

## MODELISATION NUMERIQUE D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE CONTROLEE PAR BARRIERE DIELECTRIQUE

Bedoui M., Belarbi A.W.

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, MB, Faculté de Génie Electrique,  
Département d'Electrotechnique  
BP 1505 El M'Naouer, 31000 Oran, Algérie.

**E-mail:** messbedoui@yahoo.fr

**Résumé** - Notre travail consiste à mettre en évidence la modélisation numérique monodimensionnelle d'une décharge luminescente contrôlée par barrière diélectrique (BLBD). Cette décharge est obtenue, dans l'hélium sous excitation basse fréquence entre deux électrodes planes, parallèles et isolées par un diélectrique. L'intérêt de ce type de décharge par rapport aux décharges entre parois métalliques, est que par suite de la présence des diélectriques, la décharge s'éteint rapidement et l'énergie des particules concernées reste faible ce qui évite une détérioration trop rapide des parois par suite d'effets thermique. Pour réaliser ce travail, nous avons utilisé un modèle fluide pour les particules chargées et excitées. Les densités des différentes particules (chargées et excitées) prise en compte sont alors décrites par l'équation de convection-diffusion. Ces équations sont traitées avec la méthode des différences finies explicites, ainsi que les paramètres de transport sont en fonction du champ électrique qui est calculé par la résolution de l'équation de Poisson.

**Mots clés :** Modélisation numérique, Décharge luminescente, Diélectrique, Modèle fluide, Méthode des différences finies.

**Summary** - Our work is to highlight the one-dimensional numerical modeling of a luminescent discharge controlled by a dielectric barrier. This discharge is obtained in helium at low frequency excitation between two flat electrodes arranged in parallel and insulated by a dielectric. The advantage of this type of discharge compared to discharges between metal walls, that is due to the presence of dielectrics, the discharge is extinguished quickly and the energy of the particles remains low which prevents early deterioration of the walls as a result of thermal effects. To do this work, we used a fluid model for charged and excited particles. The densities of the various particles (charged and excited) are then described by the convection-diffusion equation. These equations are computed with the explicit finite difference method, and the transport parameters are deduced as a function of the electric field that is calculated by solving the Poisson's equation.

**Keywords:** numerical modeling, glow discharge, dielectric, fluid model, method of finite differences.

### INTRODUCTION

Les décharges à barrière diélectrique jouissent actuellement d'un intérêt exceptionnel à travers le monde à cause de leurs multiples applications [1,2]. Parmi celles-ci on peut mentionner le traitement de surface de polymères et de textiles, la génération d'ozone, les écrans à plasma, les lampes à excimers, etc.

Depuis le début des années 90, des travaux réalisés quasiment simultanément au Japon, en France et aux Etats-Unis ont permis d'obtenir, dans le cas des DBD à pression atmosphérique, des décharges homogènes similaires à celles obtenues à basse pression. Ces DBD homogènes, qui ont par la suite été utilisées avec succès pour la réalisation de dépôts de couches minces, présentent un intérêt évident pour le développement de procédé de traitement de surface à pression atmosphérique. Cependant, le principal frein

au développement industriel de ce type de procédé est la vitesse de dépôt qui est actuellement trop faible [3]. La majorité des études ont été faites dans He puisqu'il représente un milieu gazeux inerte, c'est-à-dire essentiellement sans réactivité chimique et sans problèmes de décomposition, donc un gaz qui peut être relativement facilement étudié et modélisé, au moins en première approximation [4].

Dans ce travail, on présente une étude théorique sur les décharges à barrière diélectrique dans l'hélium à pression atmosphérique. Tout particulièrement, le cas de l'hélium a été examiné dans différentes géométries, à savoir, plan-plan, pointe-plan. En proposant un modèle de simulation uni-dimensionnel basé sur l'équation de continuité pour les électrons, ions et métastables couplée avec l'équation de Poisson.

## MODELE NUMERIQUE

Le modèle fluide unidimensionnel élaboré est basé sur la résolution du système d'équations formé par les équations de transport des particules chargées couplées à l'équation de Poisson. Pour le calcul des densités des électrons et des ions, les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann sont retenus : l'équation de continuité et l'équation de transfert de quantité de mouvement.

### Equations du modèle

Il s'agit du modèle électrique monodimensionnel qui décrit le comportement électrique des décharges en donnant des distributions spatio-temporelles des densités des particules chargées, du champ et du potentiel électriques.

#### a) Pour les électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e}{\partial x} = s_e \quad (1)$$

$$\phi_e = n_e v_e = n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (2)$$

$$s_e = \alpha_{i0}(E)n_0\mu_e n_e |E| + k_{em}(E)n_e n_m + k_{pm}n_m n_p \quad (3)$$

#### b) Pour les ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial x} = s_i \quad (4)$$

$$\phi_i = n_i v_i = n_i \mu_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad (5)$$

$$s_i = s_e = \alpha_{i0}(E)n_0\mu_e n_e |E| + K_{em}(E)n_e n_m + k_{pm}n_m n_p \quad (6)$$

#### c) Pour les particules excitées (les métastables)

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} - \frac{\partial n_m v_m}{\partial x} = s_m \quad (7)$$

$$\phi_m = -D_m \frac{\partial n_m}{\partial x} \quad (8)$$

$$s_m = \alpha_{ex}(E)n_0\mu_e n_e |E| - n_m(k_{em}(E)n_e + k_{pm}n_p + k_{rm}) \quad (9)$$

avec :

$n_e, n_i, n_m, v_e, v_i, v_m$  : respectivement les densités des électrons, des ions et des métastables, vitesse moyenne des électrons, des ions et des métastables

Se : le terme source

E : champ électrique

$\phi_e, \phi_i, \phi_m$  : flux des électrons, des ions et des métastables

$\mu_e, \mu_i, D_e, D_i, D_m$  : respectivement la mobilité des électrons et des ions, coefficient de diffusion des électrons, des ions et des métastables

$n_0, n_m, n_p$  : respectivement la densité neutre, la densité métastable et la densité d'impureté

$k_{em}, k_{pm}, k_m$  : respectivement le taux d'ionisation (stepwise), le taux d'ionisation Penning et le taux de recombinaison radiatif (fréquence radiative).

#### d) Equation de Poisson

Pour calculer le champ de charge d'espace, il faut donc une équation qui relie les inconnus des deux moments de l'équation de Boltzmann au champ électrique : c'est l'équation de Poisson :

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (10)$$

Le champ électrique  $\vec{E}$  et le potentiel  $V$  sont liés par la relation :

$$E = -\nabla V = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (11)$$

avec :  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\rho$  est la densité de charge et  $e$  la charge élémentaire de l'électron.

### **DISCRETISATION DE L'EQUATION DE TRANSPORT EN 1D**

Ce paragraphe est consacré à la description de la méthode de résolution de l'équation de diffusion avec les schémas numériques de type différences finies implicites.

#### **Discrétisation de l'équation de continuité**

L'équation à résoudre a la forme suivante :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial n(x,t)W(x,t)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} D(x,t) \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \quad (12)$$

W : étant la vitesse de dérive.

La résolution de cette équation aux dérivées partielles, se fait par la méthode des différences finies. Chaque terme est calculé à l'aide des valeurs à gauche et à droite de  $n(x,t)$ ,  $W(x,t)$ ,  $D(x,t)$  aux points  $x_i, x_{i+1}, x_{i-1}$ . On résout l'équation pour des électrons qui se déplacent de  $x=0$  vers  $x=x_{max}$  et des ions positifs qui se déplacent de  $x=x_{max}$  vers  $x=0$ .

La discrétisation de l'équation de continuité du modèle 1D a été développée par Poinignon [5], c'est pourquoi on peut donner ici uniquement la forme finale de l'équation discrétisée.

$$n_{i-1}^{k+1} \left[ -\frac{1}{\Delta x} \frac{W_{i-1}^{k+1}}{2} - \frac{D_i^{k+1}}{\Delta x} \right] + n_i^{k+1} \left[ -\left( \frac{D_i^{k+1} + D_{i+1}^{k+1}}{\Delta x^2} \right) + \frac{1}{\Delta t} \right] + n_{i+1}^{k+1} \left[ \frac{1}{\Delta x} \frac{W_{i+1}^{k+1}}{2} - \frac{D_{i+1}^{k+1}}{\Delta x} \frac{1}{\Delta t} \right]$$

$$= s_i^k + n_i^k \frac{1}{\Delta t} \tag{13}$$

L'équation (13) est de la forme  $a_i n_{i-1}^{k+1} + b_i n_i^{k+1} + c_i n_{i+1}^{k+1} = d_i$

En écrivant cette équation pour  $i=2, \dots, n_x$ , on obtient un système d'équations dont la matrice principale est tridiagonale. La méthode la plus classique pour la résolution de ce système est l'utilisation de l'algorithme de Thomas [6].

a) pour les électrons

$$\frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} \Delta x + \mu_e \left\{ n_{i+1}^k \frac{v_{i+1}^{k+1} - v_i^{k+1}}{\Delta x} - n_{i-1}^k \frac{v_i^{k+1} - v_{i-1}^{k+1}}{\Delta x} \right\} =$$

$$s_i^k \Delta x + \left\{ D_e \frac{n_{i+1}^k - n_i^k}{\Delta x} - D_e \frac{n_i^k - n_{i-1}^k}{\Delta x} \right\} \tag{14}$$

avec :

$$s_i^k =$$

$$n_0 \mu_e n_e \left| \frac{\partial v}{\partial x} \right|_i^{k+1} + k_{em} \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_i^{k+1} n_e n_m + k_{pm} n_m n_p \tag{15}$$

b) pour les ions

$$\frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} \Delta x - \mu_{ion} \left\{ n_{i+1}^k \frac{v_{i+1}^{k+1} - v_i^{k+1}}{\Delta x} - n_{i-1}^k \frac{v_i^{k+1} - v_{i-1}^{k+1}}{\Delta x} \right\} =$$

$$s_i^k \Delta x + \left\{ D_{ion} \frac{n_{i+1}^k - n_i^k}{\Delta x} - D_{ion} \frac{n_i^k - n_{i-1}^k}{\Delta x} \right\} \tag{16}$$

avec :

$$s_i^k = \alpha_{i0} \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_i^{k+1} n_0 \mu_e n_e \left| \frac{\partial v}{\partial x} \right|_i^{k+1} + k_{em} \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_i^{k+1} n_e n_m$$

$$+ k_{pm} n_m n_p \tag{17}$$

c) pour les particules excitées (les métastables)

$$\frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} \Delta x - D_m \left\{ \frac{n_{i+1}^{k+1} - n_i^{k+1}}{\Delta x} - \frac{n_i^{k+1} - n_{i-1}^{k+1}}{\Delta x} \right\} + n_i^{k+1} \left( k_{em} \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)_i^{k+1} n_e + k_{pm} n_p + k_{rm} \right) \Delta x = s_m^k \Delta x$$

$$\tag{18}$$

avec :

$$s_m^k = \alpha_{ex} \left( E^{k+1} \right) n_0 \mu_e n_e \left| E^{k+1} \right| \tag{19}$$

d) Discrétisation de l'équation de Poisson

Dans ce paragraphe, nous allons discrétiser l'équation de Poisson dans une géométrie cartésienne monodimensionnelle en utilisant la méthode des différences finies. Le système d'équations ainsi obtenu va être résolu par l'algorithme de Thomas.

L'équation à discrétiser en géométrie cartésienne monodimensionnelle s'écrit :

$$\Delta v(x) = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e) \tag{20}$$

A l'aide de la méthode des différences finies centrées on obtient :

$$\Delta v(x) = \nabla^2 v(x) = \frac{\partial^2 v(x)}{\partial x^2} \tag{21}$$

$$\left. \frac{\partial^2 v(x)}{\partial x^2} \right|_i = \frac{v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1}}{\Delta x^2} \tag{22}$$

d'où :

$$\frac{v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1}}{\Delta x^2} = \rho_i \tag{23}$$

$\rho_i$  Étant la charge d'espace nette :  $\rho_i = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e)$

L'équation (22) peut s'écrire comme suit :

$$v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1} = \rho_i \Delta x^2 \tag{24}$$

Lorsque i varie de 2 à  $n_{x-1}$  dans l'équation (23), on obtient une matrice tri-diagonale de la forme :

$$\begin{aligned} b_1 v_2 + c_1 v_3 &= d_1 \\ a_i v_{i-1} + c_i v_{i+1} &= d_i \quad \text{avec } i=2, 3, 4, \dots, n_{x-1} \\ a_{n_{x-1}} v_{n_{x-2}} + b_{n_{x-1}} v_{n_{x-1}} &= d_{n_{x-1}} \end{aligned} \tag{25}$$

Grâce aux conditions aux limites,  $V_1$  et  $V_{n_x}$  sont connues et les valeurs  $d_1, d_2, \dots, d_{n_x}$  sont également connues . Les valeurs inconnues qu'on doit déterminer sont les valeurs des potentiels  $V_i$  pour i variant de 2 à  $n_x-1$  ; pour cela on utilise l'une des méthodes de résolution des matrices tridiagonales. C'est la méthode double balayage qu'on va utiliser en faisant appel à l'algorithme de Thomas [6].

$$\begin{cases} A_i = -\frac{c_i}{a_i A_{i-1} + b_i} \\ B_i = \frac{d_i - a_i B_{i-1}}{a_i A_{i-1} + b_i} \\ V_i = A_i v_{i+1} + B_i \end{cases} \tag{26}$$

avec :  $A_1 = \frac{c_1}{b_1}$ ,  $B_1 = \frac{d_1}{b_1}$ ,  $V_{n_x-1} = B_{n_x-1}$

Si on effectue un premier balayage pour l'indice i variant de 2 à  $n_x-1$ , sur le système d'équation (26), on peut définir de proche en proche les couples  $(A_i, B_i)$ . Un second balayage, nous permet de déterminer les inconnues  $V_i$  en commençant par  $V_{n_x-1}$  et en progressant par valeurs décroissantes de l'indice i jusqu'à  $V_2$ . Ces deux balayages nous permettent d'obtenir les valeurs du potentiel en tout point du domaine de définition.

## RESULTATS

### Caractéristiques électriques de la décharge :

Les résultats de la modélisation sont obtenus lorsqu'un régime stationnaire est obtenu, c'est-à-dire lorsque le courant transitoire se reproduit identique à lui-même sur deux périodes de la tension appliquée. Les calculs ont été effectués pour des conditions spécifiées dans le tableau IV-1 et dans des conditions initiales.

**Tableau IV-1 : Conditions de simulation.**

Gaz	Hélium
Distance inter électrode	5cm
Amplitude maximale de la tension appliquée	2KV
Fréquence d'excitation	4KHZ

La décharge n'est obtenue qu'en présence d'une forte concentration de l'espèce métastable, En effet, les métastables sont au moins aussi efficaces que les ions pour l'émission secondaire d'électron.

Les conditions initiales de la densité de charge pour les électrons, les ions et les métastables utilisées dans cette simulation sont développées par [7- 8] :

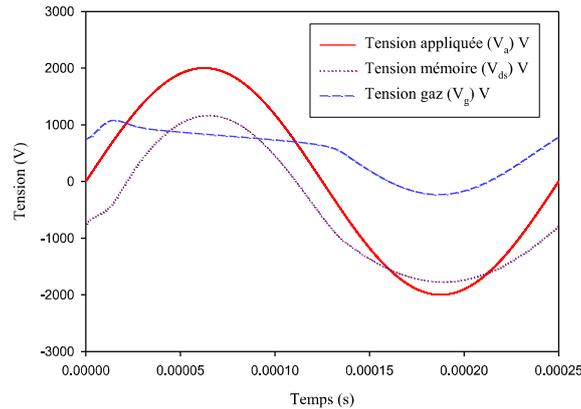
$$\begin{aligned}
 n_e(x, 0) &= n_{e0} \exp\left(\frac{-(x - x_0)^2}{l^2}\right) \\
 n_i(x, 0) &= 0 \\
 n_m(x, 0) &= n_{m0}
 \end{aligned}
 \tag{27}$$

Où :  $l$  : distance inter électrode.

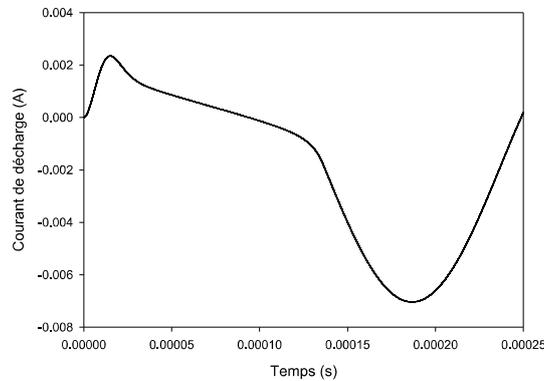
$n_{e0}$  et  $n_{m0}$  : respectivement la densité d'électrons et la densité des métastables à l'origine, sont des constantes ( $n_{e0}=10^6 \text{ cm}^{-3}$  et  $n_{m0}=1,95 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ).

### Courant de décharge et tension appliquée

Les figures 1 et 2 représentent respectivement la tension appliquée entre les deux électrodes: c'est une tension sinusoïdale et l'évolution temporelle du courant de la décharge, calculée pendant une période de la tension d'excitation.



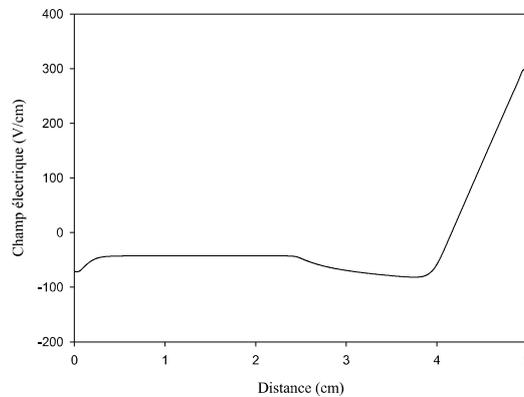
**Figure 1 :** Variations sur une période de la tension appliquée  $V_a(t)$ , la tension gaz  $V_g(t)$  et la tension mémoire  $V_{ds}(t)$ .



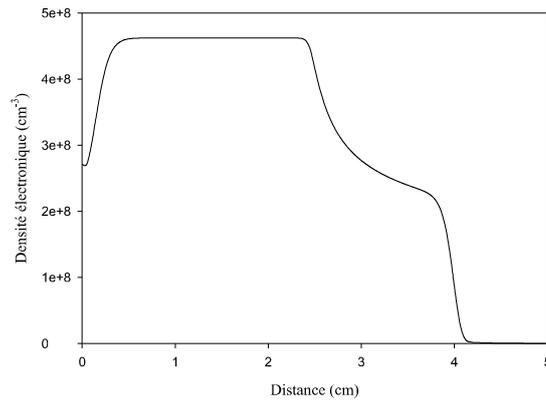
**Figure 2 :** Variation sur une période du courant de décharge.

**Distribution du champ électrique et des densités de particules à l’instant  $t=126,9\mu s$**

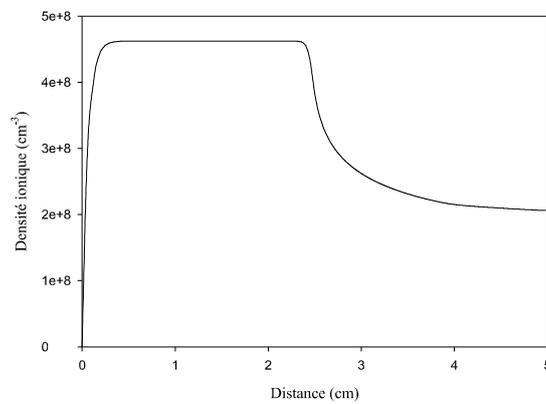
Sur ces différentes figures, l’origine des distances est prise à l’anode. La distribution spatiale du champ électrique et des densités électroniques, ioniques et métastables à l’instant  $t=126,9\mu s$  est représentée sur les figures (3-6). Dans les quelles apparaissent clairement quatre zones: la gaine cathodique, l’espace sombre de Faraday, la colonne positive et la gaine anodique.



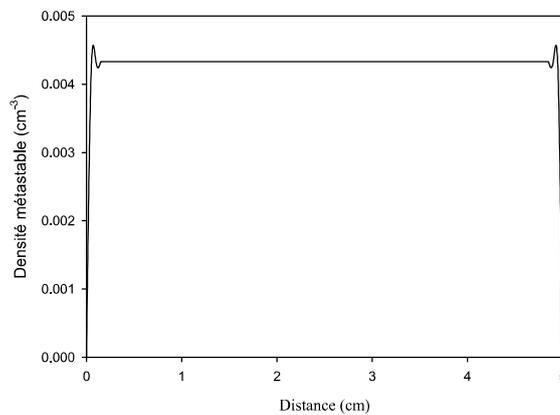
**Figure 3 :** Variation spatiale du champ électrique à l’instant  $t=126,9\mu s$



**Figure 4 :** Variation spatiale de la densité électronique à l’instant  $t=126,9\mu s$ .



**Figure 5 :** Variation spatiale de la densité ionique à l’instant  $t=126,9\mu s$ .



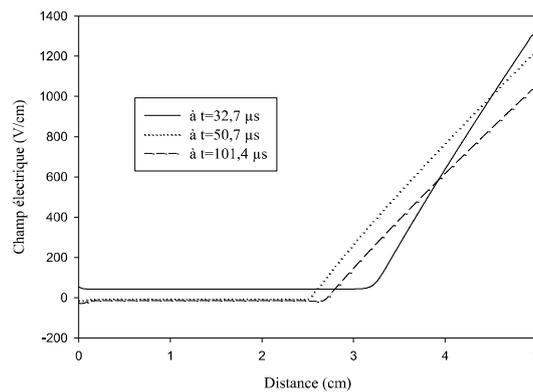
**Figure 6 :** Variation spatiale de la densité métastable à l’instant  $t=126,9\mu s$ .

Dans la gaine cathodique (à droite), on remarque que le champ électrique y varie beaucoup et sa valeur maximale est de  $297,18V/cm$ . Les ions atteignent une densité de  $2,06.10^8 cm^{-3}$  alors que celle des électrons est très faible (de  $2,9.10^5 cm^{-3}$ ), ceci s’explique par le fait que les électrons sont beaucoup plus légers et se déplacent beaucoup plus rapidement que les ions. Ensuite, dans la zone d’espace sombre de Faraday le champ électrique est faible et les densités électroniques et ioniques sont très proches. Dans la colonne positive le champ électrique est constant et la mobilité des électrons est réduite à cause de leur interaction avec les ions. Les densités électroniques

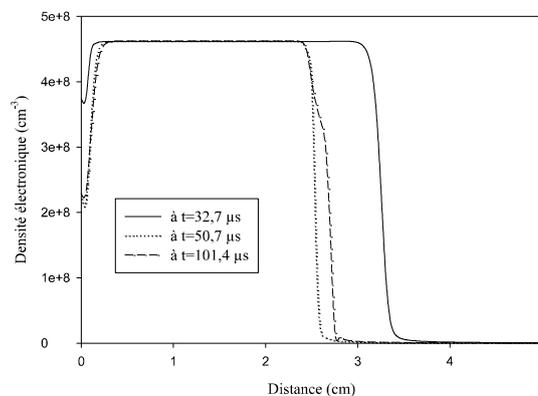
et ioniques y sont égales à  $4,62 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Enfin dans la gaine anodique on remarque aussi que le champ électrique varie faiblement et la densité ionique est négligeable par rapport à la densité électronique, car les électrons qui sont beaucoup plus rapides que les ions, sont repoussés vers l'anode sous l'action du champ électrique. Les densités métastables restent constantes parce qu'elles ne dépendent pas du champ électrique, mais sa valeur maximale est très faible à cause de faible diffusion. Ces espèces étant neutres, leur déplacement est conditionné par la diffusion, c'est-à-dire le gradient de concentration.

### Extinction de la décharge

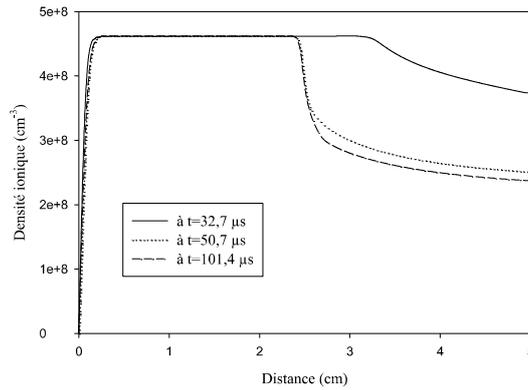
Les figures 7-10, représentent les variations spatiales du champ électrique et les densités électroniques, ioniques et métastables après le maximum (le pic) du courant de décharge ( $32,7 \mu\text{s} \leq t \leq 101,4 \mu\text{s}$ ). Ces figures nous montrent que dans la zone cathodique la valeur maximale du champ électrique diminue. Dans les deux zones la colonne positive et la gaine anodique les densités de charge restent égales et le champ électrique est de plus en plus faible. Les valeurs maximales des densités électroniques et ioniques diminuent dans la zone cathodique mais restent constantes dans la colonne positive parce que ces particules chargées (électron et ion) sont piégés dans la colonne positive. Les métastables restent constante parce qu'ils sont indépendantes du champ électrique.



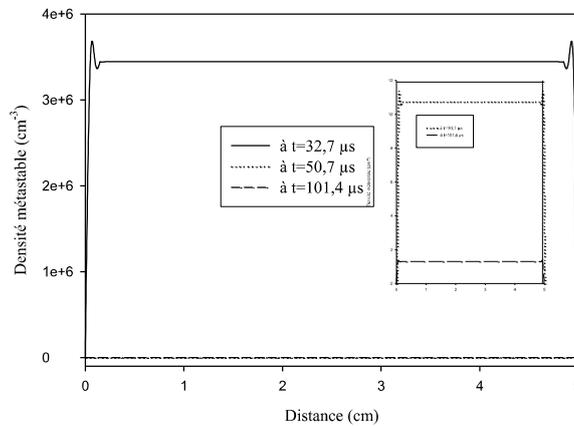
**Figure 7 :** Variations spatiales du champ électrique calculé après le maximum (le pic) du courant de la décharge ( $32,7 \mu\text{s} \leq t \leq 101,4 \mu\text{s}$ ).



**Figure 8 :** Variations spatiales de la densité électronique calculée après le maximum (le pic) du courant de la décharge ( $32,7 \mu\text{s} \leq t \leq 101,4 \mu\text{s}$ ).



**Figure 9 :** Variations spatiales de la densité ionique calculée après le maximum (le pic) du courant de la décharge ( $32,7\mu s \leq t \leq 101,4\mu s$ ).



**Figure 10 :** Variations spatiales de la densité métastable calculée après le maximum (le pic) du courant de la décharge ( $32,7\mu s \leq t \leq 101,4\mu s$ ).

## CONCLUSION

Les conditions caractéristiques aboutissant à l'obtention d'une décharge lumineuse contrôlée par barrière diélectrique sont : une fréquence d'excitation de 4kHz, une tension sinusoïdale de  $V_{\max}=2\text{kV}$  appliquée aux deux électrodes séparées de 5 cm est recouvertes de deux plaques diélectriques.

Dans la modélisation de la décharge nous avons appliqué un modèle fluide 1D développé à une décharge dans l'hélium à barrière diélectrique afin de déterminer les caractéristiques électriques de la décharge (courant, tension appliquée et tension gaz.) et les distributions spatiales du champ électrique et les densités de particules (chargées et excitées).

## REFERENCES

- [1]. Kogelshatz U., 2003 - Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications, Plasma Chem. Plasma Process., 33(1), 1-46.
- [2]. Kogelshatz U., 2000 - Physics and applications of dielectric-barrier discharges, ICOPS 2000. IEEE Conference Record - Abstracts. 27th IEEE International Conference on Plasma Science, Piscataway, NJ, US, New Orleans, LA, USA, p. 81.

- [3]. Bouzidi M.C., 2013 - Étude d'une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) homogène dans l'azote à pression atmosphérique: Effet mémoire et Optimisation du transfert de Puissance, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, Toulouse-France.
- [4]. Berchticou A., 2010 - Décharges à Barrière Diélectrique dans l'Hélium et le Néon à la pression atmosphérique, Thèse de Maîtrise ès sciences appliquées de l'Université de Montréal.
- [5]. Poinsignon A., 1994 - Méthode des éléments finis pour les équations de transport hydrodynamiques des particules chargées : applications aux décharges hors équilibre, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, Toulouse-France.
- [6]. Nougier J-P., 1985 - Méthodes de calcul numérique. 2eme édition Masson, Paris.
- [7]. Radu I., Bartnikas R., Wertheimer M. R., 2003 - Frequency and Voltage Dependence of Glow and Pseudoglow Discharges in Helium Under Atmospheric Pressure, IEEE Trans. Plasma Sci., 31(6), 1363-1378.
- [8]. Radu I., Bartnikas R., Wertheimer M. R., 2005 - Imaging of atmospheric pressure glow discharges in helium and argon, IEEE Trans. Plasma Sci.,33, 280.