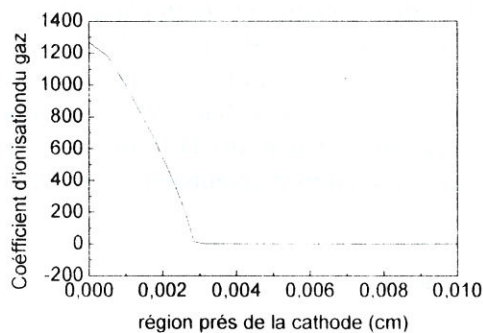


Figure (3) : Variation spatiale du coefficient d'ionisation du gaz.

On remarque que le potentiel et le champ électrique varient sur une distance de 0.003 cm de la cathode. Dans cette zone, il existe une forte ionisation due au processus d'ionisation par impact électronique. Ceci est décrit par le terme du coefficient d'ionisation de Townsend  $\alpha(E/P)$  (figure 3). Dans cet article l'ionisation prise en considération dans la gaine est celle du néon, elle est dominante dans cette région caractérisée par un champ très élevé.



Variation des courants dans la décharge :

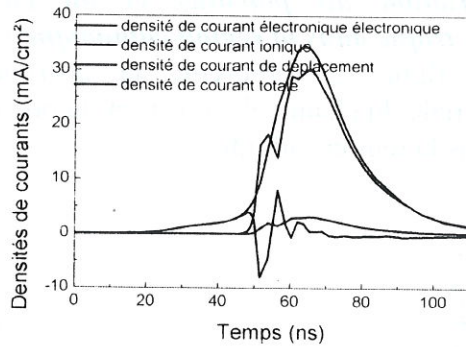


Figure (4) : Variation temporelle des différents types de courants.

La figure 4 montre l'évolution temporelle des différents courants (courant de conduction électronique, ionique et de déplacement ainsi que le courant total) près de la région cathodique. On remarque que le courant de déplacement ne contribue dans le courant totale qu'au moment de la formation de la décharge. Le temps d'impulsion est de 120 ns.

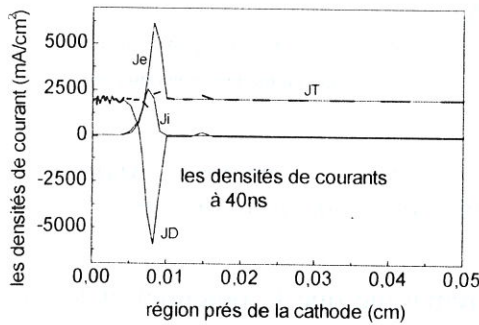


Figure (5) : variation spatiale des différents types de courants avant le claquage à 40 ns.

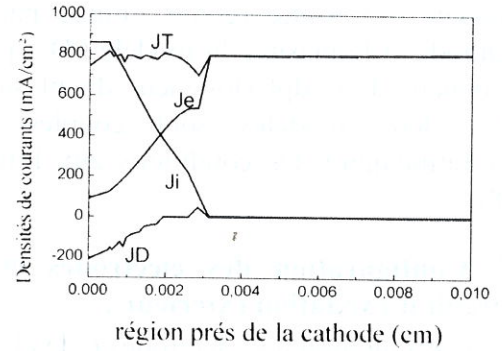


Figure (6) : variation spatiale des différents types de courants après le claquage à 120 ns.

Les figures 5 et 6 montrent les distributions des différents courants à t=40ns et à t=120ns. Avant le claquage (la figure 5) le courant de déplacement est dominant près de la cathode. Après la formation de la décharge (la figure 6) c'est le courant ionique qui prend le dessus. Ensuite, il diminue en s'éloignant de la cathode jusqu'à ce qu'il devienne égale au courant de déplacement. Le courant totale sera assuré ainsi par le courant de conduction électronique qui devient dominant dans le plasma. Le courant total est constant à travers tout le gap de décharge.

Variation des densités électronique et ionique :

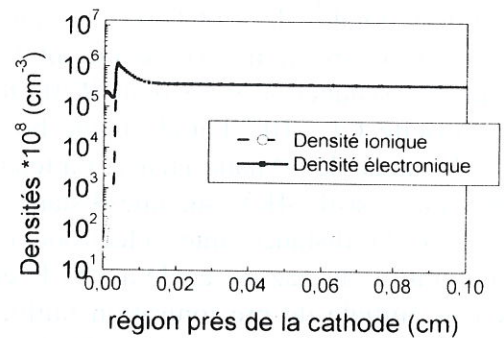


Figure (7) : Variation spatiale des densités électronique et ionique dans la région cathodique.



Pour voir la distribution spatiale des densités de particules chargées dans le plasma, on a tracé sur la figure 7, les densités électroniques et ioniques dans l'espace inter électrodes de la décharge à l'instant  $t=120\text{ns}$ . Cette figure montre bien la formation du plasma caractérisé par une gaine cathodique de longueur de l'ordre  $0.003\text{cm}$ . La densité électronique croit à une densité critique dans une région localisée spatialement marquée par une intense ionisation (figure 4). La densité ionique est dominante suivit d'un plasma de colonne positive qui est de charge quasi neutre. La densité des ions atteint dans la gaine la valeur de  $1.1 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ .

### 5- Conclusion :

Au cours de ce travail, nous avons simulé la première impulsion d'une décharge photo déclenché pour lampe à excimère. Dans notre modèle, le schéma cinétique que nous avons adopté tient compte les atomes à l'état fondamental, les atomes excités, les ions moléculaires et les électrons. Ceci nous a permis d'étudier le comportement de la région cathodique en fonction du temps. Le claquage est dû essentiellement aux avalanches successives des électrons de la cathode qui se propagent dans la région à champ élevé.

Le plasma ainsi formé, l'ionisation n'est plus dû qu'à l'impact électronique mais aussi à l'accumulation des espèces métastables dans le gap de décharge. Les résultats obtenus ont permis de décrire quantitativement les principes de fonctionnement électrique de la décharge pour lampe à excimère.

### 6- Références bibliographiques :

- [1] U.Kogelshatz, Pure Appl.chem, 62 (1990), 1667
- [2] B.Eliason, IEEE Transaction on plasma science, vol19, N°2, avril(1990)
- [3] S.Stockwald and M.Neiger, contrib. plasma phys.35,15-22 (1995)
- [4] B.Eliasson and U.Kogelshatz, Appl Phys. B46 299-303 (1998)
- [5] R.Kling, XXIII int. conf on phenomena in ionised gases (I.C.P.I.G) vol3, p367 (1997)
- [6] R.P.Mildren, R.J.Carman and I.S.Falconer, J.Phys D: Appl.Phys.34 3378-3383 (2001)
- [7] R.P.Mildren, R.J.Carman and I.S.Falconer, iee transaction on plasma science, vol30 n°1 192-193 (2002)
- [8] A.Belasri, Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse (France), (1993).