x N^{O} d'ordre :
N^{O} de série :

UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA
FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
ET DES SCIENCES DE LA MATIERE
Département des Sciences de la Matière

Mémoire

MASTER ACADEMIQUE

Domaine : Sciences de la Matière
Filière : Physique
Spécialité : Rayonnement et Spectroscopie et Optoélectronique

Présenté par: **BOUSBIA BRAHIM Abir**

Thème

Diagnostic des plasmas par la sonde électrostatique de Langmuir

Soutenu publiquement
Le : 23/06/2013
Devant le jury composé de :

Dr. CHIHI Smaïl	**MCA**	**président**	**UKM OUARGLA**
Dr. CHOHRA Thouria	**MCB**	**Examinateur**	**UKM OUARGLA**
Pr. KHELFAOUI Fethi	**Prof**	**Rapporteur**	**UKM OUARGLA**
Melle BALLAH Zakia	**MAA**	**Co-encadreur**	**UKM OUARGLA**

Année Universitaire : 2012/2013

À ma famille,
À mes amies,

La science naît du jour où des erreurs, des échecs, des surprises désagréables, nous poussent à regarder le réel de plus près.

René Thom

La liberté est pour la Science ce que l'air est pour un animal.

Henri Poincaré

Comprendre c'est avant tout unifier.

Albert Camus

REMERCIMENTS

Au terme de ce travail, avons toute chose, je remercie Dieu, le tout puissant, pour m'avoir donnée la force et la patience.

J'adresse mes vifs remerciements à mon Encadreur Pr. Fethi KHELFAOUI et mon Co-Encadreur Melle BALLAH Zakia, pour m'avoir constamment guidé tout long de mon projet et pour les conseils précieux qu'ils m'ont donnés, et pour leurs serviabilités, leurs disponibilités et leurs conseils constructifs.

Je tiens à remercier Dr. CHIHI Smaïl, Maître de Conférences (A) de m'avoir fait l'honneur d'être président et de participer à ce jury.

Je remercie vivement Dr. CHOHRA Thouria, Maître de Conférences (B) de m'avoir fait l'honneur d'être examinateur et de participer au jury de ce mémoire.

Je remercie également tout les membres du laboratoire de Rayonnement et Plasmas et Physique des Surfaces (LRPPS), où j'ai accompli ce travail, pour leurs aides et leurs conseils.

J'adresse aussi mes sincères reconnaissances à tous les enseignants de l'Université Kasdi Merbah Ouargla pour leurs aides, soutiens et leurs conseils, sans oublier tout le staff administratif du département et surtout le Chef de Département de Sciences de la Matière.

Je remercie ma très chère mère et mon très cher père mes chers frères : Abderrahmane, Ahmed Yassine et Bachir, et mes chères sœurs : Fella et son mari Dr. HAMIDATOU Ali, Asma et Anfal.

Un grand bisou au Géminé Mohamed Kinan et Lamiss.

Sans oublier mes amies les plus proches : Dr. CHATAT Ady et ma chère MAAZOUZI Douaa, un Bouquet de merci à eux pour tous chose.

Je remercie infiniment tous ceux qui ont contribué de prés ou de loin à l'aboutissement de ce mémoire.

Enfin, je remercie tous Mes Collègues du laboratoire : Wafa, Kenza et Rafia.

SOMMAIRE

Dédicace……...i

Remerciements……ii

Sommaire……..iii

Table des figures……vi

Liste des tableaux…….....viii

Introduction générale……1

Références de l'introduction……..3

Chapitre I : Généralités sur les pulvérisateurs cathodiques et les techniques de diagnostic de plasma

I.1. Le dépôt chimique en phase vapeur (CVD)……...5

I.2. Le dépôt physique en phase vapeur (PVD)……... 5

I.2.1. Dépôt par ablation laser……... 6

I.2.2. Le dépôt physique en phase vapeur par évaporation……... 6

I.2.3. Le dépôt physique en phase vapeur par évaporation assistée par plasma (Self ion plating)…… 7

I.2.4. Le dépôt physique en phase vapeur par pulvérisation…… 7

I.2.4.1. La pulvérisation cathodique diode……... 7

I.2.4.2. La pulvérisation cathodique diode magnétron……8

I.3. Méthodes de caractérisation des plasmas…….. 10

I.3.1. La spectroscopie d'émission optique…… 10

I.3.2. La spectroscopie d'absorption optique……... 10

I.3.3. La spectrométrie de masse……10

I.3.4. Sondes de Langmuir…….. 10

Références du chapitre I…… 11

Chapitre II : Théorie des sondes électrostatiques

II.1. Introduction…….. 13

II.2. Le principe d'une sonde……... 13

II.3. Les classes et les catégories des sondes……... 14

II.4. La polarisation de la sonde de Langmuir……. 15

II.5. La géométrie des sondes et leurs utilisations industrielles……...15

II.5.1. Les sondes cylindriques……. 15

II.5.2. Les sondes sphériques…… 16

II.5.3. Les sondes coniques……... 16
II.6. Théories de collection ionique……. 17
II.7. Hypothèses de Langmuir……..17
II.8. Régimes de fonctionnement d'une sonde de Langmuir……... 18
II.8.1. La branche de saturation électronique (zone I) $V_s \gg V_p$……19
II.8.2. La branche intermédiaire (Zone II) $2V_f \leq V_s \leq V_p$……20
II.8.3. La branche de saturation ionique (Zone III) $V_s \ll 0$……...20
II.9. Exploitation de la caractéristique$I_s(V_s)$……21
II.9.1. Détermination de la température électronique T_e…….. 21
II.9.2. Détermination de la densité électronique n_e……..22
II.9.3. Détermination de la densité ionique n_i…….. 23
II.9.4. Détermination du potentiel plasma V_p……24
II.9.5. Détermination du potentiel flottant V_f……24
Références du chapitre II……...25

Chapitre III : Résultats et discussions

III.1. Introduction…… 27
III.2. Calcul de la caractéristique courant-tension des sondes de Langmuir…….. 27
III.2.1. Paramètres physiques pour le calcul de la caractéristique……... 27
III.2.2. La sonde plane……... 28
III.2.2.1. Le courant électronique……. 28
III.2.2.2. Le courant ionique……29
III.2.3. La sonde cylindrique…….....29
III.2.3.1. Le courant électronique……... 29
III.2.3.2. Le courant ionique……... 30
III.2.4. La sonde sphérique……30
II.2.4.1. Le courant électronique……30
II.2.4.2. Le courant ionique……31
III.3. Validation des équations et du programme de calcul……31
III.4. Détermination des paramètres de plasma……... 34
III.5. Impact de la distance entre les deux électrodes sur la caractéristique courant-tension…….. 36
III.6. Impact du rayon du plasma sur la caractéristique courant-tension……..40
III.7. Impact du champ magnétique sur la caractéristique courant-tension……42

III.8. Impact de la puissance sur la caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir…….. 46

III.9. Impact de la pression sur la caractéristique courant-tension……..... 47

Références du chapitre III..... 49

Conclusion et perspectives …….....51

ANNEXE……..54

Résumé.

Liste des figures

Chapitre I : Généralités sur les pulvérisateurs cathodiques et des techniques de diagnostic de plasma

Figure I. 1: Schéma d'une cathode magnétron [2]……..8

Chapitre II : Théorie des sondes électrostatiques

Figure II.1: Formes classiques des sondes de Langmuir [4]……...14

Figure II.2: La polarisation de la sonde [4]…… 15

Figure II.3: Diamètres disponibles des sondes cylindriques (2, 4, 6, 8 et 10 mm / 1/4", 1/2", 3/4", 1", 1.1/2", 2", 3" et 4")…….16

Figure II.4: Diamètres disponibles des sondes sphériques (2, 4, 6, 8 et 10 mm / 1/4", 1/2", 3/4", et 1")…… 16

Figure II.5: Angles disponibles des sondes coniques (15°, 30°, 45°, 60° et 90°)…….17

Figure II.6: Caractéristique schématique $I_s(V_s)$ des sondes Plane, Cylindrique et Sphérique [4]…… 19

Figure II.7: La détermination du potentiel plasma à partir de la caractéristique $I_s(V_s)$ (Le point d'inflexion)……..24

Chapitre III : Résultats et discussions

Figure III.1: Caractéristique courant-tension d'une sonde plane……... 29

Figure III.2: Caractéristique courant-tension d'une sonde cylindrique……..30

Figure III.3: Caractéristique courant-tension d'une sonde sphérique…….31

Figure III.4 (a): Caractéristique courant-tension d'une sonde plane de référence [2]……... 32

Figure III.4 (b)*:* Caractéristique courant-tension d'une sonde plane de notre étude…….. 32

Figure III.5: Comparaison des caractéristiques courant-tension d'une sonde plane…….. 33

Figure III.6: Comparaison des caractéristiques courant-tension d'une sonde cylindrique. 33

Figure III.7: Caractéristique $I_s(V_s)$ en coordonnées semi-logarithmique…… 34

Figure III.8: Courant au carré en fonction de la tension V_s dans la zone de saturation électronique…….. 35

Figure III.9: Courant au carré en fonction de la tension V_s dans la zone de saturation électronique…….. 35

Figure III.10: Distances r et z du plasma……36

Figure III.11 (a) : Caractéristiques courant-tension pour r=0 cm……. 37

Figure III.11 (b): Caractéristiques courant-tension pour r=1cm…….38
Figure III.11(c) : Caractéristiques courant-tension pour r=2 cm……38
Figure III.11 (d) : Caractéristiques courant-tension pour r=3cm……39
Figure III.12 : Caractéristiques courant-tension sont agrandit pour r=o cm…….. 39
Figure III.13 (a): Caractéristiques courant-tension pour z=1 cm……... 40
Figure III.13 (b): Caractéristiques courant-tension pour z=1cm…… 41
Figure III.13 (c): Caractéristiques courant-tension pour z=2.25 cm…….. 41
Figure III.14: Caractéristiques courant-tension pour z=1.5 cm. Dans différents valeurs de r au bord du plasma…… 42
Figure III.15 (a): Caractéristiques courant-tension pour r=0 cm (B=0.5 Tesla)…… 43
Figure III.15 (b): Caractéristiques courant-tension pour r=1.2 cm (B=0.5 Tesla)……. 44
Figure III.15 (c): Caractéristiques courant-tension pour r=2 cm (B=0.5 Tesla)…….44
Figure III.15 (d): Caractéristiques courant-tension pour r=3.6 cm (B=0.5 Tesla)……. 45
Figure III.16: Caractéristiques courant-tension sont agrandit pour r=3.6 cm (B=0.5 Tesla). 45
Figure III.17: Caractéristiques courant-tension pour différents valeurs de puissance (à pression constante 0.007 mbar)…… 47
Figure III.18: Caractéristiques courant-tension dans différents valeurs de pression (à la puissance constante 100 W)……. 48

Liste des tableaux

Chapitre I : Généralités sur les pulvérisateurs cathodiques et des techniques de diagnostic de plasma

***Tableau I.1*:** Exemples de dépôts obtenus par diverses méthodes de type PVD……6

***Tableau I.2*:** Liste de différents types de dépôt obtenus par pulvérisation magnétron……9

Chapitre III : Résultats et discussions

***Tableau III.1*:** Regroupement des paramètres d'un plasma d'Argon pour les trois types de sonde…….28

***Tableau III.2*:** Regroupement des résultats d'un plasma d'Argon……..36

***Tableau III.3*:** Regroupement des paramètres électriques de plasma dans différents valeurs des dimensions r et z..... 37

***Tableau III.4*:** Regroupement des paramètres électriques de plasma dans différents valeurs de r (B=0 Tesla)…… 42

***Tableau III.5*:** Paramètres électriques de plasma dans différents valeurs de r.et z (B=0.5 Tesla)……....43

***Tableau III.6*:** Regroupement des paramètres du plasma dans différents valeurs de puissance (avec pression 0.007 mbar)…….. 46

Tableau III.7: *Regroupement des paramètres de plasma dans différents valeurs de pression (avec puissance 100 W)*……47

Introduction generale

Introduction générale

La déposition des couches minces peut être réalisée par différents procédés : par procèdes chimiques en phase vapeur (Chemical Vapor Deposition ou CVD) et par procédés physiques en phase vapeur (Physical Vapor Deposition ou 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 approprie du gaz, de la nature de la décharge et des conditions expérimentales **[2]**.

En générale pour étudier le plasma il y a deux approches. La méthode théorique, c'est une modélisation basée sur le modèle microscopique, le modèle électrique et le modèle fluide **[3]**. La deuxième méthode est expérimentale qui est la technique de diagnostic spectroscopie optique, ou par la spectrométrie de masse ou par la sonde de Langmuir **[4]**.

La sonde électrostatique de Langmuir 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. Sa popularité est due à sa facilité d'utilisation pour mesurer des paramètres importants du plasma avec une bonne résolution spatiale tel que les densités électronique et ionique, la température et l'énergie des électrons de même que le potentiel électrique du plasma **[4].**

Généralement, une sonde électrostatique est une électrode conductrice de taille et de forme appropriées qui est insérée dans le plasma ou à sa périphérie. La tension sur l'électrode est variée par rapport à une électrode de référence par une alimentation externe et le courant collecté est mesuré. Les propriétés ou paramètres du plasma sont déduits de la réponse courant-tension, appelée "caractéristique" de la sonde.

Dans notre travail, nous allons présenter l'étude des sondes électrostatiques de Langmuir de géométrie plane, cylindrique et sphérique. Nous allons présenter aussi le calcul des propriétés du plasma à partir de la caractéristique courant-tension pour chaque type de sonde étudié.

Notre travail est composé des trois chapitres qui sont :

Le premier chapitre est une présentation des dépositions des couches minces dans les pulvérisateurs cathodiques. Ce chapitre présente aussi des techniques de diagnostics des plasmas.

Le deuxième chapitre est une présentation des sondes en générale, et des sondes électrostatiques de Langmuir comme des moyens pour la technique de diagnostic des plasmas. Nous faisons une étude sur la caractéristique courant-tension pour chaque sonde de géométrie : plane, cylindrique ou sphérique. En utilisant la caractéristique, nous déduisons les expressions pour la déduction de paramètres physiques des plasmas tels que la température électronique, la densité électronique, la densité ionique, le potentiel plasma et le potentiel flottant.

Le troisième chapitre est une présentation de la modélisation numérique pour le calcul de la caractéristique courant-tension des sondes électrostatiques de Langmuir de géométrie plane, cylindrique et sphérique. Pour la validation de nos équations et notre programme, des comparaisons sont faites entre nos résultats et d'autres précédents travaux (Z. Ballah et al (2009, **[2]**), O**.** Meglali et al (2006, **[4]**), R. L. Merlino (2007, **[5]**) et L. Conde (2011, **[6]**). Nous utilisons les courbes des caractéristiques pour la déduction des paramètres électriques de plasma utilisé (la température électronique Te, la densité électronique n_e, la densité ionique n_i, le potentiel flottant V_f et le potentiel plasma V_p. Nous terminons ce chapitre par une étude paramétrique pour présenter les effets des quelques paramètres sur les caractéristiques courant-tension.

En fin, nous présentons une conclusion générale de notre travail avec quelques propositions comme des débuts pour d'autres prochaines études.

Notre mémoire se termine par une annexe. L’annexe présente le calcul des expressions des courants de la sonde pour différents types de la géométrie des sondes (cylindrique et sphérique).

Références de l'introduction

[1] Y. Mei Jiang ; "Pulvérisation cathodique assistée par ordinateur" ; Doctorat en Science ; Université de Paris XI, Orsay, (1992).

[2] **Z**. Ballah, F. Khelfaoui et M. T. Meftah ; "Modélisation numérique des propriétés électrique dans un pulvérisateur cathodique magnétron"; Annales de la Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur (AFSSI), **Vol. 1 N° 3**, 24-31(2009).

[3] 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).

[4] O**.** Meglali, M. S. Aida, N. Attaf et A. Bouraiou ; "Comparaison entre les paramètres électriques des plasmas d'hydrogène, d'hélium et d'argon" ; Université Mentouri-Constantine et Université M'hamed Bouguerra-Boumerdes, **01**, 41-45 (2006).

[5] R. L. Merlino ; "Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics"; Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa 52242 ; Am. J. Phys., **75**, N°. 12, 1078-1080 (2007).

[6] L. Conde ; "An introduction to Langmuir probe diagnostics of plasmas"; Departamento de Física Aplicada E.T.S. Ingenieros Aeronáuticos, Universidad Politécnica de Madrid 28040, Madrid, Spain, 19-22 (2011).

Chapitre I

Chapitre I : Généralités sur les pulvérisateurs cathodiques et les techniques de diagnostic de plasma

La déposition des couches minces peut être réalisée par différents procédés : par procèdes chimiques en phase vapeur (Chemical Vapor Deposition ou CVD) et par procédés physiques en phase vapeur (Physical Vapor Deposition ou PVD).

I.1. Le dépôt chimique en phase vapeur (CVD)

Ce procédé permet d'obtenir un dépôt solide en faisant réagir chimiquement des composés volatils sur un substrat, les parois du réacteur sont généralement chauffées. Une température du substrat élevée permet de vaincre la barrière d'activation de la réaction, de favoriser la diffusion dans le substrat des atomes apportés à la surface, ce qui permet une bonne adhésion du dépôt **[1].**

Plusieurs méthodes ont été mises au point à partir de la CVD:

► La **PECVD** (Plasma Enhanced CVD) qui utilise une décharge plasma au lieu de la température pour initier les réactions chimiques;

► La **LCVD** (Laser CVD) qui utilise un faisceau de photons monochromatique pour amorcer des réactions de décomposition;

► La **MOCVD** (Metal Organic CVD) qui utilise des précurseurs organométalliques, caractérisés par des températures de décomposition basses.

Si la CVD est une technique facile à mettre en œuvre et qui permet d'obtenir une grande vitesse de dépôt , un bon contrôle de la stœchiométrie, de la morphologie , de la structure cristalline et de l'orientation de la croissance , elle compte parmi ses inconvénients l'agressivité , la toxicité et/ou l'instabilité à l'air des précurseurs. Les produits peuvent attaquer le substrat, provoquant porosité, mauvaise adhérence et contamination du dépôt **[2].**

I.2. Le dépôt physique en phase vapeur (PVD)

Cette méthode de dépôt consiste à évaporer ou sublimer le matériau à déposer sous vide. Les atomes sont transportés sous forme de vapeur vers le substrat. Ceux- ci se

condensent sur un substrat pour former un film mince. Cette technique permet d'obtenir des couches très pures, de compositions variées et est plus simple à contrôler que la CVD.

Le ***Tableau I. 1*** regroupe différents types de dépôts obtenus par différentes techniques de type PVD.

Tableau I.1: Exemples de dépôts obtenus par diverses méthodes de type PVD **[1].**

Dépôt	Méthode
TiN	PAPVD
Si_3N_4	PAPVD
Al_2O_3	PVD (ebeam)
Si_3N_4	PVD (ebeam)

I.2.1. Dépôt par ablation laser

L'ablation laser (Pulsed Laser Deposition ou PLD) est une technique de dépôt qui utilise un faisceau laser impulsionnel. Le faisceau est focalisé sur une cible placée dans une enceinte sous ultra-vide. Les impulsions lasers permettent la vaporisation de matériaux sous forme de plasma. Le panache de matière ainsi éjectée perpendiculairement à la cible vient se condenser sur un substrat placé en vis-à-vis pour former un revêtement. Celui-ci contient une grande variété d'espèces chimiques **[3].**

Dans tous les cas, il est nécessaire de contrôler le transport des espèces de la cible jusqu'au substrat. La modification de l'épaisseur des films en jouant sur les paramètres du laser permet de déposer des films ayant des profils de composition complexes. Cette technique semble très attractive pour les composants optiques. Parmi ses inconvénients, on peut citer l'inhomogénéité en épaisseur sur de larges surfaces **[2].**

I.2.2. Le dépôt physique en phase vapeur par évaporation

Il existe plusieurs méthodes d'évaporation : par un filament chauffé par effet Joule **[4],** par un faisceau d'électrons, par laser **[5]** et par arc **[6]** L'ajout d'un gaz réactif **[7],** ou un bombardement par un faisceau d'ions réactifs permet d'obtenir une grande diversité en termes de type de dépôt. L'évaporation peut être obtenue grâce à un filament chauffé pour les matériaux ayant un point de fusion relativement bas: aluminium, cuivre, argent. Pour les

matériaux ayant un haut point de fusion (tungstène, zirconium), l'évaporation est obtenue avec un faisceau d'électrons. L'évaporation obtenue avec un arc provoque une ionisation partielle des particules évaporées. Les ions crées peuvent être accélérées vers un substrat polarisé négativement, ce qui permet d'obtenir une meilleure adhésion ainsi qu'une cristallisation du dépôt **[8].**

L'énergie cinétique des particules évaporées étant relativement faible (1eV) (sauf dans le cas de l'évaporation par arc si le substrat est polarisé négativement), les dépôts obtenus ont une faible adhésion et présentent de nombreux défauts. Un canon à ions bombardant le dépôt en cours de formation permet également d'obtenir la cristallisation du dépôt. Le dépôt obtenu se fait en ligne directe, il est donc difficile de recouvrir des substrats ayant une géométrie complexe.

I.2.3. Le dépôt physique en phase vapeur par évaporation assistée par plasma (Self ion plating)

Cette technique couple la source d'évaporation avec un plasma réactif **[9]** ou non réactif. Dans le cas du plasma non réactif, celui-ci est employé pour ioniser les particules évaporées et pour les accélérer vers le substrat qui est polarisé négativement. Cet apport d'énergie aux ions permet d'obtenir un dépôt plus dense et une meilleure adhésion.

Dans le cas du plasma réactif, celui- ci est employé pour générer des espèces qui vont réagir avec les particules évaporées pour former un composé.

I.2.4. Le dépôt physique en phase vapeur par pulvérisation

Cette technique consiste à bombarder une cible du matériau à déposer par des ions**.** Par transfert de la quantité de mouvement, les atomes constituant la cible vont être éjectés de celle-ci et venir se déposer sur un substrat. Les ions peuvent être générés grâce à un canon à ions (source plasma externe) ou dans le plasma dans lequel la cible sert de cathode. Lorsque les ions sont générés par un plasma, cette technique est appelée «pulvérisation cathodique diode» **[2]**.

I.2.4.1. La pulvérisation cathodique diode

Le phénomène de pulvérisation cathodique a été observé pour la première fois en 1853 par Groove, en établissant une décharge électrique sous une atmosphère d'un gaz inerte à

pression réduite. Il a observé la formation sur la surface de l'anode d'une fine couche du matériau constituant la cathode. Ce n'est que bien plus tard que le phénomène de pulvérisation cathodique a été compris. Celui-ci consiste en l'éjection de particules de la surface de la cathode par transfert de la quantité de mouvement des ions.

Pour obtenir ce phénomène, il faut polariser négativement une électrode (recouverte du matériau à pulvériser), ce qui conduit à l'établissement d'une décharge luminescente. Les ions du gaz (généralement de l'argon) sont accélérés dans la gaine cathodique et vont aller bombarder la surface de la cathode et entraîner l'éjection des atomes ou molécules constituant la cathode par transfert de quantité de mouvement. Les particules éjectées diffusent dans toute l'enceinte et une partie d'entre-elles est recueillie sur le substrat pour former une couche mince **[1].**

I.2.4.2. La pulvérisation cathodique diode magnétron

Pour éviter les problèmes liés au processus de pulvérisation cathodique diode, la cathode est équipée d'un dispositif magnétron constitué d'aimants situés au-dessous de la cible à pulvériser ***Figure I. 1***. Les aimants vont générer un champ magnétique qui, combiné au champ électrique permet de confiner les électrons près de la cible et d'accroître leur probabilité de collision avec un atome dans le cadre d'une interaction ionisante. Ce dispositif permet d'obtenir des vitesses de dépôt plus élevées ainsi qu'une diminution de la pression de travail, ce qui favorise des dépôts plus denses et d'une plus grande pureté.

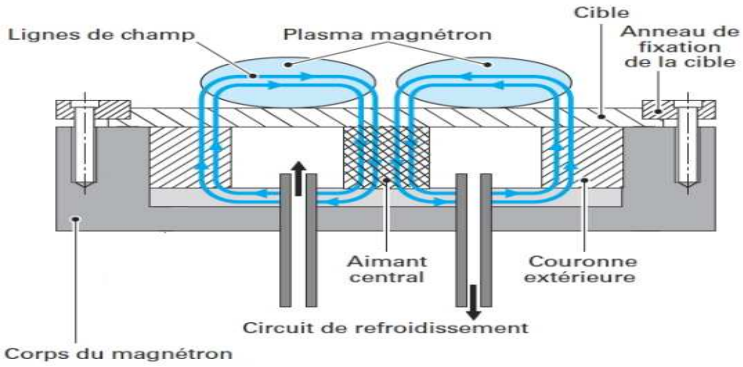

Figure I. 1: Schéma d'une cathode magnétron **[2].**

Cette technique permet d'obtenir une grande variété de couches minces en combinant différentes cibles et mélanges gazeux réactifs. Le ***Tableau I.2*** regroupe une liste non

exhaustive des différents types de dépôt réalisables avec cette technique: métalliques, alliages, oxydes, nitrures, carbures, oxynitrures, nitrure/carbures.

Il est possible de pulvériser dans une atmosphère d'argon une cible ayant la même composition que celle du composé à déposer **[10].** Néanmoins, cette méthode nécessite l'utilisation d'un générateur électrique RF dans le cas ou la cible est isolante (nitrure, oxyde, carbure). De plus les vitesses de dépôt sont faibles car le rendement de pulvérisation des cibles composites est plus faible que celui des cibles élémentaires. Par exemple, une cible de nitrure de silicium possède un rendement de pulvérisation sept fois plus petit que celui d'une cible de silicium élémentaire **[11]**.

***Tableau I.2 : Liste de différents types de dépôt obtenus par pulvérisation magnétron* [2].**

Dépôt	Cible	Gaz
ZnO	Zn	Ar/O_2
Ti	Ti	Ar
TiN	TiN	Ar/N_2
Al_2O_3	Al	Ar/O_2
Ag-Pd	AgPd	Ar
V_2O_5	V	Ar/O_2
CN_x	C	Ar/N_2
TiCN	Ti	$Ar/N_2/CH_4$
NbO_xN_y	Nb	$Ar/N_2/O_2$

Nous venons de voir que la pulvérisation magnétron permet d'obtenir une grande variété de composition de couches en termes de composition. Néanmoins, le fait d'ajouter un gaz réactif dans la chambre de dépôt va provoquer des réactions chimiques au niveau de la cible, des parois et du métal qui se condense sur le substrat.

Les réactions du gaz avec la cathode ont pour conséquence son recouvrement partiel ou total par un composé à la surface de celle- ci, si le flux du gaz réactif dépasse une valeur critique. Ce phénomène d'empoisonnement de la cible a de fortes répercussions sur le processus de pulvérisation: augmentation abrupte de la pression partielle en gaz réactif, diminution de la vitesse de dépôt, modification de la stœchiométrie des films déposés et apparition d'une hystérèse au niveau du processus de pulvérisation. Cette hystérèse a pour conséquence l'existence de plus d'un point de fonctionnement stable, ce qui conduit à une instabilité du processus de pulvérisation **[12]**.

I.3. Méthodes de caractérisation des plasmas

Les techniques de diagnostics des plasmas sont nombreuses **[13].** Nous citons par exemple :

I.3.1. La spectroscopie d'émission optique : elle permet l'identification des espèces excitées dans le plasma, la détection des impuretés, le contrôle du processus de gravure et surtout la détermination de la température électronique.

I.3.2. La spectroscopie d'absorption optique : elle est la seule méthode qui détermine directement la densité des espèces réactives. Elle consiste à mesurer le coefficient d'absorption $A_L = 1\text{-}I_t / I_0$ où I_0 est l'intensité incidente émise par la lampe spectrale et I_t l'intensité transmise.

I.3.3. La spectrométrie de masse : elle permet l'identification d'atomes, de molécules, de radicaux et d'ions sur base de leurs masses atomiques ou moléculaires (masse/charge).

I.3.4. Sondes de Langmuir: elles permettent de mesurer les paramètres électriques d'un plasma. Dans le cadre de la déposition de couches minces « silicium amorphe » par plasma, le paramètre le plus important est certainement la distribution d'énergie des électrons, qui permet d'estimer qualitativement les réactions homogènes possibles dans la phase gazeuse ainsi que les bombardements électroniques auxquels sont soumis cible, substrat et parois.

Références du chapitre I

[1] H. Frédéric; ”Caractérisation de décharges magnétron Ar/NH_3 et Ar/H_2 $/N_2$ pour la synthèse de films minces de nitrure de silicium” ; Thèse de Doctorat, Université Libre de Bruxelles, (2011).

[2] B. Gharbi ; ”Mise au point et étalonnage d’un appareil de pulvérisation cathodique” ; Mémoire de Magister, université de Ouargla (2007).

[3] A. S. LOIR ; ”Elaboration de couches minces de carbone par ablation laser femtoseconde pour application aux biomatériaux implantables” ; Thèse de Docrorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne (2004).

[4] O. A. Fouad, A. A. Ismail, Z. I. Zaki, et R. M. Mohamed ;”Applied Catalysis B: Environmental” ; **62**, 144-149 (2006).

[5] T. Ohnishi, H. Koinuma et M. Lippmaa ; ”Applied Surface Science” ; **252**, 2466- 2471 (2006).

[6] B. Straumal, W. Gust, N. Vershinin, R. Dimitriou et E. Rabkin; ”Surface and Coatings Technology”; **125**, 157-160 (2000).

[7] M. Zhu, P. Chen, R. K. Y. Fu, W. Liu, C. Lin et P. K. Chu ; ”Applied Surface Science”, **239**, 327 – 334 (2005).

[8] A. Anders; ” Cohesive Energy Rule of Cathodic Vacuum Arcs”; **67**, 673- 686 (2002).

[9] H. W. Xin, L. H. Tian, J. D. Pan, Q. He, Z. Xu et Z. M. Zhang; ”Surface and Coatings Technology”; **131**, 167- 170 (2000).

[10] A. K. Costa, S. S. Camargo, C. A. Achete et R. Carius; ”Thin Solid Films”; **377–378**, 243–248 (2000).

[11] D. Depla et R. De Gryse ; ”Surface and Coatings Technology” ; **183**, 184 189 (2004).

[12] I. Guesmi ; ” Dépôt de couches minces de cuivre sur substrats polymère de formes complexes par pulvérisation cathodique magnétron avec ionisation de la vapeur”; Thèse de Doctorat, Université PARIS SUD – XI (2012).

[13] N. Attaf, M. S. Aida, L. Hadjeris et N. Messai ; ”Diagnostic de l’interaction plasma d’argon-cible de silicium par spectroscopie à émission optique” ; Congrès Euroméditerranéen de la Matière Condensée, UAB – Tlemcen (2001).

CHAPITRE II

Chapitre II : Théorie des sondes électrostatiques

II.1. Introduction

La sonde est l'un des premiers moyens de diagnostics employés dans la caractérisation d'un plasma et demeure probablement la plus utilisée aujourd'hui **[1]** et **[2].**

Les premiers travaux sur les sondes furent effectués dans les années 1920 sur les décharges à basse pression par **Iriving Langmuir**, d'où l'appellation "Sonde de Langmuir". Depuis, cette méthode pour diagnostiquer les plasmas a beaucoup évolué et elle est maintenant utilisée pour déterminer les paramètres internes de nombreux types de gaz ionisés: les décharges électriques, les flammes, les plasmas dans l'espace…etc.

La sonde de Langmuir est un outil très robuste et peut nous fournir des renseignements dans plusieurs régimes de fonctionnement du plasma. Cette méthode demeure importante pour le contrôle des procédés par plasma ainsi que pour la recherche fondamentale, parce que dans la plupart des cas, la sonde perturbe peu le plasma.

La sonde porte des informations locales sur le plasma, par contre les autres méthodes donnent de l'information sur un grand volume du plasma (des valeurs moyennes) **[3].**

II.2. Le principe d'une sonde

La sonde de Langmuir se présente sous forme de conducteur de petites dimensions de forme cylindrique, plane ou sphérique ***(Figure II.1)***, insérée dans un plasma RF ou à sa périphérie, elle constitue un moyen efficace de détermination des paramètres internes d'un plasma tels que, les densités électronique N_e et ionique N_i , les potentiels plasma V_p et V_f , la température électronique T_e et la fonction de distribution en énergie des électrons.

Le métal constitutif de la sonde (*Tungstène, Tantale, Molybdène, Acier inoxydable, Platine,…*) est choisi de telle sorte qu'il résiste bien à : la pulvérisation sous l'impact des ions et des électrons, aux attaques chimiques et éventuellement résistant à la chaleur. De plus le travail de sortie du métal doit être suffisamment élevé afin de limiter les effets de l'émission secondaire. En fin, la partie isolante est constituée généralement en verre ou en quartz dans le cas des plasmas froids et en céramique pour les plasmas chauds (*température supérieure à la température de fusion de verre*).

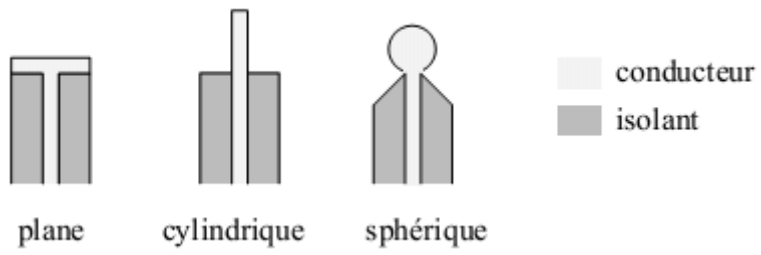

Figure II.1 : Formes classiques des sondes de Langmuir [4].

Plusieurs variantes de la sonde électrostatique de Langmuir ont été développées pour répondre à des exigences (*de plus en plus sévères*) liées aux différents plasmas existants et aux multiples applications. Ces plasmas nécessitent donc la mesure d'un paramètre quelconque du plasma avec plus ou moins de précision. Parmi ces sondes, on cite **:**

- Les sondes émissives.
- Les sondes à grille.
- Les sondes à resonance.

II.3. Les classes et les catégories des sondes

Comme la technique optique, les sondes peuvent se grouper en deux classes **[5]**:

- Les sondes actives ou électriques.
- Les sondes passives ou collectrices.

La différence entre ces deux classes réside dans le fait que les sondes actives fournissent des données en temps réel durant la décharge plasma, tandis que les sondes passives doivent être retirées pour des examens à l'aide des techniques de surface.

Dans chacune de ces deux classes on distingue deux catégories de sonde : les sondes simples et les sondes multiples flottantes **[5].**

- **Les sondes simples**

  Elles sont constituées d'un seul conducteur polarisé par rapport à un potentiel de référence.

- **Les sondes multiples flottantes**

  Elles sont formées de plusieurs conducteurs *(deux ou trois)* polarisés les un par rapport aux autres.

II.4. La polarisation de la sonde de Langmuir

La polarisation de la sonde par une tension continue ***(Figure II.2)***, permet l'obtention d'une caractéristique Courant-Tension du plasma ***(Figure II.6)***. Ce courant dépend du potentiel appliqué sur la sonde et des densités des espèces chargées (*les électrons et les ions*) au voisinage de la sonde.

Expérimentalement la sonde est un dispositif assez simple mais cette simplicité devient une difficulté lors de l'exploitation de la caractéristique $I_s(V_s)$.

En effet, les théories des sondes sont extrêmes complexes : la difficulté provient du fait qu'on ne peut plus appliquer les équations gouvernant le mouvement des espèces électriques dans le plasma avec la même facilité prés de la sonde. En particulier, la condition de quasi-neutralité qui se justifie dans le corps du plasma n'est pas vraie au voisinage de la sonde ou une zone de charge d'espace *(la gaine)* se forme sous l'influence de la polarisation extérieure.

Malgré la vaste littérature au sujet de l'interprétation des caractéristiques des sondes de Langmuir, il est entendu qu'elles ne s'appliquent pas dans tous les cas. Par exemple, la présence d'un champ magnétique ou d'un plasma collisionné influence la caractéristique de la sonde.

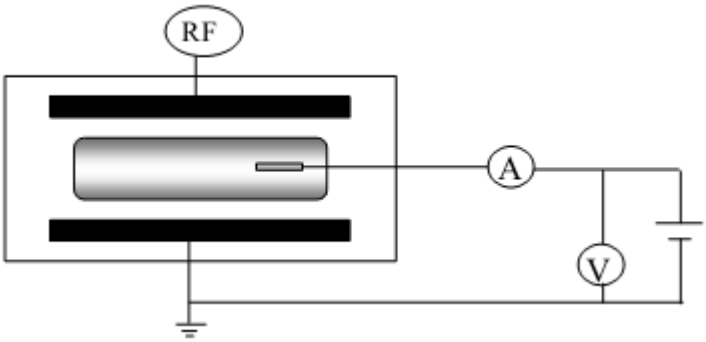

Figure II.2 : La polarisation de la sonde **[4].**

II.5. La géométrie des sondes et leurs utilisations industrielles

II.5.1. Les sondes cylindriques

Les sondes cylindriques sont traditionnellement utilisées dans les applications générales en compression sur une large gamme de produits. Elles sont utilisées pour exercer

une déformation sur un produit de structure gélatineuse pour en déterminer l'élasticité et le point de rupture **[6].**

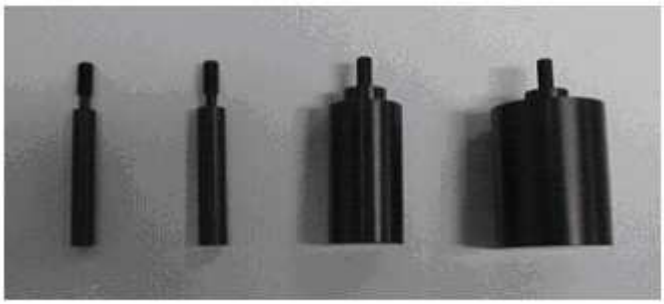

Figure II.3: Diamètres disponibles des sondes cylindriques (2, 4, 6, 8 et 10 mm / 1/4", 1/2", 3/4", 1", 1.1/2", 2", 3" et 4").

II.5.2. Les sondes sphériques

Ces sondes ont été récemment ajoutées au catalogue de texturométrie. L'idée d'utiliser des sondes sphériques pour mesurer la résistance à la déformation vient du test de dureté **Brunell [6]**, appliqué à l'origine sur les matériaux métalliques **[6].**

Figure II.4 : Diamètres disponibles des sondes sphériques (2, 4, 6, 8 et 10 mm / 1/4", 1/2", 3/4", et 1").

II.5.3. Les sondes coniques

Les sondes coniques sont utilisées depuis longtemps, en particulier sur les pénétromètres pour les essais de matériau de construction comme les mastics et les joints, ou encore en cosmétologie ou dans l'industrie pharmaceutique pour les essais sur les crèmes **[6].**

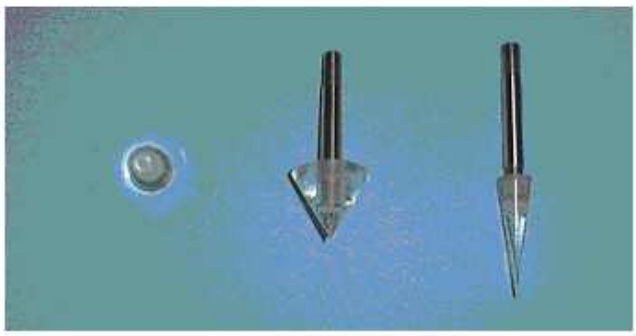

Figure II.5 : Angles disponibles des sondes coniques (15°, 30°, 45°, 60° et 90°).

II.6. Théories de collection ionique

On mentionne sans rentrer dans les détails les différentes théories qui permettent la modélisation de l'interaction des ions avec une sonde électrostatique. La forme géométrique de la sonde, la gaine complexe (gaine de Child-Langmuir, Gaine de Debye, pré-gaine) qui se forme autour de la sonde, le comportement des ions dans cet environnement et les conditions de décharge sont les paramètres qui définissent le mode de collection des ions. Plusieurs théories ont été développées pour modéliser cette interaction à savoir **[5]**, **[7]** :

- **La théorie du mouvement orbital sur la limite de la sonde (OML : Orbit Motion Limited) :** Pour une sonde cylindrique**.**
- **La théorie d'Allen, Boyd et Reynolds (ABR) :** Pour une sonde sphérique**.**
- **La théorie Bernstein, Rabinowitz et Laframboise (BRL) :** La théorie de la première sonde qui représentait la formation de la gaine à la fois et les mouvements orbitaux a été publié par Bernstein et Rabinowitz.

II.7. Hypothèses de Langmuir

Les différentes hypothèses émises dans la théorie classique de Langmuir sont **[3]**, **[4]**, **[8] :**

1. Les densités des porteurs sont connues en bordure de gaine.
2. Les distributions de vitesse sont connues en bordure de gaine.
3. Le potentiel de sonde est essentiellement développer à travers la gaine.
4. La pression de gaz doit être suffisamment faible pour qu'il n'ait pas de collisions dans la gaine, ce qui suppose des libers parcours moyen très élevés des électrons et des ions ($\lambda_D \ll L_{iN} \ll L_{eN}$).
5. La sonde est suffisamment petite pour ne pas perturber le plasma ($r_s \ll \lambda_D$).

6. Les porteurs sont neutralisés à la surface de la sonde et ne sont pas réfléchis.
7. Les porteurs ne sont pas émis de la sonde, d'où la nécessite du choix d'un métal à faible coefficient d'émission secondaire (*négligeable*) comme le platine, le tungstène.
8. Les effets de gaine entourant les supports et les fils de connexion de la sonde sont ignorés.

II.8. Régimes de fonctionnement d'une sonde de Langmuir

Comme il a été mentionné précédemment une sonde électrostatique est un conducteur plongé dans un plasma, qui est polarisé à une tension V_s. Permettant ainsi de recueillir un courant I_s ce courant est la somme algébrique du courant électronique et ionique ; $I_s = I_e + I_i$ **[3]** et **[4].**

Les sondes électrostatiques (ou sondes de Langmuir) constituent un moyen très puissant pour déterminer les caractéristiques d'un plasma. Le principe est simple : il suffit de placer une électrode conductrice dans le plasma et de mesurer le courant collecté en fonction de la tension appliquée sur cette électrode. Cependant les théories permettant de calculer le courant collecté (courant d'ions et d'électrons) peuvent se révéler très compliquées et l'on a tout intérêt à bien choisir les dimensions et la géométrie de la sonde, en fonction du plasma à étudier, afin de simplifier les calculs. Les trois types de sonde les plus couramment utilisées sont : la sonde plane, la sonde cylindrique et la sonde sphérique ***(Figure II.1)***. En théorie, la géométrie plane est la plus simple car le calcul est réduit à une dimension **[9].**

Dans notre étude, nous allons présenter les caractéristiques typiques des sondes électrostatiques Plane, Cylindrique et Sphérique, qui sont schématisée dans la ***Figure II.1*** selon la tension de polarisation de chaque sonde. Trois régions distinctes apparaissent sur la caractéristique $I_s(V_s)$: la zone de saturation électronique (**Zone I**), la zone intermédiaire ***(Autrement dit la zone retardatrice)*** (**Zone II**) et la zone de saturation ionique (**Zone III**) **[2].**

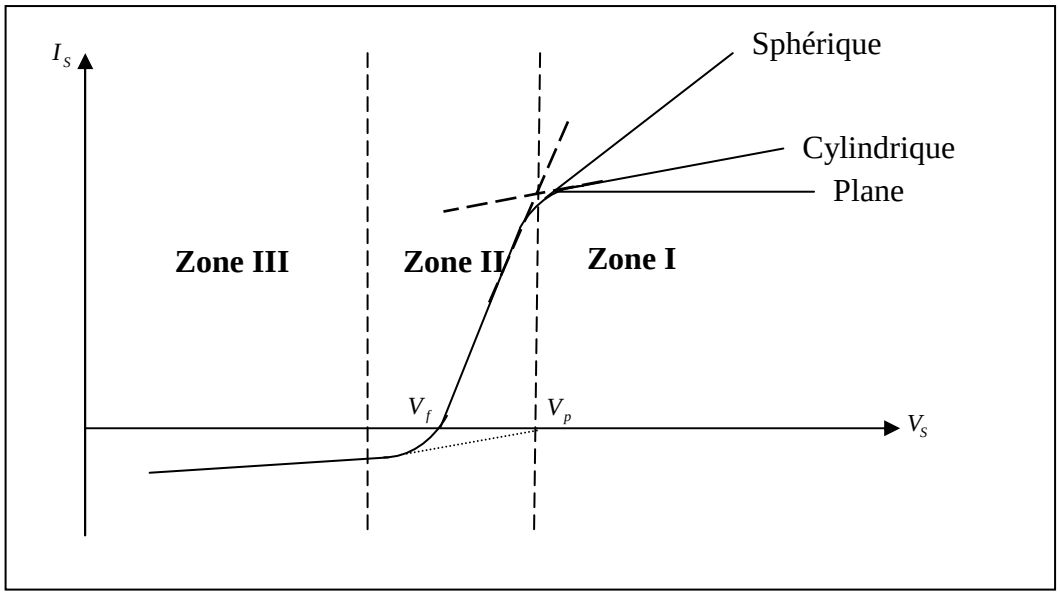

***Figure II.6 : Caractéristique schématique $I_s(V_s)$ des sondes Plane, Cylindrique et Sphérique* [4].**

II.8.1. La branche de saturation électronique (zone I) $V_s \gg V_p$

Lorsqu'on applique à la sonde un potentiel V_s supérieur à V_p, la sonde repousse tous les ions positifs et attire les espèces de charges négatives : alors une gaine électronique est formée et le courant total est purement électronique $(I_s) = |I_e|$ **[3]**, **[9]**. Le courant collecté I_s est constant dans le cas d'une sonde plane. Lorsque la fonction de distribution en énergie des électrons est maxwellienne, les expressions analytiques des courants collectés pour une sonde cylindrique sont données par S. Wintztal et B. Wnuk **[10],** et pour une sonde sphérique **[8] (regarder ANNEXE pour les détails).** Dans ce cas le courant électronique est donné par les équations suivantes, pour chaque sonde :

- **Une sonde plane [7]:**

$$I_{spl} = I_{es} = A_{spl}\, n_e\, e \left(\frac{K_B T_e}{2\pi\, m_e}\right)^{1/2} \qquad \textbf{(II.1)}$$

A_{spl} : est la surface de la sonde plane.

- **Une sonde cylindrique [3], [8]** et **[4]:**

$$I_{scyl} = |I_{ecyl}| = A_{scyl}\, n_e\, e \left(\frac{K_B T_e}{2\pi\, m_e}\right)^{1/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{e(V_p - V_S)}{K_B T_e}\right)^{1/2} \qquad \textbf{(II.2)}$$

A_{scyl} : est la surface d'une sonde cylindrique ($A_{scyl} = 2\pi\, r_s\, L$).

- **Une sonde sphérique [12]:**

$$I_{ssph} = \left|I_{esph}\right| = A_{scyl}\, n_e\, e \left(\frac{K_B T_e}{2\pi\, m_e}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{e(V_p - V_S)}{K_B T_e}\right) \quad \textbf{(II.3)}$$

A_{ssph} : est la surface d'une sonde sphérique. ($A_{ssph} = 4\pi\, {r_s}^2$) **[8].**

II.8.2. La branche intermédiaire (Zone II) $2V_f \leq V_s \leq V_p$

Dans cette région, la caractéristique a une allure quasi-exponentielle. Pour $V_s \leq V_f$ les électrons énergétiques commencent à vaincre le potentiel répulsif de la sonde, autrement dit la sonde attire les ions sans pouvoir repousser la totalité des électrons **[9] (regarder ANNEXE pour les détails).**

Au potentiel flottant, les courants électroniques et ioniques ont la même amplitude et le courant total s'annule. Pour V_s supérieur à V_f, le courant I_s est essentiellement électronique, il est donné dans ce cas par la relation suivante, pour chaque sonde **[3], [4], [8]** et **[7]** :

$$I_s = A_s\, n_e\, e \left(\frac{K_B T_e}{2\pi\, m_e}\right)^{1/2} \exp\left\{-e\,\frac{(V_p - V_S)}{K_B T_e}\right\} \quad \textbf{(II.4)}$$

Où A_s : est la surface de sonde (Plane, Cylindrique où Sphérique).

Dans la caractéristique $I_S(V_s)$, on remarque une asymétrie entre le courant de saturation électronique et ce lui de la saturation ionique : celle-ci est due aux différences de masse et de mobilité entre les ions et les électrons.

II.8.3. La branche de saturation ionique (Zone III) $V_s \ll 0$

- **Une sonde plane [3], [4] et [8]**

Le courant de saturation ionique I_s, est constant dans le cas d'une sonde plane. Il faut noter que la valeur du courant de saturation ionique est habituellement très faible devant celle du courant de saturation électronique. Et il faut volontairement amplifier la branche ionique pour améliorer la lisibilité **[11].**

$$I_{spl} = I_{is} = A_{spl}\, n_i\, e \left(\frac{K_B T_e}{2\pi\, m_i}\right)^{1/2} \quad \textbf{(II.5)}$$

Lorsqu'on applique un potentiel très négative, la sonde repousse tous les électrons et attire les ions positifs ; il y a formation d'une zone de charge d'espace positive tous autour de la sonde, appelée la gaine ionique, le courant recueilli est uniquement ionique $I_s = -I_i$ **[9].**

- **Une sonde cylindrique [3], [4] et [8] :**

$$I_{scyl} = |I_{icyl}| = A_{scyl}\, n_i\, e \left(\frac{K_B T_e}{2\pi\, m_i}\right)^{1/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{e(V_p - V_S)}{K_B T_e}\right)^{1/2} \quad \textbf{(II.6)}$$

- **Une sonde sphérique [12] :**

$$I_{ssph} = |I_{esph}| = A_{scyl}\, n_i\, e \left(\frac{K_B T_e}{2\pi\, m_i}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{e(V_p - V_S)}{K_B T_e}\right) \quad \textbf{(II.7)}$$

Quand $T_e \gg T_i$, **[12]**

$$I_{is} = I_{Bohm} = 0.6\, A_{spl}\, n_i\, e \left(\frac{K_B T_e}{m_i}\right)^{1/2} \quad \textbf{(II.8)}$$

II.9. Exploitation de la caractéristique $I_s(V_s)$

On peut déterminer les paramètres électrique du plasma ; la température électronique T_e, les densités électronique n_e et ionique n_i, les potentiels plasma V_p et flottant V_f, dans lequel se trouve plongée la sonde, à partir des expressions théoriques précédentes et la caractéristique de sonde.

II.9.1.Détermination de la température électronique T_e

Pour déterminer ce paramètre il suffit de tracer sur une échelle Semi-logarithmique la caractéristique obtenue pour ($2V_f \leq V_s \leq V_p$) (**la zone II**) : c'est-a-dire en trace le logarithme du courant $I_s(V_s)$ correspondant à la zone exponentielle de la caractéristique ***(Figure 11*** **[3]*),*** **[4], [5]** et **[9].**

On obtient ainsi de l'équation **(II.4)**. En coordonnées Semi-logarithmique, un courant électronique de la forme:

$$Ln\, |I_s| = \frac{eV_s}{K_B T_e} + c \quad \textbf{(II.9)}$$

Où c est une constante.

La pente de cette droite est :

$$p = \frac{\Delta I_s}{\Delta V_s} \qquad \textbf{(II.10)}$$

Cette pente permet de déduire la température électronique,

$$T_e = \frac{1}{p} \qquad \textbf{(II.11)}$$

On peut aussi la déterminer à partir des potentiels plasma V_p et flottant V_f, par la formule approchée suivante **:**

$$V_p - V_f = \frac{K_B\, T_e}{2\, e}\, Ln\left(\frac{m_i}{2.3\, m_e}\right) \qquad \textbf{(II.12)}$$

Les deux expressions **(II.11)** et **(II.12)** nous permettent de déduire la température électronique T_e. Nous faisons remarquer, que la première relation est indépendante du type d'ion dans la décharge mais l'utilisation de la seconde nécessite ; la connaissance de l'ion considéré.

II.9.2. Détermination de la densité électronique n_e

Si on se place suffisamment loin de V_p $(V_s \gg V_p)$ de telle sorte que $\frac{V_p - V_s}{K_B\, T_e} \gg 1$, **[4], [5], [9].**

- **Pour une sonde plane :**

  De l'équation **(II.1),** la densité électronique est :

$$n_e = \frac{I_{es}}{A_{spl\,e}} \sqrt{\frac{2\pi\, m_e}{K_B\, T_e}} \qquad \textbf{(II.13)}$$

- **Pour une sonde cylindrique :**

  Le courant donné par l'équation **(II.2)** aura l'expression suivante :

$$I_{scyl} = \left|I_{ecyl}\right| = A_{scyl}\, n_e\, \frac{e^{3/2}}{\pi} \left(\frac{2}{m_e}\right)^{1/2} \sqrt{V_s} \qquad \textbf{(II.14)}$$

Le trace de ${I_s}^2 = f(V_s)$ nous donne une droite dont la pente p est proportionnelle à ${n_e}^2$:

$${n_e}^2 = \left(\frac{\pi^2\, m_e}{2\, {A_{scyl}}^2\, e^3}\right) p \qquad \textbf{(II.15)}$$

Avec :

$$p = \left(\frac{\Delta {I_s}^2}{\Delta V_s}\right) \quad \textbf{(II.16)}$$

Donc :

$$n_e = \left(\frac{\pi}{A_{scyl}}\right)\sqrt{\frac{m_e\, p}{2\, e^3}} \quad \textbf{(II.17)}$$

- **Pour une sonde sphérique :**

Le courant donné par l'équation **(II.3)** aura l'expression suivante :

$$I_{ssph} = \left|I_{esph}\right| = A_{ssph}\, n_e\, e^2 \sqrt{\frac{1}{2\pi\, m_e\, K_B T_e}} \quad \textbf{(II.18)}$$

Donc :

$$n_e = \left(\frac{p}{A_{ssph}\, e^2}\right)\sqrt{2\pi\, m_e\, K_B T_e} \quad \textbf{(II.19)}$$

II.9.3. Détermination de la densité ionique n_i

En utilisant la même méthode que celle utilisée pour la densité électronique la relation du courant prend la forme suivante (pour chaque sonde), **[3], [4], [5], [9] :**

- **Pour une sonde plane:**

$$n_i = \frac{I_{es}}{A_{spl\, e}}\sqrt{\frac{2\pi\, m_i}{K_B\, T_e}} \quad \textbf{(II.20)}$$

- **Pour une sonde cylindrique :**

$$n_i = \left(\frac{\pi}{A_{scyl}}\right)\sqrt{\frac{m_i\, p}{2\, e^3}} \quad \textbf{(II.21)}$$

- **Pour une sonde sphérique :**

$$n_i = \left(\frac{p}{A_{ssph}\, e^2}\right)\sqrt{2\pi\, m_i\, K_B T_e} \quad \textbf{(II.22)}$$

II.9.4.Détermination du potentiel plasma V_p

Le potentiel plasma V_p correspond au point d'inflexion sur la caractéristique $I_s(V_s)$. On peut aussi le déterminer, par l'extrapolation en coordonnées Semi-logarithmique, de la partie linéaire de la caractéristique décrite par la relation (zone intermédiaire) et de l'asymptote de la caractéristique courant – tension en échelle semi-logarithmique.

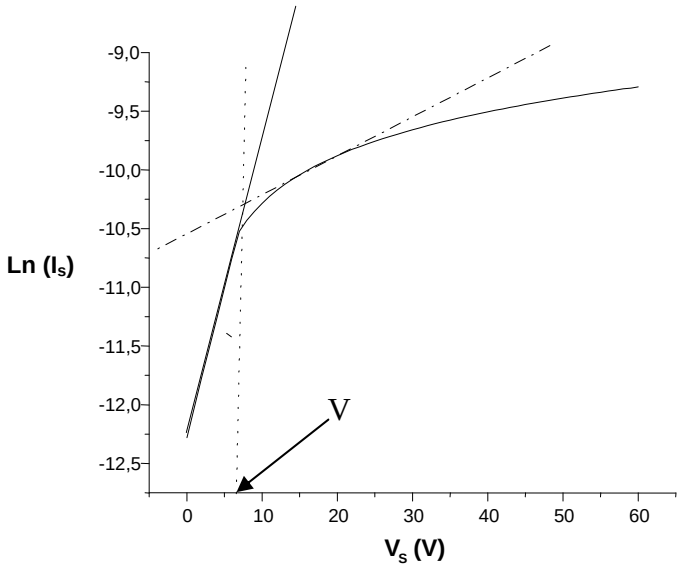

Figure II.7 : La détermination du potentiel plasma à partir de la caractéristique $I_s(V_s)$ (Le point d'inflexion).

La branche de saturation électronique comme montré sur la (***Figure II.6***), l'intersection de ces deux droites détermine le potentiel plasma V_p **[3], [4], [5], [9].**

II.9.5. Détermination du potentiel flottant V_f

À une certaine tension V_f le courant total à la sonde est nul ($I_s = 0$) car le courant d'électron, à cette tension, compense le courant d'ion (il y a autant d'électrons que d'ions qui sont collectés) ce qui donne, pour la sonde idéale avec T_i nul, **[3], [4], [5], [9]** :

$$I_i(V_f) + I_e(V_f) = 0$$

$$I_{es} \exp\left\{e\frac{(V_f - V_p)}{K_B T_e}\right\} = I_{is}$$

$$V_f = V_p + \left(\frac{K_B T_e}{e}\right) Ln\left(0.6\sqrt{\frac{2\pi\, m_e}{m_i}}\right) \qquad \textbf{(II.23)}$$

Références du chapitre II

[1] D. Poinier ; “ Validation de la vitesse de l’écoulement d’un plasma à l’aide de sondes électrostatiques par la fluorescence induite par laser ” ; Thèse de Philosophie Docteur (Ph. D), INRS-Energie et Matériaux, Québec (1997).

[2] J. D. Swift et M. J. R. Schwar ; ” Electrical probes for plasma diagnostics “; London liffe books (1970).

[3] O. Meglali ; ”Caractérisation d’une décharge luminescente radio-fréquence par sonde électrostatique” ; Mémoire de Magister, Faculté des sciences, Université Mentouri Constantine, (2002).

[4] ز. بـــلة، "الدراسة التشخيصية بالمحاكاة العددية لمسبار كهربائي ساكن في رش مهبطي "، ماجستير، جامعة قاصدي مرباح ورقلة (2007).

[5] C. Boucher ;”Physique des plasmas” ; Note de cours, Institut National de Recherche Scientifique, Centre Énergie-Matériaux-Télécommunication (2012).

[6] ”Acceroire et application pour le texturométrie lloyd instrument ta plus’’. Ametek SAS. Site sur le web : http://www.lloyd-instruments.fr/

[7] R. L. Merlino ; ”Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics”; Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa 52242; Am. J. Phys., Vol. 75, No. 12, (2007).

[8] L. Conde; ”An introduction to Langmuir probe diagnostics of plasmas”; Departamento de Física Aplicada E.T.S. Ingenieros Aeronáuticos, Universidad Politécnica de Madrid 28040, Madrid, Spain, (2011).

[9] F. Delmote ; ”Dépôts de films minces SiN_x assistés par plasma de haute densité. Etudes corrélées de la phase gazeuse, de l'interface SiN_x/InP et de la passivation du transistor bipolaire à hétérojonction InP” ; Thése de Doctorat, Université de Paris-Sud (1998).

[10] S. Wintztal, B. Wnuk, H. Majewskee-Minor et T. Niemyski; Thin Solid Films ; **32**, 251, (1972).

[11] A. Hallil ; ”Synthèse par décharge luminescente RF et caractérisation de couches minces de carbon amorphe hydrogéné. Diagnostic de la décharge par sonde de Langmuir“; Thèse de Doctorat, Paul Sabatier, Toulouse (1995).

[12] L. Schott; ”Electric probes in Plasma Diagnostics”; ed. by W. Lochte-Holtgreven (Elsevier, New York, 1968), Chap. 11 (1968).

Chapitre III

Chapitre III : Résultats et discussions

III.1. Introduction

Parmi les études réalisées qui concentrent le diagnostic des plasmas par la sonde de Langmuir nous citerons :

Une étude expérimentale relative aux travaux de O**.** Meglali **[1]**, en 2006, qui a abordé le diagnostic des plasmas (plasmas d'argon, d'hélium et d'hydrogène) par une sonde de géométrie cylindrique. L'étude paramétrique portait sur les effets de puissance et de pression sur les paramètres des plasmas.

Et une étude théorique est publiée durant l'année 2007 par R. L. Merlino **[2]**. Il écrit un programme sous MATLAB, pour présenter la caractéristique courant-tension d'une sonde plane, et il complète son étude avec une autre étude expérimentale.

Une autre étude expérimentale de L. Conde **[3]**, en 2011, présente le diagnostic de plasma avec l'utilisation de deux types de sonde : cylindrique et sphérique.

Dans les études précédentes de notre laboratoire LRPPS, Z. BALLAH et al., en 2007 **[4]** et en 2009 **[5]**) ont étudié les paramètres électriques (la densité électronique, la densité ionique, le champ électrique et le potentiel électrique) d'un plasma d'argon. Ils ont appliqué le modèle fluide d'un système stationnaire unidimensionnel et la méthode numérique des différences finis. Ils ont utilisé leurs résultats pour trouver la caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir. En 2012, S. ABID **[6],** a poursuivi les travaux de Z. BALLAH, en utilisant la méthode des volumes finis pour une géométrie cylindrique du plasma.

Dans notre étude nous allons calculer les caractéristiques courant-tension, pour les sondes : plane, cylindrique et sphérique. De ces caractéristiques et avec des équations théoriques, nous allons calculer les paramètres de plasma (la température électronique T_e, la densité électronique n_e , la densité ionique n_i , le potentiel flottant V_f et le potentiel plasma V_p).

III.2. Calcul de la caractéristique courant-tension des sondes de Langmuir

III.2.1. Paramètres physiques pour le calcul de la caractéristique

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 **13.56 MHZ** , nous appliquons le diagnostic de plasma par les sondes de Langmuir de géométrie plane, cylindrique ou

sphérique, avec une modélisation numérique pour le calcul de la caractéristique courant-tension des sondes électrostatiques.

Parmi les buts de notre étude, c'est de calculer la caractéristique courant-tension de chaque type de sondes de Langmuir (plane, cylindrique et sphérique), permettant ainsi de recueillir un courant I_s. Ce courant est la somme algébrique du courant électronique et ionique ; $I_s(V_s) = I_e(V_s) + I_i(V_s)$. De ce concept nous avons écrit un programme sous FORTRAN 77.

Dans le chapitre précédent nous avons abordé les équations de la caractéristique courant-tension de chaque type de sondes. Maintenant, nous pouvons tracer les courbes des trois zones tous simplement.

Le tableau ci-après ***(Tableau III.1)*** résume les paramètres macroscopiques de plasma d'argon utilisé :

Tableau III.1 : Regroupement des paramètres d'un plasma d'Argon pour les trois types de sonde.

Paramètres de plasma	V_p(V)	n_e(m^{-3})	n_i(m^{-3})	K_BT_e(eV)	K_BT_I(eV)	A_s(m^2) $r_s = 0.02mm$ $L = 0.08\ mm$
Sonde Plane	6.00*10^{-4}	1.00*10^{16}	1.00*10^{16}	2.00	0.013	0.2512*10^{-2}
Sonde cylindrique	6.00*10^{-4}	1.00*10^{16}	1.00*10^{16}	4.00	0.013	1.0048*10^{-2}
Sonde sphérique	6.00*10^{-4}	1.00*10^{16}	1.00*10^{16}	4.00	0.013	0.5024*10^{-2}

III.2.2. La sonde plane

III.2.2.1. Le courant électronique

Le courant électronique est :

$$I_e(V_s) = \begin{cases} I_{es} \exp\left\{-e\dfrac{(V_p - V_s)}{K_BT_e}\right\}, & V_s \le V_p \\ I_{es} = A_{spl}\, n_e\, e \left(\dfrac{K_BT_e}{2\pi\, m_e}\right)^{1/2}, & V_s > V_p \end{cases}$$

III.2.2.2.Le courant ionique

Le courant ionique est :

$$I_i(V_s) = \begin{cases} -I_{is} \exp\left\{-e\dfrac{(V_p - V_s)}{K_B T_i}\right\}, & V_s \geq V_p \\ -I_{is} = -A_{spl}\, n_i\, e \left(\dfrac{K_B T_e}{2\pi\, m_i}\right)^{1/2}, & V_s < V_p \end{cases}$$

La caractéristique courant-tension est présentée ci après dans la ***Figure III.1***:

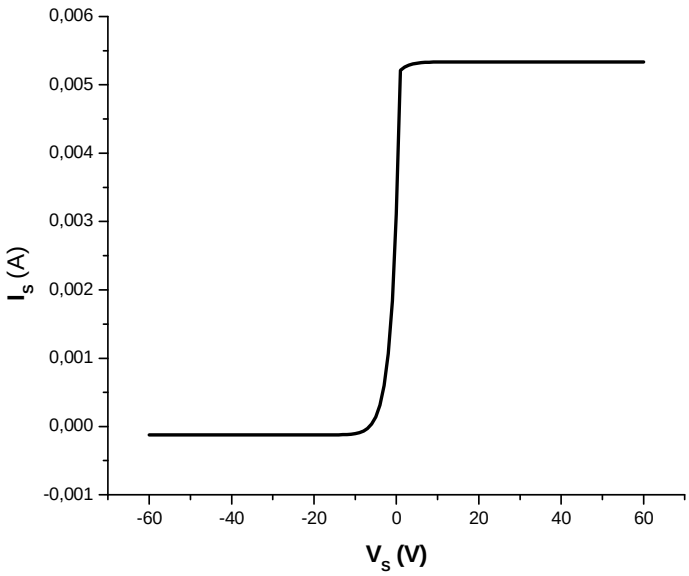

Figure III.1 : Caractéristique courant-tension d'une sonde plane.

III.2.3. La sonde cylindrique

III.2.3.1. Le courant électronique

Le courant électronique est

$$I_e(V_s) = \begin{cases} I_{es} \exp\left\{-e\dfrac{(V_p - V_s)}{K_B T_e}\right\}, & V_s \leq V_p \\ I_{es}\dfrac{2}{\sqrt{\pi}}\left(1 + \dfrac{-e(V_p - V_S)}{K_B T_e}\right)^{1/2}, & V_s > V_p \end{cases}$$

III.2.3.2. Le courant ionique

Le courant ionique est :

$$I_i(V_s) = \begin{cases} -I_{is} \exp\left\{e\dfrac{(V_p - V_s)}{K_B T_i}\right\}, & V_s \geq V_p \\ -I_{is}\dfrac{2}{\sqrt{\pi}}\left(1 + \dfrac{e(V_p - V_S)}{K_B T_e}\right)^{1/2}, & V_s < V_p \end{cases}$$

La caractéristique courant-tension est présentée ci-après (***Figure III.2)*** :

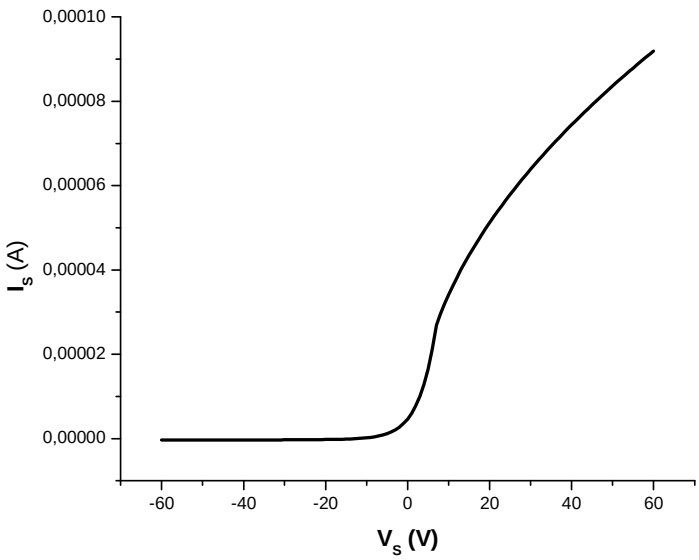

Figure III.2 : Caractéristique courant-tension d'une sonde cylindrique.

III.2.4. La sonde sphérique

II.2.4.1. Le courant électronique

Le courant électronique est :

$$I_e(V_s) = \begin{cases} I_{es} \exp\left\{-e\dfrac{(V_p - V_s)}{K_B T_e}\right\}, & V_s \leq V_p \\ I_{es}\left(1 + \dfrac{-e(V_p - V_S)}{K_B T_e}\right), & V_s > V_p \end{cases}$$

II.2.4.2. Le courant ionique

Le courant ionique est :

$$I_i(V_s) = \begin{cases} -I_{is} \exp\left\{ e \dfrac{(V_p - V_s)}{K_B T_i} \right\}, & V_s \geq V_p \\ -I_{is} \left(1 + \dfrac{e(V_p - V_S)}{K_B T_e} \right), & V_s < V_p \end{cases}$$

La caractéristique courant-tension est présentée ci-après (***Figure III.3) :***

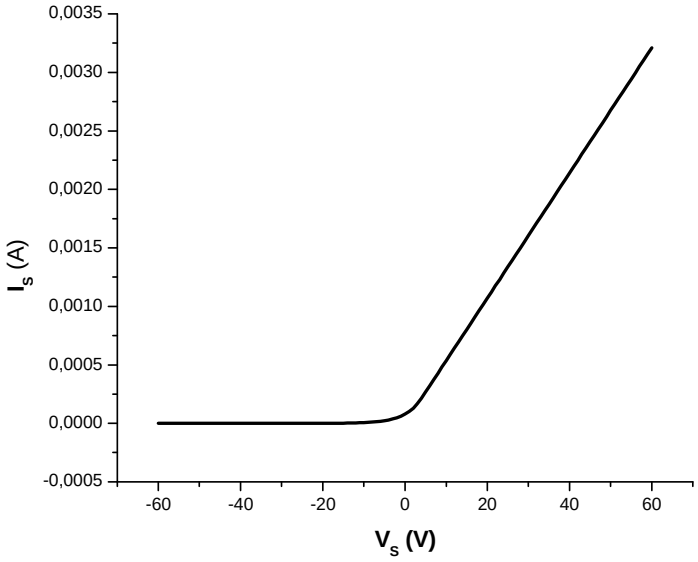

Figure III.3 : Caractéristique courant-tension d'une sonde sphérique.

III.3. Validation des équations et du programme de calcul

1. Pour valider nos équations et notre programme, nous allons faire des comparaisons avec d'autres études préalables.

Les figures ***III.4 (a)*** avec ***(b)*** et la ***Figure III.5***, présentent des comparaisons entre notre caractéristique courant-tension d'une sonde plane et les caractéristiques des références de R. L. Merlino (2007)**, [2]**) et de Ballah (2007**, [4]**), et 2009**, [5]).**

La similitude des courbes démontre la crédibilité de notre programme et nos équations. Nous appliquons le programme avec les mêmes conditions et paramètres.

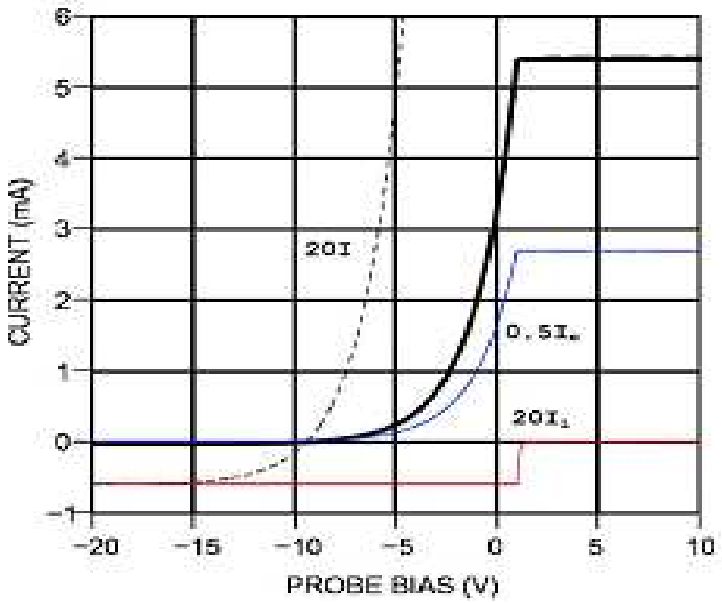

***Figure III.4 (a)**: Caractéristique courant-tension d'une sonde plane de référence* **[2].**

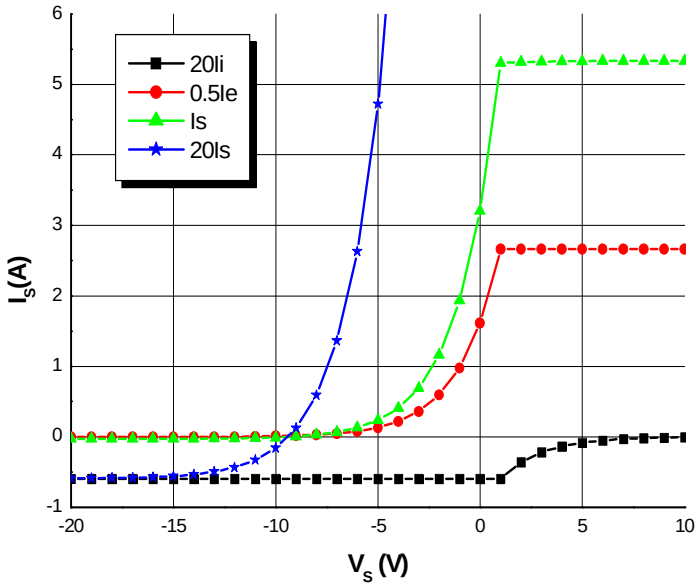

***Figure III.4 (b)**: Caractéristique courant-tension d'une sonde plane de notre étude.*

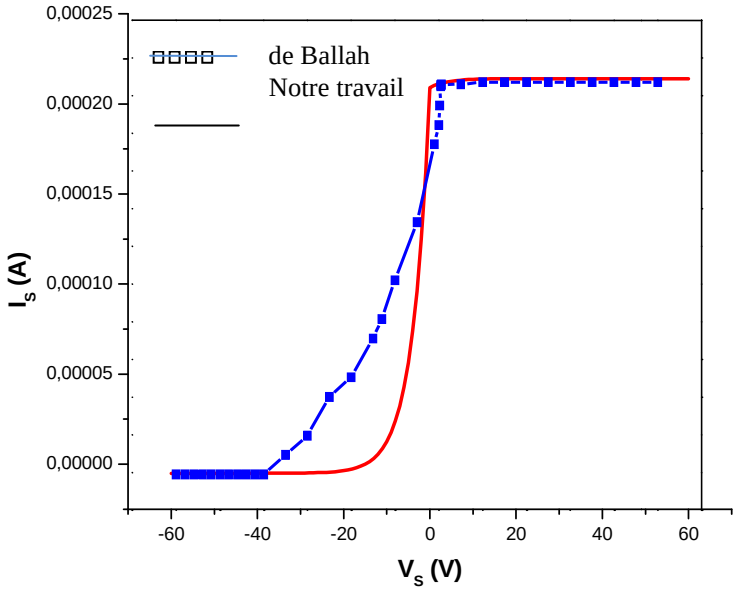

Figure III.5 : Comparaison des caractéristiques courant-tension d'une sonde plane.

2. Une autre comparaison avec une autre étude expérimentale, de L. Conde (2011, **[3]**) sur une sonde cylindrique est faite. Nous avons utilisé les mêmes paramètres macroscopiques de plasma étudié pour la ***Figure III.6***.

Nous trouvons une adéquation entre notre courbe et la courbe d'étude expérimentale **[3]**, et ça donne une validation de notre programme et de la caractéristique courant-tension qu'on a obtenu.

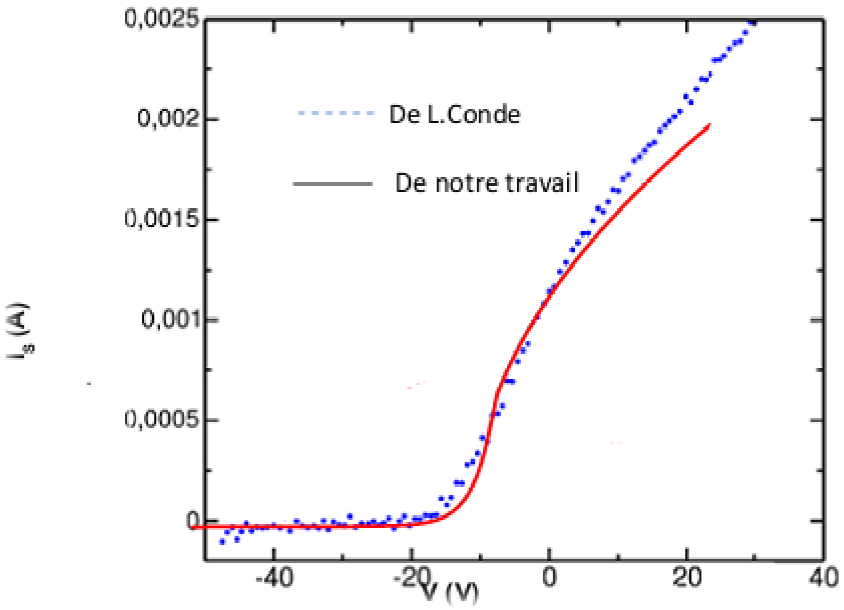

Figure III.6 : Comparaison des caractéristiques courant-tension d'une sonde cylindriqu

III.4. Détermination des paramètres de plasma

Nous allons calculer les paramètres électriques de plasma (la température électronique T_e, la densité électronique n_e , la densité ionique n_i , le potentiel flottant V_f et le potentiel plasma V_p) en utilisant les caractéristiques des figures ***Figure III.1***, ***Figure III.2*** et ***Figure III.3***, et les équations théoriques. Un programme écrit sous le langage FORTRAN 77 permet de déterminer ses paramètres.

Le potentiel flottant correspond au potentiel pour lequel le courant $I_s = 0$. Il est déduit par la relation **(II.23)** simplement.

La représentation de la caractéristique $I_s(V_s)$ en échelle semi-logarithmique nous permet de déterminer avec une meilleure précision:

• le potentiel plasma V_p par l'intersection des deux asymptotes ***Figure III.7***.

• la température électronique T_e correspond à l'inverse de la pente dans la zone retardatrice.

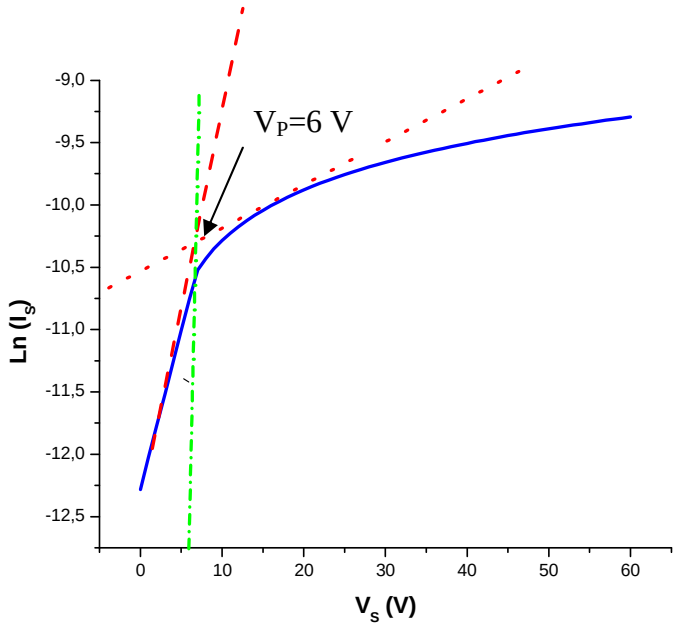

Figure III.7 : Caractéristique $I_s(V_s)$ en coordonnées semi-logarithmique.

Cependant, la représentation de la caractéristique de la sonde ${I_s}^2 = f(V_s)$ dans les deux zones de saturation, électronique et ionique permet de déduire les densités électronique n_e et ionique n_i respectivement en utilisant les relations de calcul des densités, pour chaque sonde (**chapitre II**). Après, nous déterminons les pentes relatives aux courbes ${I_s}^2 = f(V_s)$

Figure III.8 et ***Figure III.9***. Comme exemple, nous prenons la géométrie cylindrique pour la sonde.

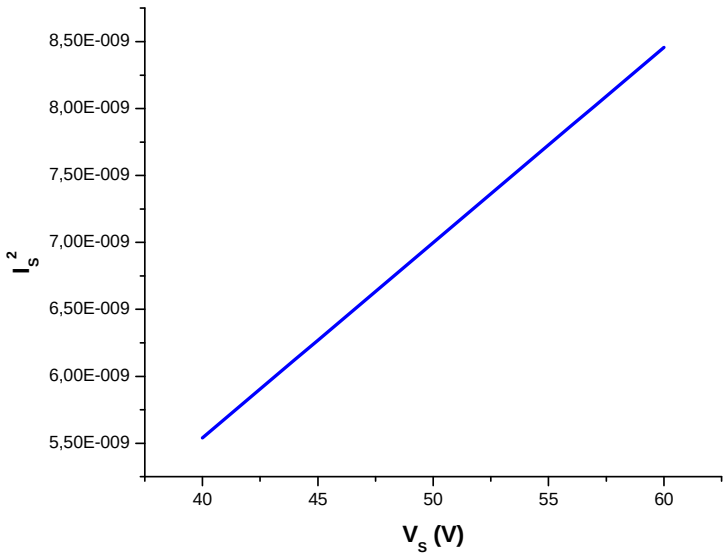

Figure III.8 : Courant au carré en fonction de la tension V_s dans la zone de saturation électronique.

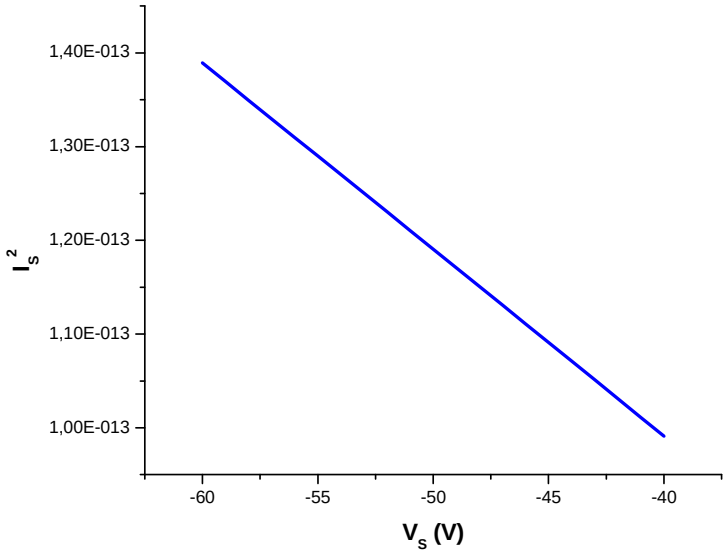

Figure III.9 : ***Le carré de l'intensité du courant en fonction de la tension V_s dans la zone de saturation électronique.***

Nous obtenons les différents paramètres électriques à partir des différentes caractéristiques des sondes. Dans le cas d'un plasma d'argon, ces paramètres sont regroupés dans le tableau suivant, ***Tableau III.2*** :

Tableau III.2 : Regroupement des résultats d'un plasma d'Argon.

Paramètres de plasma	T_e (eV)	n_e (10^{16} m^{-3})	n_i (10^{16} m^{-3})	V_p (V)	V_f (V)
Sonde plane	3.968426	1.0039703	1.0039703	6.00	-17.36
Sonde cylindrique	3.913162	0.98908415	0.98912324	6.00	-17.36
Sonde sphérique	3.939400	0.99999809	1.0001207	6.00	-17.36

Les résultats obtenus sont très proches des paramètres de ***Tableau III.1***, ce qui montre la bonne précision de notre programme.

III.5. Impact de la distance entre les deux électrodes sur la caractéristique courant-tension

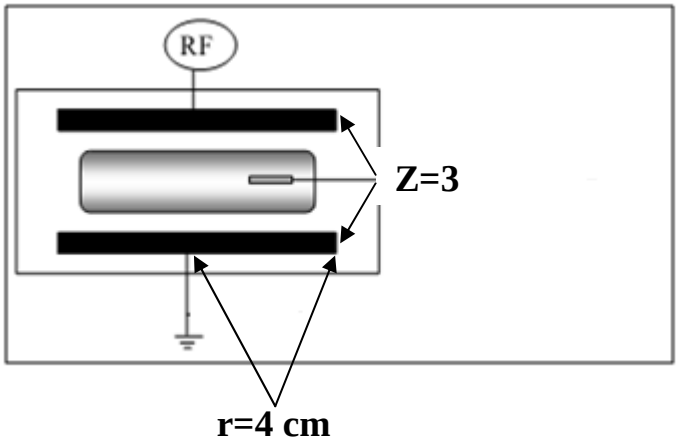

Figure III.10 : Distances r et z du plasma.

La ***Figure III.10*** montre les deux dimensions r et z pour un pulvérisateur cathodique magnétron (r est le rayon du plasma (r = 4 cm) et z est la distance entre les deux électrodes (z = 3 cm)).

Pour étudier l'impact de la distance z, nous prenons les paramètres électriques de plasma tels que la température électronique, les densités électronique et ionique et le potentiel plasma, avec un champ magnétique nul (B=0 Tesla) (2007, **[4]** et 2009, **[5]** de Z**.** Ballah et (2012, **[6]**, 2013, **[7]**) de S. Abid.

Nous prenons différents cas pour la valeur de r (0, 1, 2 et 3 cm) pour bien affirmer l'impact de distance z.

Le tableau ***III.3*** donne les paramètres de plasma dans les quatre cas de valeur r :

Tableau III.3 : Regroupement des paramètres électriques de plasma dans différents valeurs des dimensions r et z.

r (cm)	z (cm)	n_e (m^{-3})	n_i (m^{-3})	V_P (V)	$K_B T_e$ (eV)
0	1.	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.08109	4
	1.5	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.09935	4
	2	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.13586	4
1	1	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.08068	4
	1.5	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.09878	4
	2	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.13499	4
2	1	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.08067	4
	1.5	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.09876	4
	2	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.13497	4
3	1	$1.79*10^{14}$	$1.79*10^{14}$	0.07966	4
	1.5	$1.79*10^{14}$	$1.79*10^{14}$	0.09745	4
	2	$1.78*10^{14}$	$1.78*10^{14}$	0.13277	4

Nous traçons les caractéristiques courant-tension de la sonde dans les différents cas. Les figures ci-dessous y montrent ces caractéristiques :

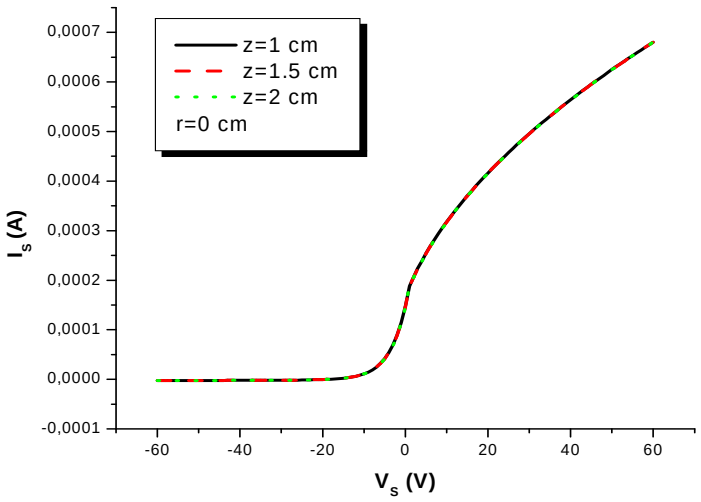

Figure III.11 (a) : Caractéristiques courant-tension pour r=0 cm.

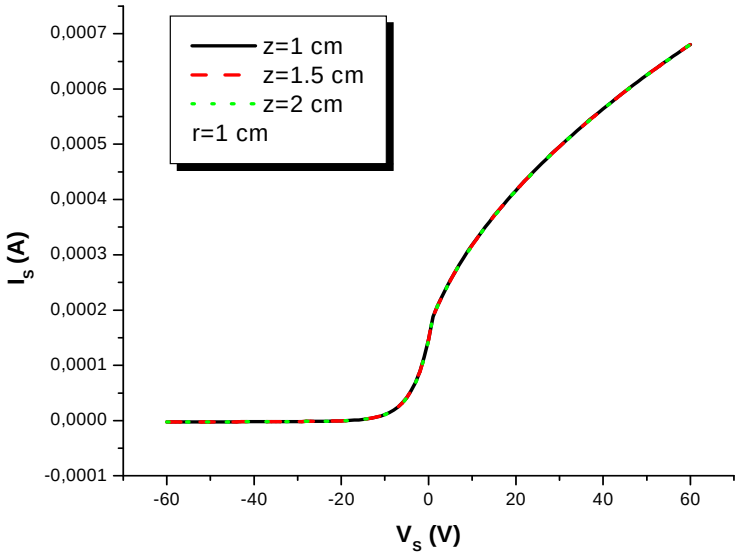

Figure III.11 (b): Caractéristiques courant-tension pour r=1 cm.

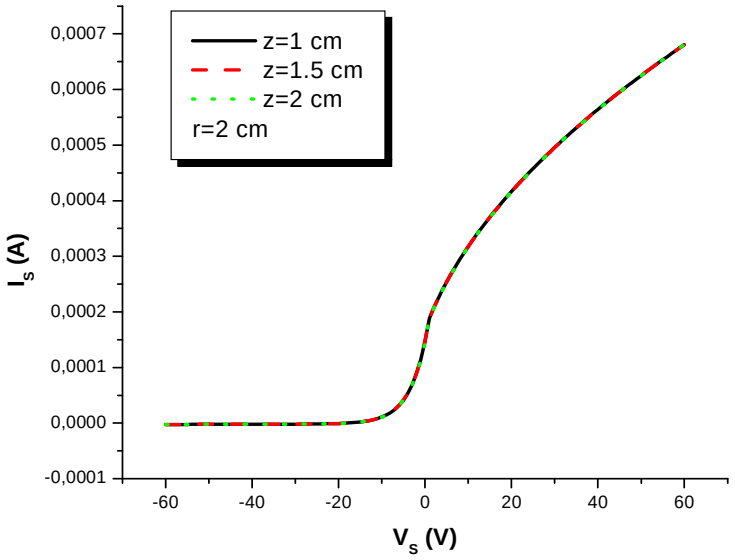

Figure III.11(c) : Caractéristiques courant-tension pour r=2 cm.

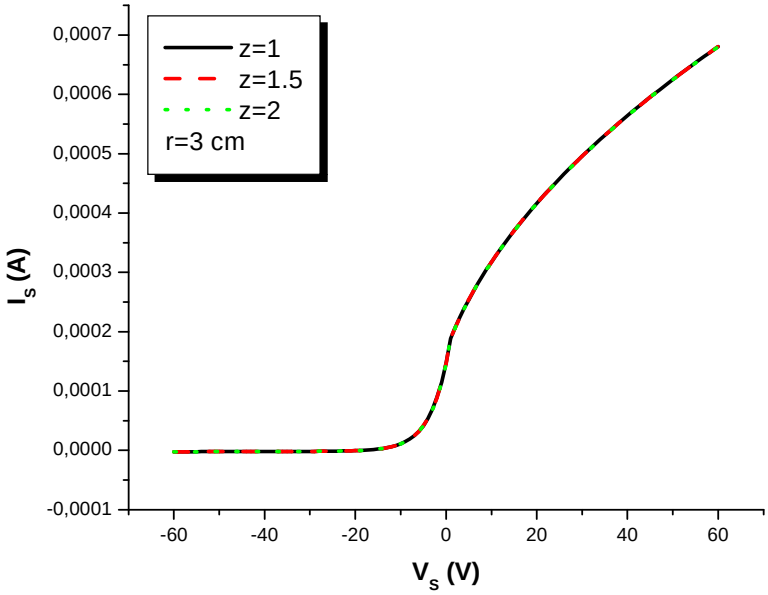

Figure III.11 (d) : Caractéristiques courant-tension pour r=3 cm.

Des figures : ***Figure III.11 (a), (b), (c) et (d),*** nous observons qu'il n'y'a pas un impact de la distance z sur la caractéristique courant-tension. Mais quand on fait un agrandissement des courbes pour différentes valeurs de z, nous trouvons une variation très petite entre les trois cas de z ***(Figure III.12)***.

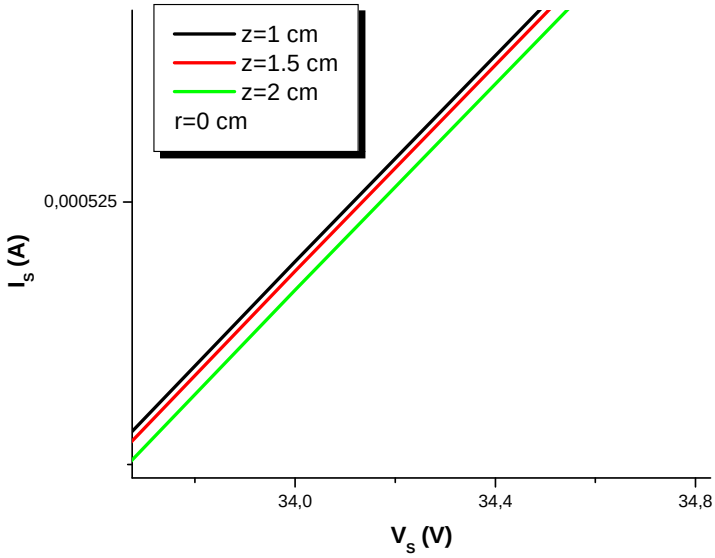

Figure III.12 : Caractéristiques courant-tension sont agrandit pour r=o cm.

III.6. Impact du rayon du plasma sur la caractéristique courant-tension

Pour étudier l'impact du rayon r, nous prenons les paramètres électriques de plasma tels que la température électronique, les densités électronique et ionique et le potentiel plasma, avec un champ magnétique nul (B=0 Tesla) **[4],[5]** et **[6],[7].**

Nous prenons des différentes valeurs de z (1, 1.5 et 2 cm) pour bien affirmer l'impact du rayon de plasma, avec l'utilisation du ***Tableau III.3***. Les différents cas sont présentés ci-après.

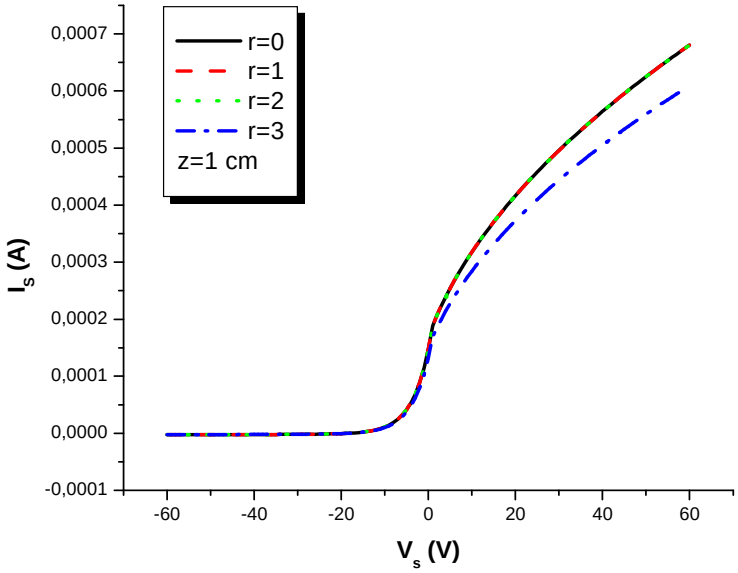

Figure III.13 (a) : Caractéristiques courant-tension pour z=1 cm.

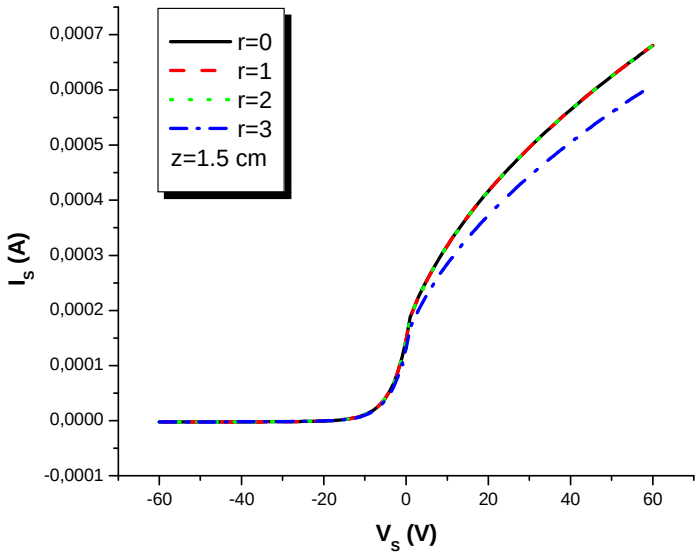

Figure III.13 (b) : Caractéristiques courant-tension pour z=1.5 cm.

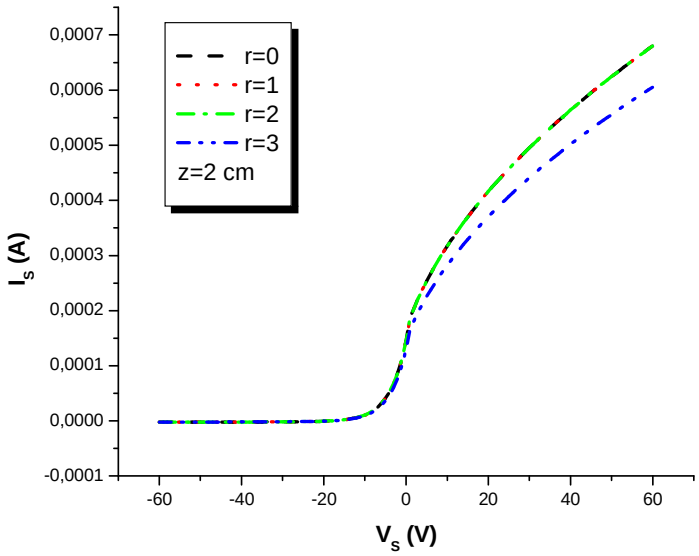

Figure III.13 (c) : Caractéristiques courant-tension pour z=2cm.

Des figures : ***Figure III.13 (a)***, ***(b)*** et ***(c) ;*** nous observons la différence entre ces courbes à la valeur de r=3 cm. Quand on prend d'autres valeurs de r (3.3, 3.5, 3.6 et 3.8 cm) à la dimension constante de z qui est 1.5 cm et avec une énergie thermique électronique $K_B T_e$ =4 eV ***(Figure III.14)***, nous observons un impact de r sur la caractéristique. Donc l'impact de la valeur du rayon r est visualisé au bord du plasma.

Le tableau ***III.4*** résume les paramètres électriques du plasma étudié :

Tableau III.4 : Regroupement des paramètres électriques de plasma dans différents valeurs de r (B=0 Tesla).

r (cm)	n_e (m^{-3})	n_i (m^{-3})	V_P (V)	$K_B T_e$ (eV)
3.3	$1.98*10^{14}$	$1.98*10^{14}$	0.0986	4
3.5	$1.90*10^{14}$	$1.90*10^{14}$	0.09807	4
3.6	$1.60*10^{14}$	$1.60*10^{14}$	0.09644	4
3.8	$9.47*10^{13}$	$9.47*10^{13}$	0.09231	4

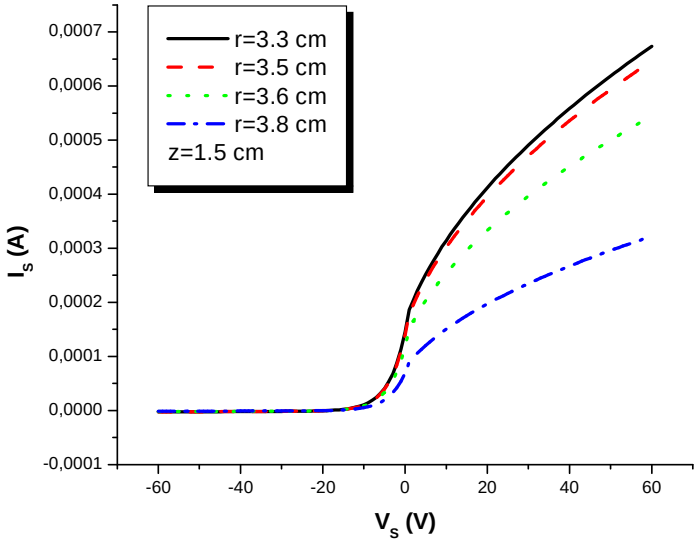

Figure III.14 : Caractéristiques courant-tension pour z=1.5 cm pour différentes valeurs de r au bord du plasma.

III.7. Impact du champ magnétique sur la caractéristique courant-tension

Pour étudier l'effet de champ magnétique dans un pulvérisateur sur les paramètres de plasma, nous prenons des différentes valeurs des paramètres électriques dans différentes valeurs des dimensions z et r de l'étude précédente **[4]**, **[5]** et **[6].**

Le tableau suivant résume les valeurs des paramètres de plasma, que nous y prenons des références **[4]**, **[5]** et **[6]**, où B=0.5 Tesla.

Tableau III.5: Paramètres électriques de plasma pour différentes valeurs de r.et z (B=0.5Tesla).

r (cm)	z (cm)	n_e (m^{-3})	n_i (m^{-3})	V_P (V)	$K_B T_e$(eV)
0	1.5	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.09935	4
	2	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.13587	4
1	1.5	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.09878	4
	2	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.13499	4
2	1.5	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.09876	4
	2	$2*10^{14}$	$2*10^{14}$	0.13497	4
3	1.5	$1.79*10^{14}$	$1.79*10^{14}$	0.09745	4
	2	$1.78*10^{14}$	$1.78*10^{14}$	0.13278	4

Nous dessinons les caractéristiques dans des différents cas, les figures suivantes y montrent les variations.

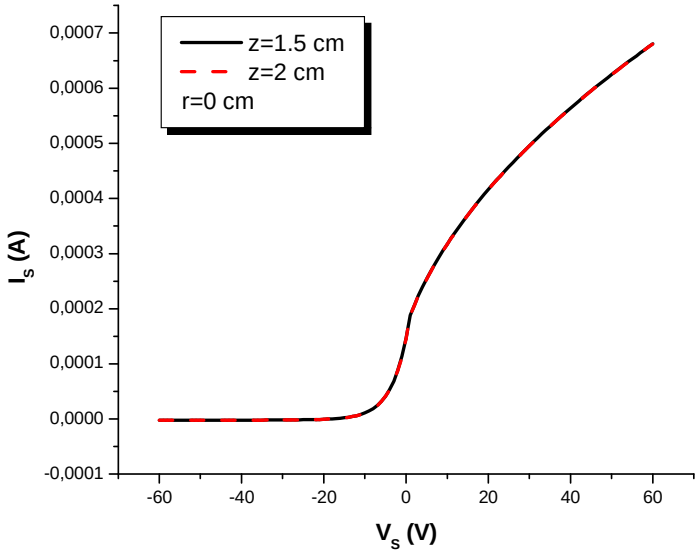

Figure III.15 (a) : Caractéristiques courant-tension pour r=0 cm (B=0.5 Tesla).

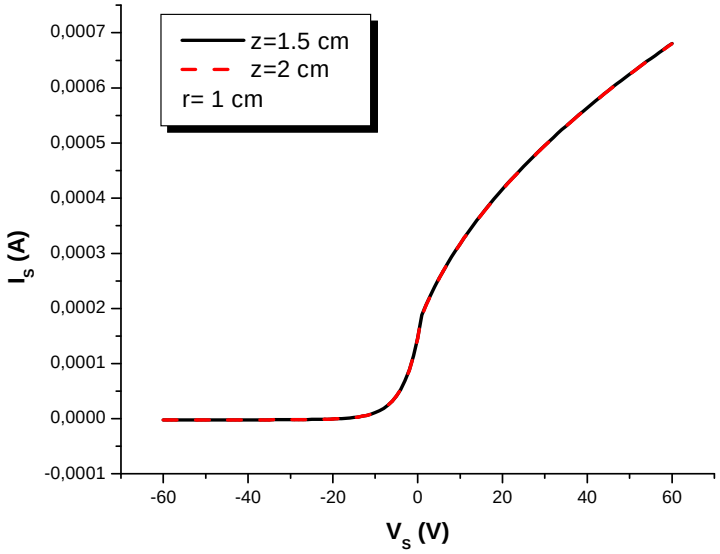

Figure III.15 (b) : Caractéristiques courant-tension pour r=1 cm (B=0.5 Tesla).

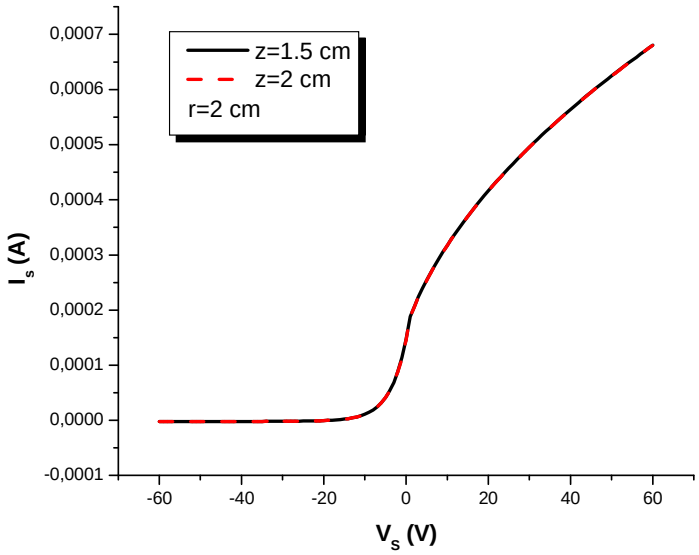

Figure III.15 (c): Caractéristiques courant-tension pour r=2 cm (B=0.5 Tesla).

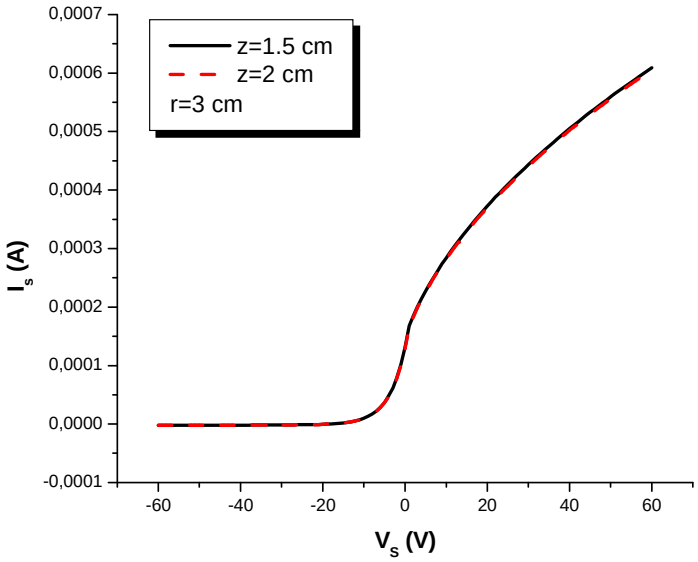

Figure III.15 (d) : Caractéristiques courant-tension pour r=3 cm (B=0.5 Tesla).

Ces courbes des ***Figures III.15 (a), (b), (c) et (d),*** ne montrent pas des différences remarquables entre eux. Mais quand on agrandit les courbes de la : ***Figure III.15 (d)***, nous observons une différence toute petite entre elles ***Figures III.16***.

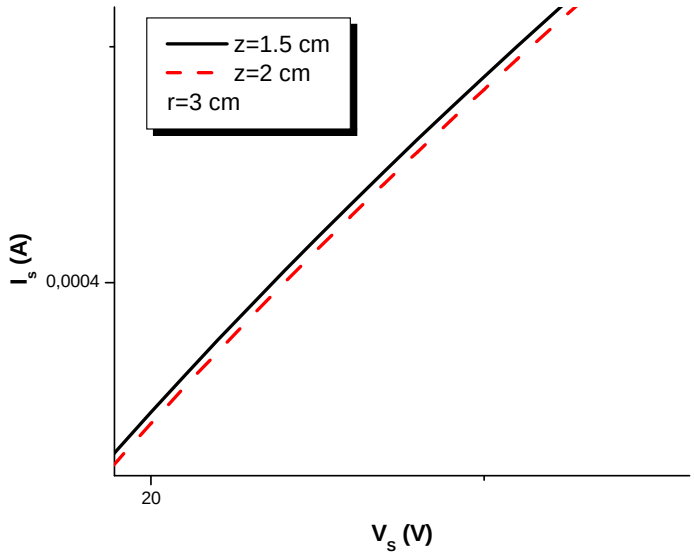

Figure III.16 : Caractéristiques courant-tension sont agrandit pour r=3.cm (B=0.5 Tesla).

L'impact du champ magnétique sur la caractéristique courant-tension n'est pas disponible au cœur du plasma. L'effet du champ magnétique se trouve proche des électrodes, où nous ne pouvons pas calculer le potentiel plasma (dans notre cas).

III.8 Impact de la puissance sur la caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir :

De l'étude expérimentale est présentée dans le référence de O**.** Meglali (2006, **[1]**) avec une pression constante (0.007 mbar), nous prenons des différentes valeurs des paramètres électriques de plasma ($K_B T_e$,n_e, n_i et V_P), dans quatre valeurs de puissance RF. Cette étude est appliquée sur une sonde électrostatique cylindrique.

Le tableau ci-dessous résume les paramètres de plasma :

Tableau III.6 : Regroupement des paramètres du plasma dans différents valeurs de puissance (avec pression 0.007 mbar).

La puissance RF (W)	$K_B T_e$ (eV)	n_e (m^{-3})	n_i (m^{-3})	V_P (V)
50	2.93	$1.8*10^{16}$	$3.45*10^{16}$	2.5198
70	2.92	$2.13*10^{16}$	$5.29*10^{16}$	2.5112
100	2.49	$2.28*10^{16}$	$5.57*10^{16}$	2.1414
200	2.56	$3.98*10^{16}$	$7.19*10^{16}$	2.2016

Nous dessinons la caractéristique courant-tension dans les quatre cas des valeurs de puissances (50, 70,100 et 200 W), ***Figure III.17***.

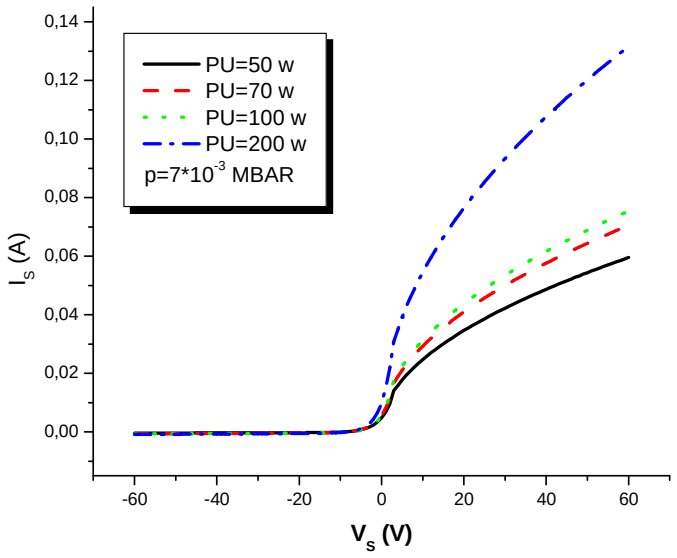

Figure III.17 : Caractéristiques courant-tension dans différents valeurs de puissance (à la pression constante 0.007 mbar).

Nous observons qu'il y'a une relation positive entre la puissance RF et le courant de sonde I_S. Donc la puissance affect sur la caractéristique courant-tension de sonde électrostatique étudiée.

III.9.Impact de la pression sur la caractéristique courant-tension :

Pour démontrer l'impact de pression sur la caractéristique courant-tension, nous prenons de l'étude de (O**.** Meglali),(2006, **[1]**) des différentes valeurs des paramètres électriques de plasma pour une puissance RF constante (100 W).

On résume ces paramètres dans le tableau ci-après, ***Tableau III.7 :***

Tableau III.7 : Regroupement des paramètres de plasma dans différents valeurs de pression (avec puissance 100 W).

Pression (mbar)	$K_B T_e$ (eV)	n_e (m^{-3})	n_i (m^{-3})	V_P (V)
0.007	2.49	2.28*10^{16}	5.57*10^{16}	2.1414
0.08	3.16	5.71*10^{16}	6.87*10^{16}	2.7176
0.2	3.332	6.48*10^{16}	7.19*10^{16}	2.86552

La courbe présentée dans la (***Figure III.18***), démontre la caractéristique courant-tension dans les trois valeurs de pression (0.007,0.08 et 0.2 mbar).

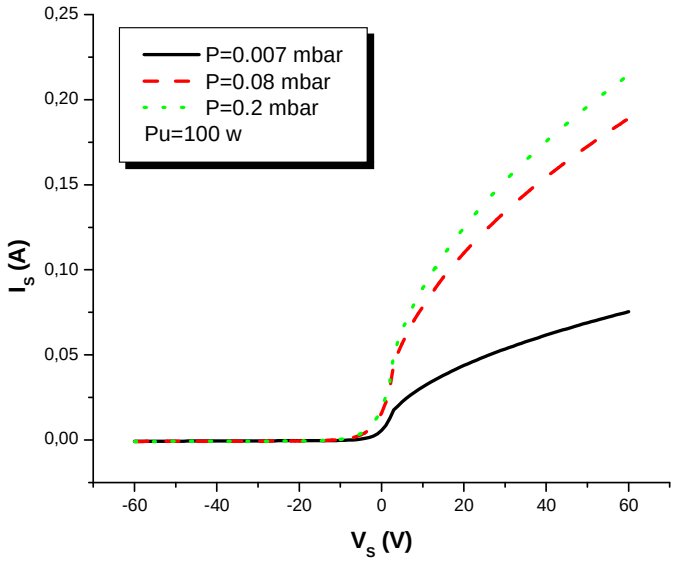

Figure III.18 : Caractéristiques courant-tension dans différents valeurs de pression (à la puissance constante 100 W).

Nous observons l'impact de valeur de pression sur la caractéristique courant-tension. Quand la pression augmente le courant de sonde I_s augmente aussi.

Références du chapitre III

[1] O**.** Meglali, M. S. Aida, N. Attaf et A. Bouraiou ; “Comparaison entre les paramètres électriques des plasmas d’hydrogène, d’hélium et d’argon” ; Université Mentouri-Constantine et Université M’hamed Bouguerra-Boumerdes, **01**, 41-45 (2006).

[2] R. L. Merlino ; ”Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics”; Department of Physics and Astronomy, Am. J. Phys., **75**, No. 12, 1078-1080 (2007).

[3] L. Conde ; ”An introduction to Langmuir probe diagnostics of plasmas”; Departamento de Física Aplicada E.T.S. Ingenieros Aeronáuticos, Universidad Politécnica de Madrid 28040, Madrid, Spain, 19-22 (2011).

[4] ز. بـــلة، "الدراسة التشخيصية بالمحاكاة العددية لمسبار كهربائي ساكن في رش مهبطي "، ماجستير، جامعة قاصدي مرباح ورقلة (2007).

[5] Z. Ballah, F. Khelfaoui et M.T. Meftah; ‘’ Modélisation numérique des propriétés électriques dans un pulvérisateur cathodique magnétron’’; Annales de la Faculté des Sciences et Sciences de l’Ingénieur, **1** n°3; 24-31 (2009).

[6] س. عبيد،،"دراسة في ثلاث أبعاد للمقادير الكهربائية في جهاز الرش المهبطي المغنطروني باستعمال طريقة الحجوم المنتهية "، ماجستير، جامعة قاصدي مرباح ورقلة (2012).

[7] S. ABID, Z. BALLAH et F. KHELFAOUI; “Calcul de grandeurs électriques de plasma d’argon pour la déposition de couches minces de silicium dans un pulvérisateur cathodique magnétro” ; 2ème Séminaire International sur la Physique de Plasmas (SIPP2013), Ouargla, 11 – 14 Mars (2013).

Conclusion generale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

Pour accroitre la vitesse de déposition des couches minces dans un pulvérisateur cathodique magnétron et pour améliorer le rendement de pulvérisateur, il est nécessaire d'étudier les paramètres électriques du plasma utilisé. Le diagnostique par la sonde électrostatique de Langmuir est un moyen d'étudier ces paramètres électriques. Dans notre mémoire, nous nous sommes intéressés à l'étude de ces sondes, aux paramètres électriques et aux paramètres macroscopiques des expériences.

Pour étudier le plasma il y a deux méthodes. Premièrement, la méthode théorique de modélisation basée sur le modèle microscopique, où le modèle électrique où le modèle fluide. La deuxième méthode est expérimentale. Qui est la technique de diagnostic par spectroscopie optique, par la spectrométrie de masse et par la sonde de Langmuir.

Dans notre travail, nous présentons une étude sur la sonde électrostatique de Langmuir de géométrie ; plane, cylindrique ou sphérique. Et nous déterminons les paramètres électriques du plasma : la température électronique, les densités électronique et ionique, et le potentiel plasma. Aussi, nous calculons la caractéristique courant-tension pour chaque type de géométrie de la sonde. Nous écrivons un programme de calcul sous le langage FORTRAN, pour calculer les caractéristiques des sondes et pour déterminer les paramètres de plasma.

Pour quelques applications numériques nous avons considérés les données d'un plasma d'argon, utilisé pour la déposition des couches minces de silicium dans un pulvérisateur cathodique magnétron. Le rayon du plasma est de 4 à 6 cm. La distance entre électrodes est de 3 à 4 cm. Le pulvérisateur est alimenté par une source de tension radiofréquence RF de fréquence 13.56 MHz.

Nous faisons des comparaisons entre notre étude et des différentes études précédentes. Premièrement, nous faisons une comparaison entre notre étude et celle de Z. Ballah et al. (2009). L'étude de Z. Ballah et al. présente un calcul de caractéristique courant-tension d'une sonde plane.

D'autres comparaisons avec différentes études expérimentales et théoriques sont faites. Les résultats des comparaisons sont très excellents et donnent une validation à nos équations et notre programme de calcul.

Nous présentons une étude paramétrique de l'effet de quelques grandeurs et paramètres macroscopiques.

Nous étudions l'impact de distance entre la cathode et l'anode z ($= 3\ cm$), sur la caractéristique courant-tension. L'impact de distance z dans le cœur de plasma est négligeable à cause de l'équilibre électrique et les densités électronique et ionique.

Pour le rayon du plasma r ($= 4\ cm$), nous trouvons l'impact juste au bord du pulvérisateur cathodique à géométrie cylindrique.

Nous étudions l'effet du champ magnétique sur la caractéristique et sur les paramètres électriques de plasma. Nous ne trouvons aucun impact, puisque l'effet du champ magnétique se trouve proximité de la cathode et de l'anode.

En utilisant les résultats de Meglali et al (2006), nous trouvons des variations des paramètres électriques de plasmas dues à la puissance et à la pression. L'impact sur la caractéristique courant-tension est très remarquable. La puissance et la pression permettent d'accroitre les valeurs des paramètres du plasma.

Malgré que nous présentions une étude sur les sondes électrostatiques (plane, cylindrique et sphérique) et le calcul des paramètres de plasma et le calcul de la caractéristique courant-tension, des propositions et les questions sont ouvertes dans le domaine de la recherche. Pour étudier le plasma de dépôt des couches minces, nous proposons :

- D'utiliser les résultats obtenus dans des études expérimentales pour le diagnostic de plasma sous vide ;
- D'étudier théoriquement d'autres types et d'autres montages de sondes simples ou multiples de sondes de Langmuir ;
- D'étudier l'effet du champ magnétique sur la caractéristique courant-tension théoriquement et expérimentalement ;
- De proposer des montages expérimentaux avec la sonde de Langmuir pour le diagnostic des plasmas en présence du champ magnétique.

Annexe

ANNEXE

I. Equation du Courant dans la branche intermédiaire de la caractéristique $I_s(V_s)$

Pour qu'un électron soit collecté par la sonde, il faut que son énergie puisse lui permettre de surmonter la barrière de potentiel à la surface de la sonde $-eV_s$ [**1**] . L'énergie d'un électron se trouvant dans un plasma au potentiel V_p vaut :

$$E = \frac{1}{2}\, m_e\, v^2 - eV_p$$

La vitesse minimale que doit avoir un électron, pour passer la barrière de potentiel sera donc :

$$v_{min}^2 = \frac{2e}{m_e}\,(V_p - V_S)$$

$$V = (V_p - V_S)$$

$$v_{min} = \left(\frac{2eV}{m_e}\right)^{1/2}$$

En fait, si nous considérons une petite sonde de disque plane à l'intérieur du plasma, on a recueilli un courant donné par :

$$I = A\sum_{i=1}^{N} q_i\; f_i(v)\, dv$$

Où A: est la surface d'une sonde.

$(n_i, la\ densité\ d'une\ particule\ ;\ q_i, la\ charge\ d'une\ particule)$

Considérons une petite sonde de disque plane à l'intérieur du plasma **[2]**, et dans le plan yz. Une particule va donner naissance à un courant que si elle présente la même composante de la vitesse vx. Ainsi, le courant à la sonde ne dépend pas de vy ou vz. Le courant à la sonde de l'espèce est une fonction de:

$$I(v) = nqA\left[\int_{-\infty}^{\infty} dv_y\, \left(\frac{m_\alpha}{2\pi K_B T_\alpha}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{m_\alpha v_y^2}{2K_B T_\alpha}\right\}\right]\left[\int_{-\infty}^{\infty} dv_z\, \left(\frac{m_\alpha}{2\pi K_B T_\alpha}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{m_\alpha v_z^2}{2K_B T_\alpha}\right\}\right]$$
$$\left[\int_{v_{min}}^{\infty} dv_x v_x\, \left(\frac{m_\alpha}{2\pi K_B T_\alpha}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{m_\alpha v_x^2}{2K_B T_\alpha}\right\}\right]$$

Nous supposons maintenant, que la fonction de distribution en vitesses, des électrons est une Maxwellienne.

$$f(v) = n_e\sqrt{\frac{m_e}{2\pi K_B T_e}}\, \exp\left\{-\frac{m_e v^2}{2K_B T_e}\right\}$$

Si A_s est la surface de la sonde, le courant collecté est donc:

$$I_e(v_x) = -en_eA\left[\int_{v_{min}}^{\infty} dv_x\, v_x \left(\frac{m_e}{2\pi K_B T_e}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{m_e v_x^2}{2K_B T_e}\right\}\right]$$

$$= -en_eA\left(\frac{m_e}{2\pi K_B T_e}\right)^{1/2}\left[\int_{v_{min}}^{\infty} \exp\left\{-\frac{m_e v_x^2}{2K_B T_e}\right\} v_x dv_x\right]$$

$$= -en_eA\left(\frac{m_e}{2\pi K_B T_e}\right)^{1/2}\left(\frac{K_B T_e}{m_e}\right)\exp\left(-\frac{eV}{K_B T_e}\right)$$

$$I_e(V) = -en_eA\left(\frac{K_B T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{eV}{K_B T_e}\right)$$

$I_e(V)$: est le courant électronique.

Et pour les ions, le courant collecté est :

$$I_i(V) = -en_iA\left(\frac{K_B T_e}{2\pi m_i}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{eV}{K_B T_e}\right)$$

n_e, n_i: les densités , électronique et ionique.

m_e, m_i: les masses , électronique et ionique.

T_e: la température électronique.

K_B: le constant de Boltzmann.

II. Equations du courant des branches de saturation ionique et électronique

Tout d'abord, nous allons examiner la motion d'une charge $q(\alpha = e, i)$ de masse m_α, Situé à la distance radiale r à la vitesse initiale v Cette particule se déplace à proximité d'une sonde cylindrique ou sphérique et nous utiliserons dans la suite $e = |e| > 0$, Puis $q_e = -e$ pour les électrons et $q_i = +e$ pour les ions **[3]**.

II.1. La sonde sphérique

Dans le cas de la sonde sphérique **[3]**, le mouvement d'une seule charge est limité à un plan défini par sa vitesse v et le plan de symétrie de la sphère. comme dans Figure 1, la vitesse $v = v_\perp + v_\parallel$ a deux composants $v_\parallel$ parallèlement et perpendiculairement $v_\perp$ à la direction radiale e_r , la normale à la surface de la sonde. La charge qui atteint la surface de la sonde r_p avec la vitesse $v' = v_\parallel' + v_\perp'$ provient de la distance radiale $r \geq r_p$ avec la vitesse initiale v.

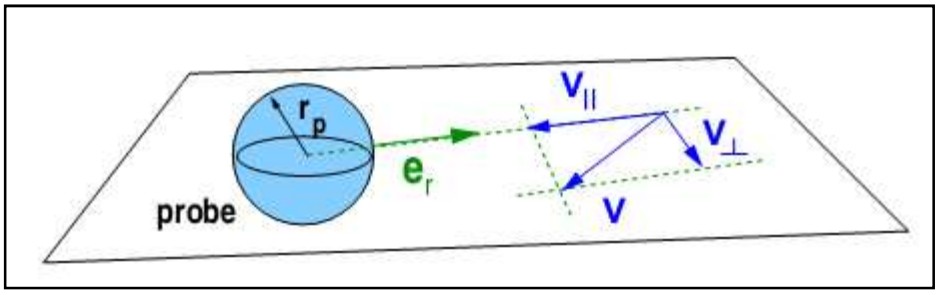

Figure 1 : Le schéma de la sonde sphérique et les composantes de la vitesse de charge.

En l'absence de collisions, l'énergie de cette particule est conservée,

$$\frac{m_\alpha}{2}\left(v_\parallel^2 + v_\perp^2\right) + q_\alpha V_p = \frac{m_\alpha}{2}\left(v_\parallel'^2 + v_\perp'^2\right) + q_\alpha V_s$$

Et également pour la composante du moment cinétique perpendiculaire au plan de *Figures 1* et *2*.

$rv_\perp = r_p v_\perp'$ et $v_\perp' = \frac{r}{r_p} v_\perp$

Définition $V = V_s - V_p$ nous avons,

$$v'^2 = v_\parallel^2 + v_\perp^2\left(1 - \frac{r^2}{r_p^2}\right) - \frac{2q_\alpha}{m_\alpha} V \geq 0$$

Afin de recueillir $v' \geq 0$ et ceci concerne l'amplitude angulaire de $v_\perp$ et radiales $v_\parallel$ composantes de la vitesse de charges collectées,

$$v_\perp^2 \leq \frac{v_\parallel^2 - 2q_\alpha V/m_\alpha}{(\mathrm{r}/\mathrm{r_p})^2 - 1}$$

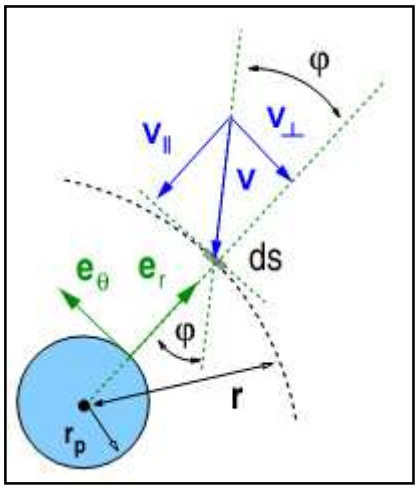

Figure 2 : la vitesse $v = v_\parallel + v_\perp$ de la charge.

Passage de l'élément de surface dS placé à la distance radiale.

Comme représenté sur la *Figure 2* les composantes de la vitesse sont, $v_\perp = v$ et $v_\parallel = v\ cos\varphi$,

$$v^2\ sin^2\varphi \leq \frac{v^2 cos^2\varphi - 2q_\alpha V/m_\alpha}{(r/r_p)^2 - 1}$$

De cette expression, on obtient l'angle maximum autorisé φ_m la vitesse de la particule v avec la direction radiale e_r de Fig. 2 pour la distance r,

$$sin^2\varphi_m \leq \frac{r_p^2}{r^2}\left(1 - \frac{2q_\alpha V}{m_\alpha v^2}\right) = \frac{r_p^2}{r^2}\left(1 - \frac{q_\alpha V}{E}\right) \qquad (1)$$

Ce dernier dépend de la distance radiale r à la sonde et le rapport entre l'énergie électrostatique $(q_\alpha V)$ et l'énergie cinétique initiale de la charge E de la charge entrante.

II.1.1. Les particules repoussées

Pour des particules repoussées $q_\alpha V > 0$ et des valeurs positives de l'Eq. (1) exige l'énergie cinétique des charges $E \geq q_\alpha$, également $r \geq r_p$ pour $sin^2\varphi \leq 1$. Par conséquent, la sonde recueille sur sa surface seulement les particules repoussés avec assez d'énergie pour surmonter la barrière de potentiel.

En raison de la symétrie, la densité de courant $dj(r)$ sur dS dans les figures 2 et 3 de charges attirés ou repoussés par le sphérique est parallèle à $\boldsymbol{e}_r$ et,

$$(dj)_\parallel = dj = q_\alpha v_\parallel dn_\alpha$$

Les détails de l'intégration sur la surface dS sont sur la *Figure 3*, et en utilisant $dv = v^2\ sin\varphi\ d\theta\ d\varphi\ dv$ que nous avons,

$$dj = (q_\alpha n_{\alpha 0})(v\ cos\varphi)v^2\ sin\varphi\ f_\alpha(v)\ dv\ d\theta\ d\varphi \qquad (2)$$

•Maintenant, nous faisons une hypothèse importante : la fonction de distribution des vitesses est isotrope, elle ne dépend que de l'énergie des particules, $f_\alpha(v) = f_\alpha(|v|)$, nous obtenons,

$$j(r) = (q_\alpha n_{\alpha 0}) \int_{v_m}^{\infty} v^3\ f_\alpha\ (v) dv \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\varphi_m} sin\varphi\ cos\varphi\ d\varphi$$

Pour les charges repoussées $(q_\alpha V > 0)$, une énergie initiale minimale (ou vitesse) est $mv_m^2/2\ \geq q_\alpha V$ est nécessaire pour surmonter la barrière de potentiel autour de la sonde. Par conséquent,

$$j(r) = (q_\alpha n_{\alpha 0})\ \pi \int_{v_m}^{\infty} v^3\ f_\alpha\ (v)\ sin^2\ \varphi_m\ dv$$

Et φ_m est éliminé en utilisant l'Eq. (1) :

$$j(r) = (q_\alpha n_{\alpha 0})\, \pi \left(\frac{r_p^2}{r^2}\right) \int_{\sqrt{2q_\alpha V/m_\alpha}}^{\infty} v^3 f_\alpha(v) \left(1 - \frac{2q_\alpha V}{m_\alpha v^2}\right) dv \qquad (3)$$

Cette dernière expression ne dépend que de la vitesse des particules v et diminue avec la distance radiale. En l'absence d'ionisation et des pertes de charge pour $r \geq r_p$ pour les particules $v \geq v_m$ le courant de la sonde est : $I(r) = I(r_p)$ et $I(r_p) = (4\pi r^2)\, j(r)$ et enfin nous avons :

$$I(r_p) = (q_\alpha n_{\alpha 0})\, \pi\ A_{sph} \int_{\sqrt{2q_\alpha V/m_\alpha}}^{\infty} v^3 f_\alpha(v) \left(1 - \frac{2q_\alpha V}{m_\alpha v^2}\right) dv \qquad (4)$$

Où $A_{sph} = 4\pi r_s^2$ est la surface de la sonde sphérique.

Les équations (3) et (4) sont en général réalisées sans dimension en utilisant la vitesse thermique,

$$c = \sqrt{\frac{2K_B T_\alpha}{m_\alpha}}$$

Où $K_B T_\alpha$ est la température cinétique de l'espèce α. La vitesse sans dimension est $\hat{u} = v/c$ et $\hat{u}_m = \sqrt{\hat{V}}$ avec $\hat{V} = q\hat{V}/K_B T_\alpha$. Ce potentiel de la sonde sans dimension compare l'énergie électrostatique $(e\hat{V})$ et l'énergie thermique $(K_B T_\alpha)$ des particules ; ainsi nous avons :

$$j(r) = (q_\alpha n_{\alpha 0})\, \pi\, c^4 \left(\frac{r_p^2}{r^2}\right) \int_{\sqrt{\hat{V}}}^{\infty} \hat{u}^3\ f_\alpha(\hat{u}) \left(1 - \frac{\hat{V}}{\hat{u}^2}\right) d\hat{u} \qquad (5)$$

Les intégrales peuvent être évaluées pour le cas particulier de la fonction de distribution des vitesses de Maxwell Boltzmann,

$$f(\hat{u}) = \frac{1}{\pi^{3/2}\, c^3}\, e^{-\hat{u}^2} \qquad (6)$$

En utilisant,

$$\int_{\hat{u}_m}^{\infty} \hat{u}^3\ e^{-\hat{u}^2} \left(1 - \frac{\hat{u}_m^2}{\hat{u}^2}\right) d\hat{u} = \frac{e^{-\hat{u}_m^2}}{2}$$

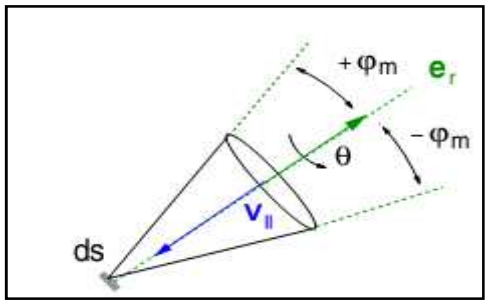

Figure 3: Les angles considérés sur un élément de surface dS dans l'équation (2).

Nous obtenons une expression simple pour le courant de particules repoussées :

$$j(r) = \frac{q_\alpha n_{\alpha 0}}{4} V_{th} \exp(\frac{q_\alpha (V_p - V_s)}{K_B T_\alpha}) \qquad (7)$$

Où $V_{th} = (8K_B T_\alpha / \pi m_\alpha)^{1/2}$ et aussi :

$$I(r) = \frac{q_\alpha n_{\alpha 0} A_{sph}}{4} V_{th} \exp(\frac{q_\alpha (V_p - V_s)}{K_B T_\alpha}) \qquad (8)$$

Cette croissance exponentielle du courant est en conformité avec la réponse attendue pour les électrons de la sonde idéale le long du segment BC. Lorsque la sonde est polarisée à un potentiel de plasma locale ($V_s = V_p$ *où* $V = 0$) le courant collecté est le flux aléatoire de charges à sa surface :

$$I(r) = \frac{q_\alpha n_{\alpha 0} A_{sph}}{4} V_{th} \qquad (9)$$

II.1.2. Les particules attirées

Pour les charges attirées, où pour $q_\alpha V = -|q_\alpha V| < 0$ dans l'équation (1) :

$$sin^2 \varphi_m \leq \frac{r_p^2}{r^2}\left(1 + \frac{2|q_\alpha V|}{m_\alpha v^2}\right) = \frac{r_p^2}{r^2}\left(1 + \frac{|q_\alpha V|}{E}\right) \qquad (10)$$

Ainsi, le comportement de l'orbite des particules selon que les vitesses des particules initiales sont plus petites ou plus grandes qu'une certaine vitesse v_s définie par la distance radiale :

$$r_s = r_p \sqrt{1 + \frac{|q_\alpha V|}{E}}$$

Qui est $r_s > r_p$ pour $E > 0$. Pour une valeur r_s fixe (et à ce point indéterminée) de la vitesse $v_s$de l'équation. (10) est :

$$v_s^2 = \frac{2|q_\alpha V|}{m_\alpha (r_s^2 / r_p^2 - 1)}$$

qui définit l'énergie $E_s = m_\alpha v_s^2 / 2$ pour $\sin \varphi_m = 1$ dans l'équation (10).

La distance radiale r_s, qui pourrait être identifié avec *le seuil de la gaine*, et ne peut pas être déterminée avec précision à ce stade sans résoudre l'équation de Poisson pour déterminer le profil de potentiel de plasma $V(r)$ autour de la sonde.

Par conséquent, pour $r = r_s$ les particules avec $E \leq E_s$ sont collectées car l'Eq. (10) est toujours satisfaite. La distance radiale r_s jeu le rôle de rayon de seuil pour les orbites des particules et le mouvement des charges de la sonde est dit *gaine limitée*. Pour $v > v_s$ et $r = r_s$ seules les particules avec $sin^2 \varphi \leq 1$ sont collectées tandis que d'autres orbites où leurs trajectoires se plient autour de la sonde. Le mouvement des charges est dit *orbite limitée*.

Pour les particules accélérées, la densité de courant $d\boldsymbol{j}_{\parallel}(r)$ entrant dans $d\boldsymbol{S}$ dans les figures 2 et 3 est constituée de deux termes, $dj(r_s) = dj_{sl}(r_s) + dj_{ol}(r_s)$ en fonction de la vitesse des charges entrantes avec :

$$j_{sl}(r_s) = (q_\alpha n_{\alpha 0}) \int_0^{v_s} v^3 \; f_\alpha(v)\, dv \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\pi} \sin\varphi \cos\varphi \, d\varphi$$

Et :

$$j_{ol}(r_s) = (q_\alpha n_{\alpha 0}) \int_{v_s}^{\infty} v^3 \; f_\alpha(v)\, dv \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\varphi_m} \sin\varphi \cos\varphi \, d\varphi$$

Après l'intégration et l'utilisation de l'équation (10) pour $sin^2\varphi_m$ nous avons :

$$j(r_s) = (q_\alpha n_{\alpha 0})\, \pi \left[\int_0^{v_s} v^3 \; f_\alpha(v)\, dv + \left(\frac{r_p^2}{r_s^2}\right) \int_{v_s}^{\infty} v^3 \; f_\alpha(v) \left(1 + \frac{2|q_\alpha V|}{m_\alpha v^2}\right) dv \right] \quad (11)$$

Comme précédemment, le courant de la sonde est $(r_p) = 4\pi r_s^2\, j(r_s)$, et on a :

$$I(r_p) = (q_\alpha n_{\alpha 0})\, \pi \left[(4\pi r_s^2) \int_0^{v_s} v^3 \; f_\alpha(v)\, dv + (4\pi r_p^2) \int_{v_s}^{\infty} v^3 \; f_\alpha(v) \left(1 + \frac{2|q_\alpha V|}{m_\alpha v^2}\right) dv \right] \quad (12)$$

Maintenant, pour calculer le résultat final où le cas particulier de la distribution de Maxwell Boltzmann (Eq. 6), nous introduisons l'expression de dimension équivalente à l'équation (11),

$$j(r_s) = (q_\alpha n_{\alpha 0})\, \pi\, c^4 \frac{1}{\pi^{3/2}\, c^3} \left[\int_0^{\hat{u}_s} \hat{u}^3\, f_\alpha(\hat{u})\, d\hat{u} + \left(\frac{r_p^2}{r_s^2}\right) \int_{\hat{u}_s}^{\infty} \hat{u}^3 \; f_\alpha(\hat{u}) \left(1 + \frac{|\hat{V}|}{\hat{u}^2}\right) d\hat{u} \right]$$

Où $\hat{u}_s = v_s/c$, et ensuite :,

$$j(r_s) = (q_\alpha n_{\alpha 0}) \frac{c}{\sqrt{\pi}} \left[\int_0^{\hat{u}_s} \hat{u}^3\, e^{-\hat{u}^2} \; d\hat{u} + \left(\frac{r_p^2}{r_s^2}\right) \int_{\hat{u}_s}^{\infty} \hat{u}^3 \; e^{-\hat{u}^2} \left(1 + \frac{|\hat{V}|}{\hat{u}^2}\right) d\hat{u} \right]$$

Et en utilisant les intégrales :

$$\int_0^{\hat{u}_s} \hat{u}^3\, e^{-\hat{u}^2} \; d\hat{u} = \frac{1}{2} \left[1 - e^{-\hat{u}_s^2}(1 + \hat{u}_s^2)\right]$$

$$\int_{\hat{u}_s}^{\infty} \hat{u}^3 \; e^{-\hat{u}^2} \left(1 + \frac{|\hat{V}|}{\hat{u}^2}\right) d\hat{u} = \frac{e^{-\hat{u}_s^2}}{2} \left[1 + \hat{u}_s^2 + |\hat{V}|\right]$$

Ce qui conduit à :

$$j(r_s) = (q_\alpha n_{\alpha 0}) \frac{c}{2\sqrt{\pi}} \left[1 + e^{-\hat{u}_s^2} \left(\left(\frac{r_p^2}{r_s^2} - 1\right) + \hat{u}_s^2 \left(\frac{r_p^2}{r_s^2} - 1\right) + \frac{r_p^2}{r_s^2} |\hat{V}| \right) \right]$$

L'expression finale est :

$$j(r_s) = (q_\alpha n_{\alpha 0})\ \frac{c}{2\sqrt{\pi}} \left[1 + \left(\frac{r_p^2}{r_s^2} - 1\right)\ e^{-\hat{u}_s^2}\right] \qquad (13)$$

Et le courant collecté coïncide avec l'Eq. (29) de la référence [4].

$$I(r_p) = \frac{A_{sph}}{4}\ (q_\alpha n_{\alpha 0})\ V_{th}\ \frac{r_s^2}{r_p^2} \left[1 - \left(1 - \frac{r_p^2}{r_s^2}\right) \exp\left(-\frac{r_p^2}{r_s^2 - r_p^2}\ \frac{|q_\alpha V|}{K_B T_\alpha}\right)\right] \qquad (14)$$

II.2. La sonde cylindrique

Le dispositif avec le mouvement de particules dans la géométrie cylindrique **[3]**, nous supposons que la sonde d'une longueur ($L \gg r_p$) est beaucoup plus grande que son rayon. Quant à la sonde sphérique, la vitesse à r_p est v' et v à la distance radiale $r > r_p$. La vitesse v_z le long de l'axe Z est constant et $v_\perp = v_r + v_\theta$ dans le plan P perpendiculaire à l'axe de la sonde avec $v_\parallel \equiv v$ (à comparer avec Fig.4). Par conséquent :

$$\frac{m_\alpha}{2}\left(v_r^2 + v_\theta^2 + v_z^2\right) - q_\alpha \phi_p = \frac{m_\alpha}{2}\left(v_r'^2 + v_\theta'^2 + v_z'^2\right)$$

La composante L_z de la conservation du moment angulaire :

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{r} \wedge \boldsymbol{v}_\perp\ , r v_\theta = r_p\ v_\theta' \ \text{ et } v_\theta' = \frac{r}{r_p}\ v_\theta$$

Et encore, nous en déduisons une relation entre la composante radiale v_r et la composante angulaire v_θ dans le plan P :

$$\frac{v_r^2 - q_\alpha\, V/m_\alpha}{\left(r^2/r_p^2 - 1\right)} \geq v_\theta^2$$

Quant à la sonde sphérique Fig. 2 nous avons, $v_\theta = v_\perp \sin\varphi$ et $v_r = v_\perp \cos\varphi$,

$$sin^2\ \varphi_m\ \leq \frac{r_p^2}{r^2}\left(1 - \frac{2 q_\alpha V}{m_\alpha\, v_\perp^2}\right) \qquad (15)$$

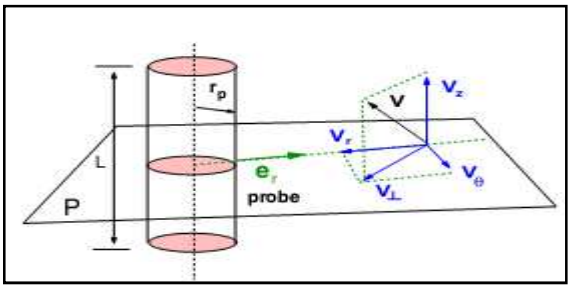

Figure 4: La géométrie de la sonde cylindrique.

C'est la condition équivalente à l'équation. (1) mais seulement elle comporte la composante de la vitesse $v_\perp$ dans le plan P au lieu de $v = \sqrt{v_\perp^2 + v_z^2}$ que pour la sonde

sphérique. Encore une fois, deux situations différentes se posent pour les particules attirées et repoussées.

II.2.1. Les particules repoussées

Pour les charges repoussées $(q_\alpha V > 0)$ dans l'équation (15) les particules nécessitent une vitesse minimum $v_{\perp m} = \sqrt{2q_\alpha V/m_\alpha}$ pour atteindre la distance radiale r_p. En outre, la valeur maximale autorisée pour φ est,

$$\sin\varphi_m = \pm\,\frac{r_p}{r}\sqrt{1-\frac{2q_\alpha V}{m_\alpha v_\perp^2}}$$

La densité de courant sur l'élément surface $d\boldsymbol{S}$ de la figure 10 dans la direction de la sonde cylindrique est à nouveau :

$$dj(r) = q_\alpha v_r\, dn_\alpha = (q_\alpha n_{\alpha 0})(v_\perp \cos\varphi)\, f_\alpha(v)\, dv$$

avec $dv = dv_\perp\, dv_z$ donc $dv = v_\perp\, d\varphi\, dv_\perp\, dv_z$. Maintenant, en supposant à nouveau que la fonction de distribution d'énergie normalisée est ***isotrope*** et qui peut être écrite comme : $f_\alpha(v) = f_{\alpha\perp}(v_\perp)\, f_{\alpha z}(v_z)$ la densité de courant devient,

$$dj(r) = (q_\alpha\, n_{\alpha 0}) \int_{v_\perp}^{\infty} v_\perp^2\; f_{\alpha\perp}(v_\perp)\, dv_\perp \int_{-\varphi_m}^{+\varphi_m} \cos\varphi\; d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\alpha z}(v_z)\, d\, v_z$$

Après intégration et utilisation de l'équation (15) nous obtenons :

$$j(r) = 2(q_\alpha\, n_{\alpha 0})\, \frac{r_p}{r} \int_{v_{\perp m}}^{\infty} v_\perp^2 \sqrt{1-\frac{2q_\alpha V}{m_\alpha v_\perp^2}}\; f_{\perp\alpha}(v_\perp)\, dv_\perp \qquad (16)$$

Et le courant collecté est calculé comme $I(r_p) = (2\pi r L) j(r)$

$$I(r_p) = 2A_{cyl}(q_\alpha n_{\alpha 0}) \int_{v_{\perp m}}^{\infty} v_\perp^2 \sqrt{1-\frac{2q_\alpha V}{m_\alpha v_\perp^2}}\; f_{\perp\alpha}(v_\perp)\, dv_\perp \qquad (17)$$

Où $A_{cyl} = 2\pi r_p L$ est la surface de la sonde.

Pour le cas particulier de la distribution de Maxwell Boltzmann (Eq. 6) en utilisant la vitesse sans dimension $\hat{u} = v_\perp / c$, nous avons :

$$j(r) = 2(q_\alpha\, n_{\alpha 0})\, \frac{r_p}{r} \int_{\hat{u}_m}^{\infty} \hat{u}^2\; e^{-\hat{u}^2} \sqrt{1-\frac{\hat{V}}{\hat{u}^2}}\; d\hat{u}$$

Et dans ce cas,

$$\int_{\hat{u}_m}^{\infty} \hat{u}^2\; e^{-\hat{u}^2} \sqrt{1-\frac{\hat{V}}{\hat{u}^2}}\; d\hat{u} = \frac{\sqrt{\pi}}{4}\; e^{-\hat{u}_m^2}$$

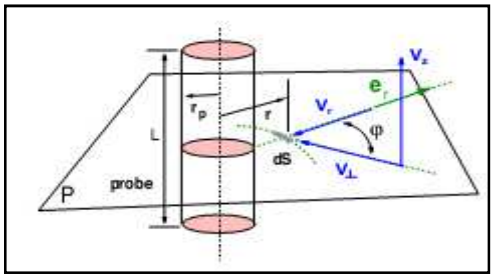

Figure 5: La vitesse $v = v_\perp + v_z$ d'une charge sur l'élément surface dS placé à la distance radiale.

Les valeurs finales pour la densité de courant à la distance radiale r est,

$$j(r) = \frac{r_p}{r}\,\frac{(q_\alpha\, n_{\alpha 0})\, V_{th}}{4}\exp(\hat{V}) = \frac{r_p}{r}\,\frac{(q_\alpha\, n_{\alpha 0})\, V_{th}}{4}\exp\left(\frac{q_\alpha\, \hat{V}}{K_B\, T_\alpha}\right) \qquad (18)$$

Et le courant collecté par la sonde est :

$$I(r_p) = \frac{(q_\alpha\, n_{\alpha 0})\, V_{th}\, A_{cyl}}{4}\exp\left(\frac{q_\alpha(V_s - V_p)}{K_B\, T_\alpha}\right) \qquad (19)$$

Ainsi, pour un plasma de vitesses maxwellienne le courant de particules repoussé pour des sondes sphériques et cylindriques ne diffèrent que par un facteur géométrique, A_{sph} ou A_{cyl}. Encore une fois, lorsque la sonde est polarisée à un potentiel plasma $V = 0$ et recueille le flux thermique des particules,

$$I(V_p) = \frac{(q_\alpha\, n_{\alpha 0})\;\; A_{cyl}}{4}\; V_{th}$$

II.2.2. Les particules attirées

Pour $q_\alpha V < 0$ et l'équation (15) devient :

$$sin^2\,\varphi = \frac{r_p^2}{r^2}\left(1 + \frac{2|q_\alpha\, V|}{m_\alpha\, v_\perp^2}\right) \qquad (20)$$

qui définit la distance radiale $r_s > r_p$ et la vitesse $v_{\perp s}$. Selon la vitesse des charges attirées, comme pour la sonde sphérique, la composante radiale de la densité de courant à la distance r_s est la somme $dj(r_s) = dj_{sl}(r_s) + dj_{ol}(r_s)$ de la gaine limitées et l'orbite des parties limitées. Dans ce cas, l'aide $v_r = v_\perp\, \cos\varphi$ et :

$$(dj)_r = dj(r_c) = q_\alpha\, v_r\, dn_\alpha = (q_\alpha\, n_{\alpha 0})\,(v_\perp \cos\varphi)\, f_\alpha(v)\, dv$$

En supposant une fonction de distribution de vitesse anisotrope, avec les détails de l'intégration, comme indiqué dans la *Figure 5 :*

$$j_{sl}(r_s) = (q_\alpha\, n_{\alpha 0})\int_0^{v_{\perp s}} v_\perp^2\; f_{\alpha\perp}(v_\perp)\, dv_\perp \int_{-\pi}^{\pi}\cos\varphi\, d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\alpha z}(v_z)\, dv_z \qquad (21)$$

Et :

$$j_{ol}(r_s) = (q_\alpha\, n_{\alpha 0})\int_{v_{\perp s}}^{\infty} v_\perp^2\; f_{\alpha\perp}(v_\perp)\, dv_\perp \int_{-\pi}^{\pi}\cos\varphi\, d\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\alpha z}(v_z)\, dv_z$$

Utilisation de l'équation (20) l'intégration conduit à,

$$j(r_s) = 2(q_\alpha\, n_{\alpha 0}) \int_0^{v_{\perp s}} v_\perp^2\, f_{\alpha\perp}(v_\perp)\, dv_\perp + (q_\alpha\, n_{\alpha 0})\, \frac{r_p}{r_s} \int_{v_{\perp s}}^{\infty} v_\perp^2 \sqrt{1 + \frac{2|q_\alpha V|}{m_\alpha\, v_\perp^2}}\, f_{\alpha\perp}(v_\perp)\, dv_\perp$$

(22)

Le courant correspondant est $(r_p) = (2\pi r_s L)\, j(r_s)$. En raison de la symétrie cylindrique, cette dernière équation comprend *la fonction de distribution de vitesse à deux dimensions* $f_{\alpha\perp}(v_\perp)$. L'équation. (22) avec $\hat{u} = v_\perp / c$ est :

$$j(r_s) = (q_\alpha\, n_{\alpha 0}) \frac{2c}{\pi} \left[2 \int_0^{\hat{u}_s} \hat{u}^2\, f_{\alpha\perp}(\hat{u})\, d\hat{u} + \frac{r_p}{r_s} \int_{\hat{u}_s}^{\infty} \hat{u}^2\, f_{\alpha\perp}(\hat{u}) \sqrt{1 + \frac{|\hat{V}|}{\hat{u}^2}}\, d\hat{u} \right]$$

Et pour le cas particulier des deux dimensions de distribution de Maxwell Boltzmann,

$$f_{2d}(\hat{u}) = \frac{2}{\pi c}\, e^{-\hat{u}^2}$$

Nous obtenons :

$$j(r_s) = (q_\alpha\, n_{\alpha 0})\, \frac{2c}{\pi} \left[\int_0^{\hat{u}_s} \hat{u}^2\, e^{-\hat{u}^2}\, d\hat{u} + \frac{r_p}{r_s} \int_{\hat{u}_s}^{\infty} \hat{u}^2\, e^{-\hat{u}^2} \sqrt{1 + \frac{|\hat{V}|}{\hat{u}^2}}\, d\hat{u} \right]$$

Les valeurs de ces intégrales sont :

$$\int_0^{\hat{u}_s} \hat{u}^2\, e^{-\hat{u}^2}\, d\hat{u} = \frac{1}{4} \left[-2\, \hat{u}_s\, e^{-\hat{u}_s^2} + \sqrt{\pi}\, Erf(\hat{u}_s) \right]$$

$$\int_{\hat{u}_s}^{\infty} \hat{u}^2\, e^{-\hat{u}^2} \sqrt{1 + \frac{|\hat{V}|}{\hat{u}^2}}\, d\hat{u} = \frac{e^{-\hat{u}^2}}{2} \sqrt{\hat{u}_s^2 + |\hat{V}|} + \frac{\sqrt{\pi}}{4}\, e^{|\hat{V}|}\, Erfc\left(\sqrt{\hat{u}_s^2 + |\hat{V}|} \right)$$

Où $Erf(x)$ et $Erfc(x)$ sont les fonctions erreur et erreurs – complémentaires. Après quelques manipulations que nous obtenons :

$$j(r_s) = \frac{1}{4}\, (q_\alpha\, n_{\alpha 0})\, V_{th} \left[Erf(\hat{u}_s) + \frac{r_p}{r}\, e^{|\hat{V}|}\, Erfc\left(\sqrt{\hat{u}_s^2 + |\hat{V}|} \right) \right] \qquad (23)$$

et aussi pour le courant $I(r_p) = (2\phi r_s L)\, J(r_s)$,

$$I(r_p) = \frac{A_{cyl}}{4} (q_\alpha\, n_{\alpha 0})\, V_{th} \left[\frac{r_s}{r_p} Erf(\hat{u}_s) + e^{|\hat{V}|}\, Erfc\left(\sqrt{\hat{u}_s^2 + |\hat{V}|} \right) \right] \qquad (24)$$

III. Approximations

Certaines approximations sont nécessaires pour éliminer r_s des expressions ci-dessus pour *les particules attirées*. Ils comparent le rayon de la sonde r_p avec la distance radiale r_s de

La limite de la gaine. Le rapprochement *mince gaine* correspond à $r_s - r_p \gg r_p$ tandis que dans *l'épaisseur limite de gaine* $r_s \gg r_p$.

III .1 La limite de mince gaine

•Dans ce cas, la vitesse normalisée est telle que :

$$\hat{u}_c^2 = |\hat{V}| \frac{r_p^2}{r_s^2 - r_p^2}$$

est grande dans la limite $r_s - r_p \gg r_p$. Ainsi, l'écriture $I_{es} = A_{sph}\,(q_\alpha n_{\alpha 0}\, V_{th})/4$. L'Eq. 14 s'écrit :

$$I(r_p) = I_{es} \frac{r_s^2}{r_p^2} \left[1 - \left(1 - \frac{r_p^2}{r_s^2}\right) e^{-\hat{u}_c^2}\right]$$

Et en utilisant $\exp(-\hat{u}_c^2) \simeq 1$ nous obtenons :

$$I(r_p) = I_{es} \frac{r_s^2}{r_p^2} \left(1 - 1 + \frac{r_p^2}{r_s^2}\right) = I_{es}$$

Par conséquent, le courant de particules attirées pour une sonde sphérique dans *la limite mince de la gaine* est constant pour des tensions de polarisation $V_s \gg V_p$.

• Pour la sonde cylindrique, avec $I_{es} = A_{cyl}\,(q_\alpha n_{\alpha 0}\, V_{th})/4$, l'Eq. 24 s'écrit :

$$I(r_p) = I_{es} \left[\frac{r_s}{r_p}\, Erf(\hat{u}_c) + e^{|\hat{V}|}\, Erfc\left(\sqrt{\hat{u}_c^2 + |\hat{V}|}\right)\right] = I_{es}\, F(\hat{u}_c, |\hat{V}|)$$

Et dans la limite $r_s - r_p \gg \mathrm{r_p}$ nous pouvons utiliser :

$$Erfc(x) = 1 - Erf(x) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-x^2}}{x}$$

pour les grandes valeurs de x. Ainsi, la fonction $F(\hat{u}_c, |\hat{V}|)$ peut être approximée par :

$$F(\hat{u}_c, |\hat{V}|) \simeq \frac{r_s}{r_p}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\hat{u}^2}}{\hat{u}}\right) + \frac{e^{|\hat{V}|}}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\hat{u}^2} e^{-|\hat{V}|}}{\sqrt{\hat{u}_c^2 + |\hat{V}|}}$$

Et nous avons,

$$\hat{u}_c^2 + |\hat{V}| = |\hat{V}| \frac{r_p^2}{r_s^2 - r_p^2} + |\hat{V}| = \frac{r_s^2}{r_p^2}\, \hat{u}_c^2$$

Après quelques manipulations simples, nous obtenons :

$$F(\hat{u}_c, |\hat{V}|) \simeq \frac{r_s}{r_p}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{r_p^2}{r_s^2 - r_p^2} r_p^2 \frac{e^{-\hat{u}^2}}{\hat{u}}\right) \simeq \frac{r_s}{r_p} \sim 1$$

Par conséquent, dans la limite de la gaine mince, le courant de charges collectées attirées par les deux, les sondes cylindriques et sphériques $I = I_{es}$ est égal au courant et indépendante de la polarisation de la sonde de saturation d'électrons pour $V_s \gg V_p$.

III.2 La limite d'épaisseur de la gaine

►Pour la sonde sphérique lorsque $r_s/r_p \gg 1$ nous utilisons l'approximation suivante :

$$exp(-\hat{u}_c^2) = exp\left[-|\hat{V}|\frac{1}{r_s^2/r_p^2 - 1}\right] \simeq exp\left(-|\hat{V}|\frac{r_p^2}{r_s^2}\right) \sim 1 - |\hat{V}|\frac{r_p^2}{r_s^2}$$

Et dans l'équation. (14) nous avons :

$$I(r_p) \simeq \frac{A_{sph}}{4}(q_\alpha n_{\alpha 0})\, V_{th}\left[\frac{r_s^2}{r_p^2} - \frac{r_s^2}{r_p^2}\left(1 - \frac{r_p^2}{r_s^2}\right)\left(1 - \frac{r_p^2}{r_s^2}|\hat{V}|\right)\right]$$

Avec l'écriture de $I_{es} = (A_{sph}\, q_\alpha\, n_{\alpha 0}\, V_{th})/4$, nous obtenons :

$$I(r_p) \simeq I_{es}\left(1 + |\hat{V}| - \frac{r_p^2}{r_s^2}|\hat{V}|\right)$$

Enfin, en négligeant le petit terme,

$$I(r_p) \simeq I_{es}\left(1 + \frac{|q_\alpha V|}{K_B T_\alpha}\right) \qquad (25)$$

Dans la limite d'épaisseur de la gaine du courant collecté des particules attirées, pour la sonde sphérique, croît linéairement avec le potentiel de polarisation $V_s \gg V_p$.

►Dans le cas de la géométrie cylindrique,

$$F(\hat{u}_c, |\hat{V}|) = \frac{r_s}{r_p}\, Erf(\hat{u}_c) + e^{|\hat{V}|}\, Erfc\left(\frac{r_s}{r_p}\,\hat{u}_c\right)$$

et parce $r_s \gg r_p$ pour de faibles valeurs $\hat{u}_c$ nous faisons usage de $Erf(x) \simeq (2x)/\sqrt{\pi}$,

$$F(\hat{u}_c, |\hat{V}|) \simeq \frac{r_s}{r_p}\frac{2}{\sqrt{\pi}}\,\hat{u}_c + e^{|\hat{V}|}\, Erfc\left(\frac{r_s}{r_p}\,\hat{u}_c\right)$$

Après quelques manipulations simples, nous obtenons :

$$F(\hat{u}_c, |\hat{V}|) \simeq \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\hat{V}} + e^{|\hat{V}|}\, Erfc\left(\sqrt{\hat{V}}\right)$$

Au contraire, l'argument de la $Erfc\left(\sqrt{\hat{V}}\right) \simeq Erfc\left(r_s\hat{u}_c/r_p\right)$ est grand et nous avons pu faire usage de l'approximation précédente, ensuite :

$$F\left(\hat{u}_c, \left|\hat{V}\right|\right) \simeq \frac{2}{\sqrt{\pi}}\left(\sqrt{\hat{V}} + \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{\hat{V}}}\right) \sim \frac{2}{\sqrt{\pi}}\left(1 + \left|\hat{V}\right|\right)^{1/2}$$

L'expression finale pour la sonde cylindrique est :

$$I\left(r_p\right) = I_{es}\ \frac{2}{\sqrt{\pi}}\left(1 + \frac{|q_\alpha V|}{K_B T_\alpha}\right)^{1/2} \qquad (26)$$

Références de l'annexe:

[1] **"**Travaux Pratiques Avancés. Notice des travaux pratiques de physique 3ème année", Département de physique, Ecole Polytechnique Fédérale De LAUSANNE.

[2] L. Q Edbertho, Professor and Scientific Research Director; "Basic plasma diagnostics : probes and analyzers " ;Polytechnic University of Puerto Rico and PI: NASA-CIPA Proposal (2011)

[3] L. Conde; "An introduction to Langmuir probe diagnostics of plasmas"; Departamento de Física Aplicada E.T.S. Ingenieros Aeronáuticos, Universidad Politécnica de Madrid 28040, Madrid, Spain, (2011).

[4] L. Schott et W. L. Holtgreven;" Electric probes in Plasma Diagnostics";Chap. 11, Elsevier, New York (1968).

تشخيص البلازما بواسطة مسبار كهربائي ساكن للانجمير

الملخص:

يهتم عملنا بدراسة نظرية لمسبار لانجمير كمشخص آلي للبلازما. من خلال تحديد الخصائص الكهربائية للبلازما (درجة الحرارة الإلكترونية، الكثافتين الإلكترونية و الأيونية، كمون البلازما و الكمون العائم).

حيث قمنا بحساب المميز تيار-جهد لثلاثة مسابير لانجمير بهندسة : مسطحة، أسطوانية و كروية. و أيضا حساب الخصائص الكهربائة للبلازما باستعمال المميز لكل مسبار، عن طريق كتابة برنامج بلغة الفورترن.

النتائج التي تحصلنا عليها بالنسبة للمميز تيار-جهد، أبدت توافقا مع نتائج أعمال أخرى تجريبية و نظرية. أما عن تأثير بعض العوامل الماكروسكوبية على المميز، لم نجد أن للحقل المغناطيسي تأثير واضح. بينما وجدنا تأثير لعوامل أخرى كالضغط و الإستطاعة تبين لنا أن لها تأثير كبير على التيار الكلي للمسبار.

الكلمات المفتاحية:

البلازما ،مشخص آلي ،مسبار لانجمير، الخصائص الكهربائية، المميز تيار-جهد.

Diagnostic des plasmas par la sonde électrostatique de Langmuir

RESUME :

Notre travail s'intéresse à l'étude théorique de la sonde de Langmuir pour le diagnostic de plasma. En déterminant les paramètres électriques de plasma (la température électronique, les densités électronique et ionique, le potentiel plasma et le potentiel flottant).

Nous allons calculer la caractéristique courant-tension de sonde électrostatique de Langmuir à la géométrie : plane, cylindrique et sphérique. Et nous déterminons les paramètres électriques du plasma avec l'écrit d'un programme sous le langage de FORTRAN.

Nos résultats sont en bon accord avec les résultats d'autres études théoriques et expérimentales. Nous présentons une étude paramétrique sur l'effet du champ magnétique sur la caractéristique, où nous ne trouvons pas un effet. Tandis qu'on a trouvé des impacts d'autres paramètres tels que la puissance et la pression sur le courant total de la sonde.

MOTS CLEES :

Plasma, diagnostic, sonde de Langmuir, paramètres électriques, caractéristique courant-tension.

Plasma diagnostics by electrostatic Langmuir's probe

Abstract :

In this work, we are interested on the theoretical study of the Langmuir probe for plasma diagnostics. In determining the electrical parameters of plasma (electron temperature, the electron and ion densities, plasma potential and the floating potential).

We calculate the current-voltage characteristic of Langmuir's probes to the geometry: planar, cylindrical and spherical. And we determine the electrical plasma parameters with a program written in the FORTRAN language.

Our results are in good agreement with the results of other Theoretical and experimental studies. We present a parametric study on the effect of the magnetic field where we do not find the effect. While there are other impacts of parameters such as power and pressure of the total current on the probe.

KEYWORDS:

Plasma, diagnostics, Langmuir's probe, electrical parameters, current-voltage characteristic.