

MODELISATION NUMERIQUE DES PROPRIETES ELECTRIQUES DANS UN PULVERISATEUR CATHODIQUE MAGNETRON

Z. BALLAH*, F. KHELFAOUI⁺ et M.T. MEFTAH

Département de physique, Laboratoire de Développement des Energies Nouvelles et Renouvelables en Zones Arides et Sahariennes, Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur, Université de Ouargla, Algérie

*zakia_ballah@yahoo.fr ; ⁺fethi.khelfaoui@gmail.com

Résumé:

Pour étudier les paramètres électriques d'un plasma d'argon utilisé pour la déposition des couches minces de silicium dans un pulvérisateur cathodique magnétron alimenté par une source de tension radiofréquence RF de fréquence 13.5 MHz , nous appliquons le modèle fluide d'un système stationnaire unidimensionnel. Les propriétés électriques calculées sont la densité électronique, la densité ionique, le champ électrique et le potentiel électrique. Le modèle mathématique se base sur l'équation de continuité des électrons, l'équation de continuité des ions et l'équation de Poisson. Pour valoriser nos travaux nous appliquons ces résultats sur la sonde de Langmuir pour trouver la caractéristique courant -tension.

Mots clefs:

Plasma, pulvérisation cathodique magnétron, sonde de Langmuir, propriétés électriques.

Abstract:

To study the electric properties of Argon plasma used in deposition of thin silicon films by the process of magnetron sputtering with a radiofrequency of 13.5 MHz , we have applied the model of fluids for a stationary one dimensional system. The properties calculated are the electronic density, the ionic density, the electrical field and the electrical potential. This model is based on the electronic continuity equation, the ionic continuity equation and Poisson's equation. We applied these results on the Langmuir probe to find the characteristic current-voltage.

Keywords:

Plasma, magnetron sputtering, Langmuir probe, electrical properties.

ملخص:

من أجل حساب الخصائص الكهربائية لبلازما الأروغون؛ كالكتافة الإلكترونية، الكتافة الأيونية، الحقل الكهربائي و الكمون الكهربائي، المستعملة لتوضيح رقائق السيليسيوم Si بطريقة الرش المهبطي المغنطروني المغذى بمصدر جهد متناوب ذو تردد مذبذابي RF تواتره يساوي 13.5 MHz ، طبقنا نموذج الموانع لنظام مستقر وليعد واحد. هذا النموذج يعتمد على المعادلة الاستمرارية للإلكترونات، المعادلة الاستمرارية للأيونات و معادلة بواسون. وكنتمين لعملا قمنا بتطبيق هذه النتائج على المشخص الآلي مسبار لانجمير لإيجاد مميزات تيار-جهد.

الكلمات المفتاحية:

البلازما، الرش المهبطي المغنطروني، مسبار لانجمير، الخصائص الكهربائية.

I. Introduction

La déposition des couches minces peut être réalisée par différents procédés : par procédés chimiques en phase vapeur (CVD) et par procédés physiques en phase vapeur (PVD) [1].

Le procédé de pulvérisation cathodique est une méthode qui permet de former des couches minces avec une grande vitesse et avec un rendement considérable, l'amélioration de ces couches minces nécessite un choix approprié du gaz, de la nature de la décharge et des conditions expérimentales.

En générale pour étudier le plasma il y a deux méthodes : premièrement la méthode expérimentale représenté par le diagnostic qui est la technique de diagnostic optique, la spectrométrie de masse et la sonde de Langmuir [2]. La deuxième méthode est théorique, c'est une modélisation basée sur le modèle microscopique, ou le modèle électrique ou le modèle fluide [3].

La sonde est l'une des premières techniques de diagnostic employée dans un plasma et demeure probablement la plus utilisée aujourd'hui ; elle constitue un moyen efficace de détermination des principaux paramètres de nombreux types de gaz ionisés. La caractéristique courant-tension permet de déterminer les paramètres électriques du plasma. Ces paramètres sont les potentiels plasmas et flottant, les densités électronique et ionique, la température électronique et la fonction de distribution d'énergie des électrons ...etc [4].

Le modèle fluide peut être utilisé pour le traitement du plasma. En considérant que ce dernier est un fluide homogène caractérisé par des grandeurs moyennes ; ces grandeurs moyennes sont transformées, dans le modèle fluide, à des équations différentielles aux dérivées partielles. Il s'agit de l'équation de continuité, de l'équation de transfert de la quantité de mouvement, de l'équation d'énergie et de l'équation de Poisson [5].

Dans ce travail nous allons traiter les propriétés électriques d'un plasma d'argon utilisé pour la déposition des couches minces de silicium par procédés de pulvérisation cathodique magnétron alimenté par une source de tension radiofréquence. On considère le modèle fluide avec un régime stationnaire unidimensionnel. Le traitement est globale de toutes les régions entre les deux électrodes. Pour le calcul numérique, nous utilisons la méthode des différences finies et la méthode itérative de Gauss-Seidel. Une application est le calcul de la caractéristique courant- tension de la sonde de Langmuir.

II. Modèle mathématique

Le plasma étudié est initié dans un pulvérisateur cathodique magnétron. Ce dispositif est constitué de deux électrodes parallèles de formes circulaires séparées de 2 à 5 cm. La cathode est reliée à un générateur de puissance RF 13.5 MHz, elle sert de porte cible (de silicium). L'anode, est reliée à la masse, elle constitue le porte substrat. L'ensemble est dans une chambre où la pression est comprise entre 10^{-1} à 1 Pa. Le gaz employé est de l'argon.

Nous nous proposons d'étudier la répartition spatiale des électrons et des ions, ainsi que celle du champ électrique et potentiel électrique dans l'espace inter-électrode. Pour cela on utilise les équations du modèle fluide d'un système stationnaire [6]:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{e,i} = \alpha |\vec{J}_e| \\ \vec{J}_{e,i} = n_{e,i} \vec{v}_{e,i} = -\overline{\overline{D}}_{e,i} \vec{\nabla} n_{e,i} \mp n_{e,i} \overline{\overline{\mu}}_{e,i} \vec{E} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \end{cases} \quad (1)$$

$\overline{\overline{\mu}}_{e,i}$: Tenseur de mobilité électronique et ionique.

$\overline{\overline{D}}_{e,i}$: Tenseur de diffusion électronique et ionique.

Où:

$$\overline{\overline{D}}_e = \begin{pmatrix} D_e'' & 0 & 0 \\ D_e^\perp & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \overline{\overline{\mu}}_e = \begin{pmatrix} \mu_e'' & 0 & 0 \\ \mu_e^\perp & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

La mobilité des ions et le coefficient de diffusion des ions ne sont pas influencés par le champ magnétique ; d'où:

$$\overline{\overline{D}}_i = D_i, \quad \overline{\overline{\mu}}_i = \mu_i$$

Le champ électrique et le flux d'ions sont perpendiculaires à la surface cathodique. Le champ magnétique est parallèle à la surface cathodique de direction z . Le flux électronique forme un angle θ avec l'axe x (la figure 1).

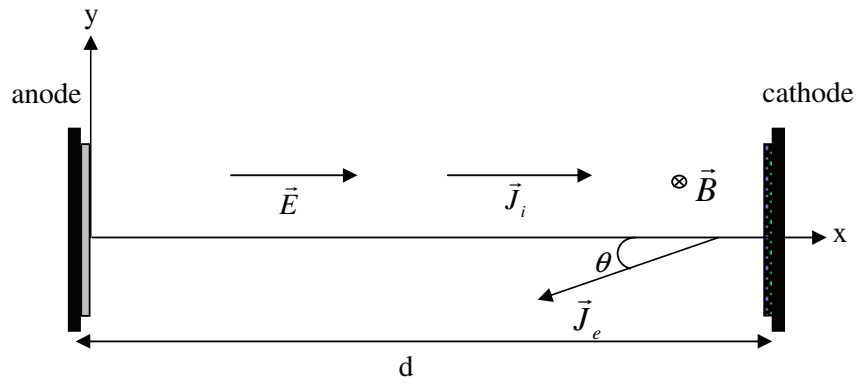


Fig1: Schéma géométrique de décharge magnétron.

$x = 0$: L'anode
 $x = d$: La cathode

On définit l'angle θ par la relation suivante [1] :

$$\tan \theta = \frac{\mu_e^\perp}{\mu_e} = \frac{\omega_c}{v_m}$$

Le développement du modèle est unidimensionnel. En présence du champ magnétique, on ajoute le terme $D_{e,i} \frac{\partial n_{e,i}}{\partial x}$ aux expressions de $J_{e,i}$, (travaux de A. Palmero et al [6] et N.F.Cramer [7]). Différemment à d'autres modèles, dans notre travail nous traitons de façon globale toutes les régions entre les deux électrodes [8].

Le système d'équations s'écrit sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial J_{ex}}{\partial x} = \alpha |J_e| \\ \frac{\partial J_i}{\partial x} = \alpha |J_e| \\ \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \end{array} \right. \quad (2) \quad \text{Avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} J_{ex} = J_e \cos \theta \\ J_{ex} = -\mu_e n_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \\ J_i = \mu_i n_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \end{array} \right. \quad (3)$$

Le tableau ci-après résume les différents paramètres utilisés.

Tableau 1: Coefficients et constantes physiques utilisés.

Grandeur	Formule	Référence
Mobilité parallèle des électrons	$\mu_e'' = \frac{e}{m_e} \frac{v_m}{v_m^2 + \omega_c^2}$	[6]
Diffusion parallèle des électrons	$D_e'' = \frac{\mu_e'' K_B T_e}{e}$	
Energie thermique électronique	$K_B T_e = 4 eV$	[5]
Mobilité des ions	$\mu_i = \frac{19.152}{P}$	[5]
Diffusion des ions	$D_i = \frac{0.532}{P}$	[5]
Coefficient d'ionisation	$\alpha = A_\alpha P \exp\left[-C_\alpha \left(\frac{P}{E \cos \theta}\right)\right]$	[6]
Coefficient d'émission secondaire	%3	[5]

Avec :

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} \quad v_m = 4.5 \times 10^7 P$$

$$A_\alpha = 2192 m^{-1} Pa^{-1}, \quad C_\alpha = 2304 m^{-1/2} Pa^{-1/2} V^{1/2}$$

Les unités des grandeurs physiques sont :

$$[P] = Pa, \quad [v] = S^{-1} Pa^{-1}, \quad [\mu_i] = m^2 Pa V^{-1} S^{-1}, \quad [D_i] = m^{-1} Pa S^{-1}$$

On utilise une variation parabolique dans l'expression du champ magnétique pour éviter les problèmes de singularités dans la résolution des équations différentielles.

En remplaçant les équations (3) dans les équations (2) on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial(\mu_e'' n_e E)}{\partial x} + \frac{\partial D_e''}{\partial x} \frac{\partial n_e}{\partial x} + D_e'' \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} = \frac{1}{\cos \theta} \left(\alpha \mu_e'' n_e E + \alpha D_e'' \frac{\partial n_e}{\partial x} \right) \\ \mu_i \frac{\partial(n_i E)}{\partial x} - D_i \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} = \frac{1}{\cos \theta} \left(-\alpha \mu_e'' n_e E - \alpha D_e'' \frac{\partial n_e}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \end{array} \right. \quad (4)$$

III. Modélisation numérique

Pour la résolution du système d'équations différentielles aux dérivées partielles (Eq. 4), nous allons employer la méthode des différences finies. Pour assurer la stabilité du programme de calcul il est nécessaire de définir les variables sans dimension. Au tableau (2), on présente les différents variables utilisées :

Tableau 2 : Variables adimensionnelles utilisées.

Variable sans dimension	formule	
x^*	$\frac{x}{d}$	d : La distance inter-électrode
n_e^*	$\frac{n_e}{n_s}$	n_s : valeur typique de la densité $n_s = 2 \times 10^{15} m^{-3}$
n_i^*	$\frac{n_i}{n_s}$	
E^*	$\frac{Ed}{V_a}$	V_a : Potentiel électrique appliqué

Les conditions aux limites au niveau des deux électrodes sont telles que [6] :

$$\left. \frac{\partial n_i}{\partial x} \right|_{x=0,d} = 0, \quad n_e \Big|_{x=0,d} = 0, \quad J_e \Big|_{x=d} = -\gamma J_i \Big|_{x=d}, \quad E \Big|_{x=0} = 0$$

Donc l'expression de la densité électronique s'écrit :

$$A_{i-1} n_{e,i-1}^* + A_i n_{e,i}^* + A_{i+1} n_{e,i+1}^* = B_i \quad (5)$$

Où A_{i-1} , A_i , A_{i+1} et B_i sont des fonctions des densités électronique et ionique, du champ électrique, des coefficients de mobilité et des coefficients de diffusion.

De même l'expression de la densité ionique s'écrit :

$$A_{i-1} n_{i,i-1}^* + A_i n_{i,i}^* + A_{i+1} n_{i,i+1}^* = B_i \quad (6)$$

Où les coefficients A_{i-1} , A_i , A_{i+1} et B_i sont différents de ceux de l'équation (5). Ce sont, aussi, des fonctions des densités électronique et ionique, du champ électrique, des coefficients de mobilité et des coefficients de diffusion.

L'équation de Poisson s'écrit dans la discrétisation des différences finis suivante:

$$E_{i+1}^* = hC (n_{i,i}^* - n_{i,e}^*) + E_i^* \quad (7)$$

Où h est le pas de discrétisation et C un coefficient dépendant des densités électronique et ionique, du champ électrique, des coefficients de mobilité et des coefficients de diffusion.

Le potentiel électrique vérifie l'équation suivante :

$$E = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (8)$$

Et numériquement:

$$V_{i+1}^* = -hE_i^* + V_i^* \quad (9)$$

Pour le calcul numérique de la densité électrique et la densité ionique, on utilise la méthode itérative de Gauss-Seidel ; pour le de champ électrique on utilise une méthode explicite (Eq. 9).

La caractéristique courant – tension de la sonde électrostatique de Langmuir présente une grande importance pour le diagnostic du milieu. La sonde est polarisée à une tension, permettant ainsi de recueillir un courant. Ce courant est la somme algébrique du courant électronique et ionique. Il peut être formulé par l'équation suivante :

$$I_S(V_S) = P_e(V_S)|I_e| - P_i(V_S)I_i \quad (10)$$

où: $P_e(V_S)$ et $P_i(V_S)$ représentent la probabilité des électrons et des ions arrivants à la sonde électrostatique respectivement.

$$\text{Avec: } P_e(V_S) = \begin{cases} 1, & V_S \gg 0 \\ P_e, & 2V_f < V_S < V_p \end{cases}, \quad P_i(V_S) = \begin{cases} 1, & V_S \ll 0 \\ P_i, & 2V_f < V_S < V_p \end{cases} \quad (11)$$

IV. Résultats et discussions

1-Evolution spatiale de différents paramètres du plasma

Nous représentons les profils des densités électronique, ionique, champ électrique et potentiel électrique sur les figures (2-3-4-5) respectivement.

La figure (2) présente une comparaison entre notre travail et celui de H. Kumar et S. Roya [9]. La comparaison montre un bon accord.

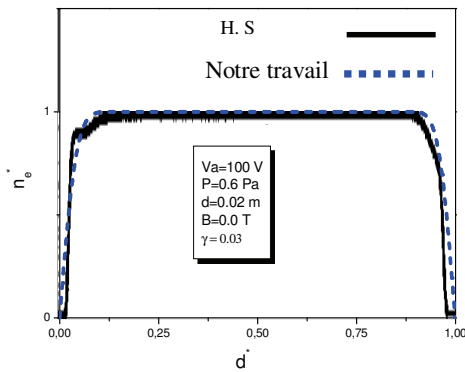


Figure (2) : Variation spatiale de la densité électronique.

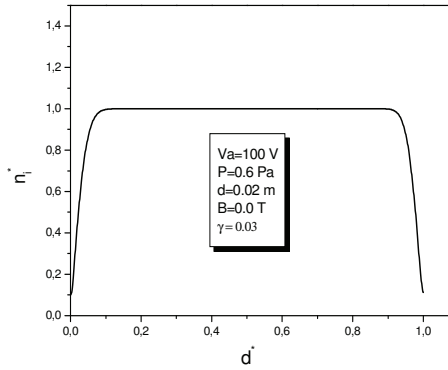


Figure (3) : Variation spatiale de la densité ionique.

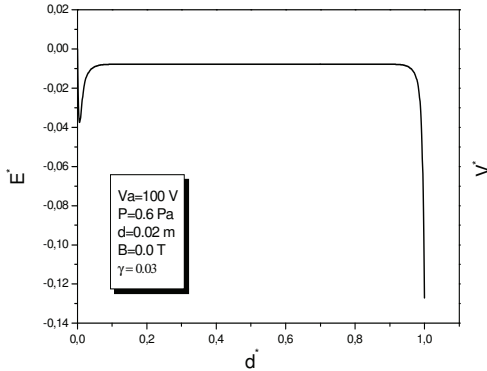


Figure (4) : Variation spatiale du champ électrique.

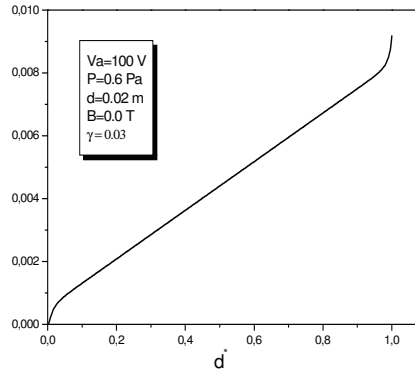


Figure (5) : Variation spatiale du potentiel électrique.

2- Influence du champ magnétique

Pour des valeurs constantes de tension et de pression, nous proposons l'évaluation de l'influence du champ magnétique sur l'ensemble des grandeurs physiques. La figure (6) présente la variation spatiale de la densité électronique pour différentes valeurs du champ magnétique. Les variations spatiales de la densité ionique, du champ électrique et du potentiel électrique pour différentes valeurs du champ magnétique montrent que l'évolution de ces grandeurs n'induit pas une augmentation importante due au champ magnétique [8].

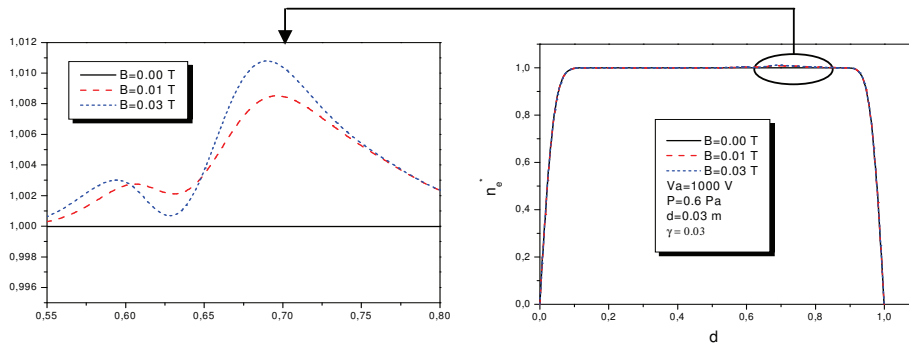


Figure (6) : Variation spatiale de la densité électronique en fonction du champ magnétique.

3- Influence de la tension appliquée

Pour des valeurs fixes du champ magnétique et des pressions, nous proposons l'évaluation de l'influence des tensions appliquées sur l'ensemble des grandeurs physiques. Les figures 7 à 10 présentent les différents résultats.

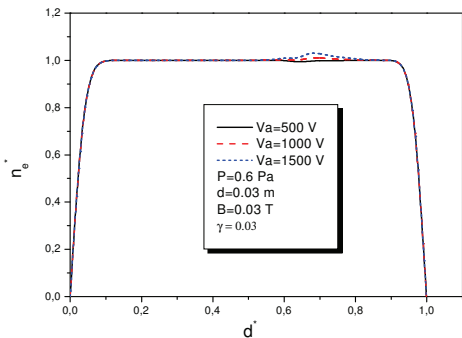


Figure (7) : Variation spatiale de la densité électronique en fonction de la tension.

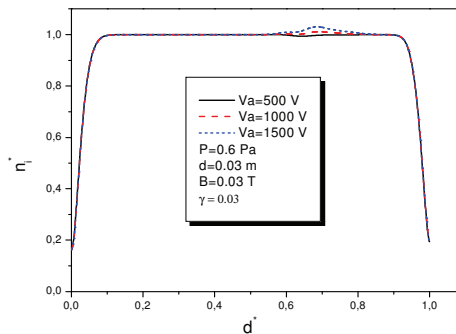


Figure (8) : Variation spatiale de la densité ionique en fonction de la tension.

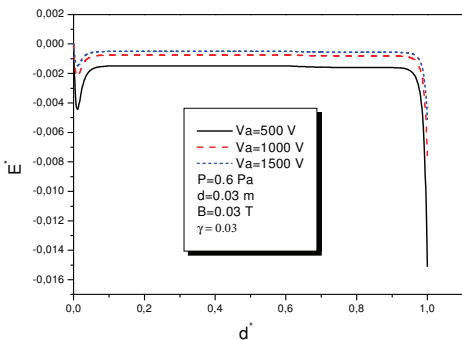


Figure (9) : Variation spatiale du champ électrique en fonction de la tension.

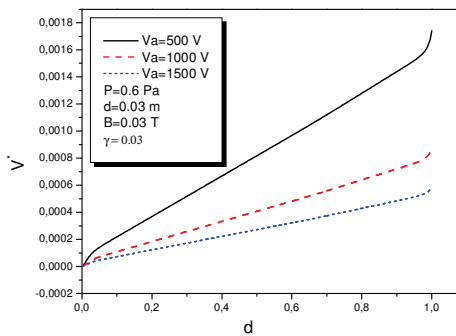


Figure (10) : Variation spatiale du potentiel électrique en fonction de la tension.

La différence de potentiel agit sur différentes grandeurs ; la densité électronique, la densité ionique, le champ électrique et le potentiel électrique ne sont pas influés de la même façon que le champ magnétique. L'augmentation de la différence de potentiel induit une augmentation de ces grandeurs.

4- La caractéristique courant – tension sonde

Le modèle permet de calculer la caractéristique courant-tension de la sonde. On considère une sonde de forme rectangulaire de superficie $2 \times 10^{-6} m^2$. La figure (11) représente la variation de cette caractéristique en absence du champ magnétique.

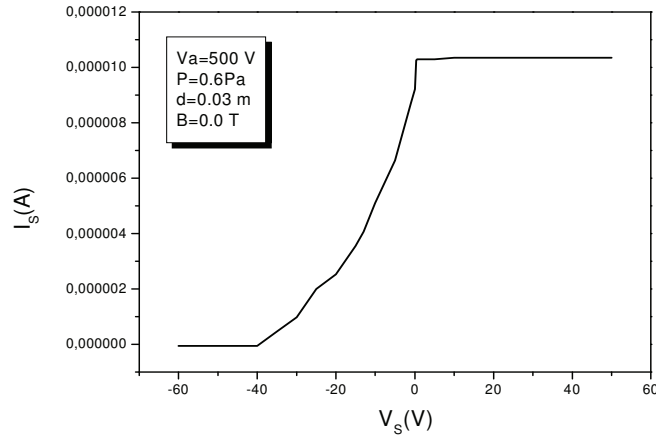


Figure (11) : Caractéristique d'une sonde électrique plane en présence du champ magnétique

Conclusions

Nous avons appliqué le modèle fluide d'un système stationnaire unidimensionnel pour déterminer les paramètres électriques du plasma d'argon utilisés pour la déposition des couches minces de silicium par procédés de pulvérisation cathodique magnétron. Pour le calcul numérique, nous avons utilisé la méthode des différences finies et la méthode itérative de Gauss-Seidel. Le modèle utilisé traite de façon globale toutes les régions entre les deux électrodes. Les résultats obtenus sont très proches des résultats mentionnés dans les travaux de H. Kumar et S. Roya [9]. L'étude paramétrique montre l'influence des différents paramètres sur les propriétés électriques du plasma.

Références bibliographiques :

- [1] Y. Mei Jiang ; "Pulvérisation cathodique assistée par ordinateur" ; Doctorat en Science ; Université de Paris XI, Orsay, (1992).
- [2] B.W. Koo, N. Hershkowitz et M. Sarfaty; "Langmuir probe in low temperature, magnetized plasmas: Theory and experimental verification"; J. Appl. Phys., **86**(3), p. 1213, (1999).
- [3] D. P. Lymberopoulos et D. J. Economou; "Two- Dimensional Self-Consistent Radio Frequency Plasma Simulation Relevant to the Gaseous Electronics; Conference RF Reference Cell"; J. Res.
- [4] O. Meglali, "Caractérisation d'une décharge lumineuse radio-fréquence par sonde électrostatique", Mémoire de magister, Université Mentouri, Constantine (2002).
- [5] E. Gogolides et E.-H. Sawin; "Continuum modeling of radiofrequency glow discharges, I. Theory and results for electropositive and electronegative gases"; J. Appl. Phys., Vol. **72** (9), pp. 3971-3987, (1992).
- [6] A. Palmero, E .D. van Hattum, W.M. Arnoldbik et F.H.P.M. Habraken; "Argon plasma modelling in a RF magnetron sputtering system", Surface & Coatings Technology; 188–189, pp. 392–398, 2004.
- [7] N. F. Cramer; "Analysis of a one-dimensional, steady-state magnetron discharge"; J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. **30**, pp. 2573–2584, (1997).
- [8] ز.بلة، "الدراسة التشخيصية بالمحاكاة العددية لمسبار كهربائي ساكن في رش مهبطي"، مذكرة ماجستير، جامعة قاصدي مرباح ورقلة (2007).
- [9] H. Kumar et S. Roya; "Multidimensional hydrodynamic plasma-wall model for collisional plasma discharges with and without magnetic-field effects"; Phys. Plasmas, Vol. **12**, N° 093508, pp. 1-10, (2005).