

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran



" MOHAMED BOUDIAF "

FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE



MEMOIRE EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE MAGISTER

Spécialité : Electrotechnique

Option : Ingénierie des Plasmas et des Décharges

Présenté par:

Mr : BALI Habib

Sujet du Mémoire

Étude des Mécanismes Responsables de l'Initiation de la Décharge d'Arc dans le Vide

Soutenu le : 21 Juin 2012 DEVANT LE JURY COMPOSE DE :

Mr A. SETTAOUTI	Professeur, Univ, USTO-MB	PRESIDENT
Mr S. FLAZI	Professeur, Univ, USTO-MB	EXAMINATEUR
Mr A.W. BELARBI	Professeur, Univ, USTO-MB	EXAMINATEUR
Mr M. MESSAAD	Maître de Conférences A, Univ, USTO-MB	ENCADREUR

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier **ALLAH**, Le tout puissant, qui m'a donné la force et la patience pour mener à terme ma formation de Magister. Ensuite, je remercie ma famille, notamment mes chers parents de m'avoir soutenu pour réussir mon parcours.

J'exprime tous mes remerciements :

A Monsieur **M. MESSAAD**, maître de conférences à L'USTO, pour avoir encadré notre travail et m'avoir guidé et encouragé pendant toute cette période, ses remarques pertinentes et ses conseils ont été très utiles pour la rédaction de ce mémoire. J'exprime notre gratitude pour la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de ce travail.

A Monsieur **A. SETTAOUTI**, Professeur à L'USTO, d'avoir accepté d'évaluer ce travail et qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

A Monsieur **S. FLAZI**, Professeur à L'USTO, d'avoir accepté d'examiner ce travail et m'avoir fait l'honneur de siéger parmi les membres du jury.

A Monsieur **A. W. BELARBI**, Professeur à L'USTO, pour avoir accepté d'examiner ce travail et de faire parti du jury.

Je tiens à remercier aussi tous ceux m'ont aidé de près ou de loin pour bien accomplir ce travail.

Résumé

Le travail présenté dans ce mémoire est consacré à l'étude des phénomènes physiques qui ont lieu à la cathode dans une décharge d'arc dans le vide. Deux modèles théoriques (en régime stationnaire et en dynamique) sont établis pour cette région et plus particulièrement celle liées à la micropointe cathodique dans le cas d'un arc électrique dans le vide issue d'une cathode en (Cuivre, Aluminium, et l'Argent).

Ces modèles permettent de déterminer plusieurs grandeurs physiques relatives à cette région, à savoir :

- La température à la surface de la cathode, le rayon de la pointe explosée, la perte de masse du métal de la cathode, la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique, le taux d'érosion du métal de la cathode, la densité de courant des électrons émis à la cathode, la pression exercée par le plasma sur la cathode et sur le cratère de la cathode, et la vitesse de dispersion des gouttelettes.

Table de matière

Liste des figures	1
Liste des tableaux	3
Liste des symboles	4
Introduction générale	8
Chapitre I : Généralités sur l'Arc Électrique	11
I.1 - Introduction	12
I.2 - Amorçage de l'arc électrique	12
I.2.1 - Transition continue des décharges non autonomes	12
I.2.2 - Amorçage par contact	13
I.2.3 - Amorçage par sur tension	14
I.3 - Répartition de la tension et des courants dans l'arc	14
I.3.1 - Répartition du potentiel dans la colonne positive	15
I.3.2 - Répartition du potentiel au voisinage des électrodes	16
I.4 - Structure de la région cathodique	18
I.4.1 - La cathode	18
I.4.2 - La gaine	19
I.4.3 - La pré-gaine	19
I.4.4 - Le plasma	20
I.5 - Phénomène cathodique	20
I.5.1 - Emission cathodique	20
I.5.2 - L'érosion de la cathode	21
I.5.3 - Spot cathodique	22
I.5.3.1 - Le mouvement du spot	22
I.6 - Extinction de l'arc	24
I.7 - Conclusion	24

Chapitre II : Décharge d'arc dans le vide	25
II.1 - Généralité sur les arcs dans le vide	26
II.1.1 - Régime de fonctionnement	26
II.1.2 - Spots cathodiques et plasma interélectrode	27
II.1.2.1 - Génération du plasma au voisinage de la cathode	28
II.1.3 - Domaine d'application de l'arc dans le vide	28
II.2 - Initiation de la décharge d'arc dans le vide	29
II.2.1 - Emission électronique	29
II.2.2 - Emission électronique à travers des sites diélectriques	31
II.2.3 - Nature des sites émissifs	34
II.2.4 - Effet des gaz résiduels	35
II.2.4.1 - Origine des gaz agissant sur la décharge	35
II.2.4.2 - Action des gaz sur les sites émissifs de la cathode	36
II.2.5 - Cas des supraconducteurs	36
II.2.6 - Microdécharges	36
II.3 - Evolution de la décharge d'arc dans le vide	37
II.3.1 - Régime prédisruptifs	37
II.3.1.1 - Présentation	37
II.3.2 - Claquage dans le vide	38
II.3.2.1 - Amorçage de la disruption	39
II.3.2.1.1 - Amorçage cathodique	39
II.3.2.1.2 - Amorçage anodique	39
II.3.2.2 - Commutation	40
II.3.2.2.1 - Disruption d'amorçage cathodique	41
II.3.2.3 - Arc dans le vide	42
II.4 - Conclusion	43

Chapitre III : mécanisme d'émission électronique	44
III.1 - Introduction	45
III.2 - Densité électronique émis	45
III.2.1 - Théorie de l'émission électronique	45
III.2.2 - Emission des électrons par effet de la température (émission T)	46
III.2.3 - Emission électronique par effet de champ (émission F)	50
III.2.3.1 - Effet de la température de l'émetteur	53
III.2.4 - Emission TF	54
III.2.4.1 - Equation de Good et Murphy	54
III.2.5 - Effet de l'émission électronique sur la température de la cathode (effet Nottingham)	60
III.3 - Théorie de l'Ecton	63
III.4 - Conclusion	64
Chapitre IV : Modélisation du spot cathodique	65
IV.1 - Introduction	66
IV.2 - Grandeurs fournies par le modèle	66
IV.2.1 - Hypothèses du modèle	67
IV.2.2 - Modèle de calcul des grandeurs cathodiques	68
IV.2.2.1 - Température à la surface de la cathode	68
IV.2.2.2 - Rayon de la pointe explosée	68
IV.2.2.3 - Temps de l'explosion de la pointe cathodique	71
IV.2.2.4 - Perte de masse d'un cratère de la cathode	71
IV.2.2.5 - Charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe	71
IV.2.2.6 - Taux d'érosion du métal de la cathode	71
IV.2.2.7 - Densité de courant des électrons émis à la cathode	72

Table de matière

IV.2.2.8 - Pression exercée par le plasma sur la cathode	72
IV.2.2.9 - Pression exercée par le plasma sur le cratère de la cathode	72
IV.2.2.10- Vitesse de dispersion des gouttelettes	72
IV.2.3 - Valeurs des constantes physiques des matériaux de la cathode	73
IV.3 - Résultats et analyses	73
IV.3.1 - Température à la surface de la cathode	73
IV.3.2 - Rayon de la pointe explosée	74
IV.3.3 - Temps de l'explosion de la pointe cathodique	75
IV.3.4 - Perte de masse et la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique	76
IV.3.5 - Taux d'érosion du métal de la cathode	78
IV.3.6 - Densité de courant des électrons émis à la cathode	79
IV.3.7 - Pression exercée par le plasma sur la cathode et sur le cratère	80
IV.3.8 - Vitesse de dispersion des gouttelettes	82
IV.4- Conclusion	82
Chapitre V : Calcul des grandeurs en dynamique en fonction du temps	84
V.1 - Introduction	85
V.1.1 - Modèle de calcul des grandeurs en dynamique	85
V.2 - Résultats de la simulation et analyses	87
V.2.1 - Température à la surface de la cathode	88
V.2.2 - Rayon de la pointe explosée	88
V.2.3 - La perte de masse et la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique	89
V.2.4 - Taux d'érosion du métal de la cathode	91
V.2.5 - Densité de courant des électrons émis à la cathode	91

Table de matière

V.2.6 - Pression exercée par le plasma sur la cathode et sur le cratère	92
V.2.7 - Vitesse de dispersion des gouttelettes	94
V.3- Conclusion	94
Conclusion générale	96
Bibliographique	99

Liste des figures

Figure (I-1): Caractéristique courant-tension des décharges électriques	13
Figure (I-2): Amorçage par contact	14
Figure (I-3): Distribution des potentiels et des courants entre les électrodes dans l'espace inter électrode d'un arc électrique	15
Figure (I.4): Structure de la zone anodique	17
Figure (I-5): Couche double de Langmuir dans la zone cathodique d'un arc	17
Figure (I-6): Structure de la zone cathodique	18
Figure (I.7): Déplacement du spot cathodique	23
Figure (II-1): Schéma d'un arc en mode diffus	26
Figure (II-2): Schéma d'un arc en mode concentré	27
Figure (II-3): Diagramme représentant les états d'énergie occupés dans le métal, à proximité de la surface métallique en l'absence de champ	29
Figure (II-4): Diagramme représentant la barrière de potentiel sous l'effet du champ électrique	30
Figure (II-5): Particule isolante sur une cathode métallique	31
Figure (II-6): Schéma énergétique d'un ensemble métal – isolant	32
Figure (II-7): Distribution d'énergie W des électrons émis à travers une impureté isolante	33
Figure (II-8): Canaux conducteur filamenteux dans une particule isolante	33
Figure (II-9): Micropointe sur une cathode dans le vide	34
Figure (II-10): Schéma d'une enceinte à électrodes planes	38
Figure (II-11): Régions de l'espace interélectrodes durant la commutation	40
Figure (III-1): Densité de courant J_{RD} en fonction de T - émission T	49
Figure (III-2): Densité de courant des électrons émis en fonction de T et F	49
Figure (III-3): Densité de courant J_{FN} en fonction de F - émission F	53
Figure (III-4): Variation de la fonction de Nordheim $v(y)$ en fonction de y	57
Figure (III-5): Variation de la densité de courant J_{MG} en fonction de F et T	58
Figure (III-6): Variation de la densité de courant J_{MG} en fonction de F pour différentes valeurs de T	58
Figure (III-7): Variation de la densité de courant J_{Han} en fonction de F et T émission TF	60
Figure (III-8): Variation de la température d'inversion T_{inv} en fonction de F	63
Figure (IV-1): Schéma d'un jet de métal liquide à l'explosion de la pointe cathodique	67
Figure (IV-2) : Géométrie d'une émission au centre de la pointe cathodique	70
Figure (IV-3): Variation de la température à la surface de la cathode, en fonction du courant pour une cathode en (Cu, Al, Ag)	74

Liste des figures

Figure (IV-4): Variation du rayon de la pointe explosée en fonction du courant pour différents matériaux de la cathode	75
Figure (IV-5): Variation du temps de l'explosion de la pointe cathodique en fonction du courant pour une cathode en (Cu, Al, Ag)	76
Figure (IV-6): Variation de la perte de masse pendant l'explosion de la pointe en fonction du courant pour une cathode en (Cu, Al, Ag)	77
Figure (IV-7): Variation de la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe en fonction du courant pour les différents matériaux de la cathode.	77
Figure (IV-8): Taux d'érosion en fonction du courant pour une cathode en (Cu, Al, Ag)	78
Figure (IV-9): Variation de la densité de courant en fonction du courant pour une cathode en (Cu, Al, Ag)	79
Figure (IV-10): Variation de la pression exercée par le plasma sur la cathode en fonction du courant pour différents matériaux de la cathode	81
Figure (IV-11): Variation de la pression exercée par le plasma sur le cratère en fonction du courant dans le cas des électrode en (Cu, Al, Ag)	81
Figure(IV-12): Vitesse de dispersion des gouttelettes en fonction du courant pour différents matériaux de la cathode	82
Figure (V-1): Variation de la température à la surface de la cathode, en fonction du temps pour différents matériaux de la cathode	88
Figure (V-2): Variation du rayon de la pointe explosée en fonction du temps en cas des électrodes en (Cu, Al, Ag)	89
Figure (V-3): Variation de la perte de masse pendant l'explosion de la pointe cathodique en fonction du temps pour une cathode en (Cu, Al, Ag)	90
Figure (V-4): Variation de la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe en fonction du temps pour une cathode en (Cu, Al, Ag)	90
Figure (V-5): Taux d'érosion en fonction du temps pour une cathode en (Cu, Al, Ag)	91
Figure (V-6): Variation de la densité de courant en fonction du temps pour une cathode en (Cu, Al, Ag)	92
Figure (V-7): Variation de la pression exercée par le plasma sur la cathode en fonction du temps dans le cas des électrodes en (Cu, Al, Ag)	93
Figure (V-8): Variation de la pression exercée par le plasma sur le cratère de la cathode en fonction du temps dans le cas des électrodes en (Cu, Al, Ag)	93
Figure (V-9): Vitesse de dispersion des gouttelettes en fonction du temps pour une cathode en (Cu, Al, Ag)	94

Liste des tableaux

Tableau (II-1): Quelques caractéristiques des arcs sous vide	42
Tableau (III-1): Notations utilisées dans les formules (III-3)-(III-4)-(III-5)	48
Tableau (III-2): Notations utilisées dans les formules (III-13) - (III-14)	52
Tableau (IV-1): Notations utilisées dans les formules (IV-1)-(IV-2)-(IV-3)	69
Tableau (IV-2): Valeurs des constantes physiques des matériaux	73
Tableau (IV-3): Valeurs expérimentales de la densité de courant dans un spot cathodique d'un arc dans le vide	80

Liste des symboles

Symboles	Paramètre	Unité
$D(F, W)$	Coefficient de transmission des électrons à travers la barrière de potentiel	-
F	Champ électrique à la surface de la cathode	V/m
I	Intensité du courant d'arc	A
i	Intensité du courant émis a la pointe cathodique	A
h	Energie spécifique	A^2s/cm^2
J	Densité de courant à la cathode	A/m^2
J_a	Densité de courant total à la l'anode	A/m^2
j_e	Densité de courant dans la phase finale de l'opération d'un ecton	A/m^2
J_{FN}	Densité de courant des électrons émis calculées suivant l'équation de <i>Fowler et Nordheim</i>	A/m^2
J_{Han}	Densité de courant des électrons émis par effet de la température et du champ électrique- équation de <i>Hantzsche</i>	A/m^2
J_{MG}	Densité de courant des électrons émis par effet de la température et du champ électrique- équation de <i>Murphy et Good</i>	A/m^2
J_{RD}	Densité de courant des électrons émis calculées suivant l'équation de <i>Richardson-Dushman</i>	A/m^2
J_{Sch}	Densité de courant des électrons émis par effet de la température en présence d'un champ électrique-équation de <i>Richardson-Dushman</i> avec <i>correction de Schottky</i>	A/m^2
k	Résistivité du métal	V^2cm/W
k_0	Coefficient proportionnel entre la résistivité et la température	V^2cm/KW
m_{ec}	Perte de masse pendant l'explosion de la pointe cathodique	g

Liste des symboles

n_{ea}	Densité électronique à la limite de la gaine	A/m^2
$N(W)dW$	Flux d'électrons incidents par unité de surface de la cathode et par unité de temps, dont l'énergie normale est comprise W et $W+dw$	$m^{-2}s^{-1}$
p_e	Pression exercée par le plasma sur la cathode	Pa
p_{er}	Pression exercée par le plasma sur le cratère de la cathode	Pa
q_e	Charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique	C
r	Rayon dans le système de la coordonnée sphérique	m
r_c	Rayon du cratère sur la cathode	m
r_e	Rayon de la pointe explosée	m
T	Température à la surface de la cathode	K
T_a	Température à la surface de l'anode	K
T_e	Température des électrons	K
T_{ex}	Température à l'explosion de la pointe cathodique	K
t_e	Temps de l'explosion de la pointe cathodique	s
T_{inv}	Température d'inversion	K
T_0	Température initiale	K
u	Vitesse du microplasma	m/s
V	Chute de tension	V
v_e	Vitesse thermique moyenne des électrons	m/s
v_g	Vitesse de dispersion des gouttelettes	m/s
W	Energies des électrons dans le métal	eV
W_a	Affinité électronique	eV
W_{eff}	Travail de sortie effectif du métal	eV
W_F	Energie de Fermi	eV
W_s	Travail de sortie du métal de la cathode	eV

Liste des symboles

Lettres Grecques

λ	Conductivité thermique	$Wm^{-1}K^{-1}$
λ_d	Longueur de Debye électronique	m
λ_e	Libre parcours moyen des électrons	m
λ_m	Libre parcours moyen des molécules	m
γ_m	Taux d'érosion	$\mu g/C$
ρ	Masse spécifique	g/cm^3
θ	Angle du cône	<i>degree</i>

Constantes

e	Charge de l'électron	$1.602 \times 10^{-19} C$
h	Constante de Planck	$6.626 \times 10^{-34} J.s$
K_B	Constante de Boltzmann	$1.3806 \times 10^{-23} J.K^{-1}$
m_e	Masse de l'électron	$9.109 \times 10^{-31} kg$
ε_0	Permittivité du vide	$8.84 \times 10^{-12} F.m^{-1}$

Introduction générale

Introduction générale

Le travail présenté dans ce mémoire est consacré à l'étude des mécanismes responsables de l'initiation de la décharge d'arc dans le vide. Les décharges électriques dans le vide, sont d'un intérêt considérable du fait du nombre de plus en plus important d'appareils à usage industriel, médical, de recherche qui utilisent conjointement de très basses pressions (très inférieures à 10^{-4} Pa) et de hautes tensions (supérieures à quelques kilovolts) : microscopes électroniques, accélérateurs de particules, tubes à rayons X, interrupteurs de puissance, etc. Or, bien que ces appareils atteignent actuellement des performances élevées, leur fiabilité est limitée par l'apparition spontanée de courants de fuite ou de disruptions qui peuvent, suivant les cas, gêner leur fonctionnement, diminuer leurs performances ou encore les détériorer complètement. Ce fait influe sur leur conception. Par exemple, il est fréquent de les surdimensionner, d'utiliser pour les électrodes des matériaux ou des traitements spéciaux qui en augmentent l'encombrement et le coût. Pour remédier à cette situation, une meilleure connaissance des processus conduisant à la rupture de l'isolement est essentielle, bien que non suffisante car les phénomènes mis en jeu sont nombreux, complexes et évoluent au cours du temps d'utilisation [Ze 00].

L'émission électronique sous fort champ électrique ou émission par effet de champ a été décrite pour la première fois par R. W. Wood en 1897 [Wo 97]. Une forte tension appliquée entre une cathode en forme de pointe et une anode plane produit un flux électronique. Schottky, en 1923 [Sc 23], a tenté d'interpréter classiquement l'émission comme le résultat de l'abaissement de la barrière de potentiel. Gossling, en 1926, montre que lors de cette émission d'électrons, le courant ne dépend que du champ électrique appliqué et plus de la température. Les deux phénomènes, émission thermoélectronique et émission de champ, sont donc bien distincts. En 1928, Fowler et Nordheim [Fo 28] posent les bases théoriques de l'émission à effet de champ. Leur théorie est basée sur le modèle des électrons libres proposé par Sommerfeld (1928) qui repose sur l'idée que les électrons de la bande de conduction se comportent comme des

particules libres (gaz d'électrons). Ils développent cette théorie pour des surfaces métalliques planes et décrivent correctement le passage des électrons du métal au vide comme un effet quantique : l'effet tunnel. C'est en 1937 qu'Erwin W. Müller met au point le premier microscope à émission de champ s'appuyant sur cette théorie [Ma 07].

Les deux facteurs importants gouvernant l'émission des électrons dans un arc électrique sont la température et le champ électrique qui règnent à la surface de la cathode. Le champ électrique est créé par la charge d'espace des ions positifs devant la cathode. Cette dernière est chauffée par les ions positifs qui lui cèdent leurs énergies cinétiques acquises par le champ électrique le long de la zone de charges d'espace. La cathode est également chauffée par effet Joule et peut être chauffée aussi par effet Nottingham [Me 07].

La détermination de la densité de courant des électrons émis à la cathode dans une décharge d'arc dans le vide, est trouvée dans la littérature plusieurs équations qui sont basées sur les phénomènes suivants :

- Emission des électrons par effet de la température (émission **T**),
- Emission par effet de champ électrique (émission **F**),
- Emission par effet de la température et du champ électrique (émission **TF**)

Organisation du manuscrit

Cette étude est organisée en cinq chapitres :

Le premier chapitre, présente les caractéristiques générales d'un arc électrique : Définition, mode de création, les différentes zones constituant un arc électrique et la répartition du potentiel dans chaque zone, ainsi que les phénomènes cathodiques : émission cathodique, l'érosion de la cathode et le mouvement du spot cathodique.

Le deuxième chapitre, est consacré à l'étude des mécanismes responsables de l'initiation de la décharge d'arc dans le vide : émission électronique, émission électronique à travers des sites diélectriques, nature des sites émissifs, effet des gaz résiduels...ect, ainsi que les mécanismes qui régissent l'évolution de cette décharge.

Le troisième chapitre, est consacré à la description des différents types d'émission électronique : émission des électrons par effet de la température, émission par effet de champ électrique, émission par effet de la température et du champ électrique, et aux les différents équations utilisées pour déterminer la densité de courant des électrons émis dans le vide, et présente les résultats obtenus par chaque type d'émission.

Le quatrième chapitre, sera concerné à la modélisation du spot cathodique, présente un modèle en régime stationnaire pour le calcul des grandeurs physiques relatives au spot cathodique dans le cas des électrodes en (cuivre, aluminium et l'argent) pour un courant allant de 2 à 50 A. Ce modèle permet de déterminer plusieurs grandeurs physiques relatives à cette région et plus Particulièrement celle liées à la micropointe cathodique, à savoir :

- La température à la surface de la cathode, le rayon de la pointe explosée.
- La perte de masse du métal de la cathode, la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique, et le taux d'érosion du métal.
- La densité de courant des électrons émis à la cathode, la pression exercée par le plasma sur la cathode et sur le cratère de la cathode, et la vitesse de dispersion des gouttelettes.

Le cinquième chapitre, présente un modèle pour le calcul les grandeurs physique en fonction du temps.

L'étude est terminée par une conclusion générale.

Chapitre I :
Généralités sur l'arc électrique

I.1 - Introduction

Un arc électrique est un courant électrique visible dans un milieu isolant (gaz, vide). La découverte de ce phénomène est due au chimiste et physicien anglais Sir Humphrey Davy en 1813. L'explication de l'arc électrique relève d'une physique très complexe, fit pour la première fois éclater une décharge continue entre deux charbons horizontaux. Les flux convectifs donnant à la colonne une forme courbée caractéristique, elle fut appelée " arc électrique ". Ce fut là le véritable point de départ d'une activité très intense qui se développera autour de ce phénomène, dans le domaine de la recherche mais aussi surtout dans celui des applications. Dans la physique des milieux ionisée, l'arc électrique occupe une place toute particulière en raison du nombre, et de l'importance économique de ses applications. Les ingénieurs ont rapidement vu la partie qu'ils pouvaient tirer de ce phénomène capable de transformer l'énergie électrique en énergie lumineuse ou thermique, et de se comporter comme un réacteur de choix pour certaines applications à la chimie [Va 00].

Bien qu'il soit possible de trouver des exceptions à toute définition trop précise, on admet généralement que le nom d'arc électrique est associé à une décharge à forte densité de courant pour laquelle les processus thermiques sont dominants. L'émission des électrons de la cathode à partir des sites émissifs généralement rassemblés en un spot est également une caractéristique de ce type de décharge. Les phénomènes aux électrodes ont une importance suffisante pour que certains aient été classés les divers types d'arc en fonction du processus dominant d'émission.

I.2 - Amorçage de l'arc électrique

L'amorçage d'un arc électrique peut être réalisé par trois méthodes dont les principes sont très différents :

I.2.1 - Transition continue des décharges non autonomes

Le système est au départ dans un état de décharge luminescente, et la cathode est recouverte par le plasma de décharge. Si on augmente l'intensité du courant, la tension

d'extraction des électrons augmente aussi et la température s'élève. L'émission thermoélectronique devient majoritaire. On arrive ainsi d'une manière continue à passer d'une décharge luminescente à un arc électrique qui est obtenue à partir d'une décharge non autonome en passant par le plateau de Townsend et la décharge luminescente (figure I-1).

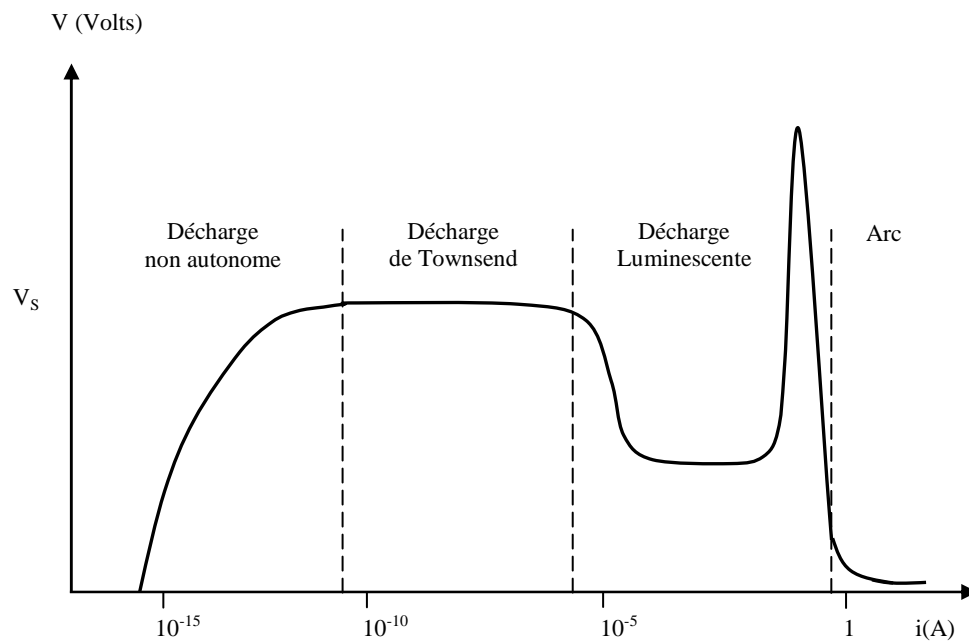


Figure (I-1) : Caractéristique courant-tension des décharges électriques [Ch 06].

I.2.2 - Amorçage par contact

C'est une méthode fréquente de déclencher l'arc électrique par contact, il s'effectue lorsqu'on sépare deux pastilles de métal traversées par un courant suffisant, grâce aux irrégularités de la surface, le courant passe par un contact très fin, puis la température s'élève par effet joule jusqu'à la fusion du métal. On a donc un filet de métal fondu très fin par lequel passe tout le courant, et la conduction est maintenue par une décharge qui s'amorce dans l'espace inter-électrode figure (I-2).

Cet amorçage est vu dans les disjoncteurs et les contacteurs au moment de l'ouverture du circuit [Va 00].

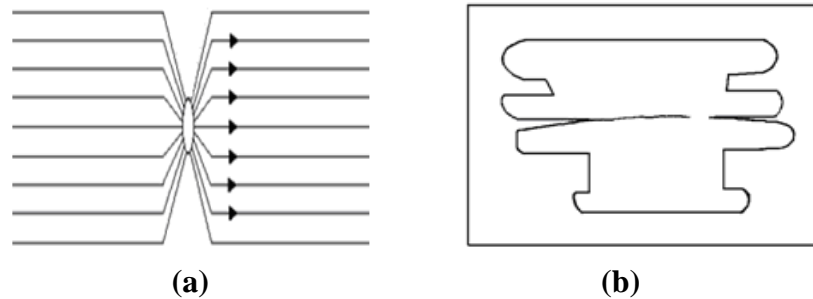


Figure (I-2): *Amorçage par contact, a- le courant passe par une petite surface, b- vue agrandie d'un contact électrique*

I.2.3 - Amorçage par sur tension

Lorsque la tension appliquée entre deux conducteurs dépasse la tension de claquage, la présence d'électron germe conduit à une multiplication des décharges par collisions. Une décharge se forme très rapidement entre les électrodes et dégénère en arc de façon irréversible. Dans le cas où le courant n'est pas limité par la source c'est le contournement, et dans le cas de fortes surtensions c'est la foudre.

I.3 - Répartition de la tension et des courants dans l'arc

La figure (I-3) donne la représentation schématique de la répartition des potentiels et des courants entre les électrodes. La décharge d'arc peut être divisée en cinq régions :

- 1- Zone de décharge d'espace ionique (gaine cathodique).
- 2- Zone de transition cathodique.
- 3- Colonne positive.
- 4- Zone de transition anodique.
- 5- Zone de décharge d'espace électronique (gaine anodique).

La figure (I-3.b) représente la variation du potentiel entre les électrodes en partant de la gaine cathodique jusqu'à la gaine anodique.

La figure (I-3.c) montre la variation des intensités du courant électronique I_e et I_i ionique entre les électrodes.

I.3.1 - Répartition du potentiel dans la colonne positive

La colonne positive (zone 3) n'est pas équipotentielle, elle est soumise à un champ électrique axial sensiblement constant dans l'espace, le potentiel croît de façon linéaire entre la cathode et l'anode, figure (I-3.b), les particules chargées y sont donc soumises à un champ électrique longitudinal.

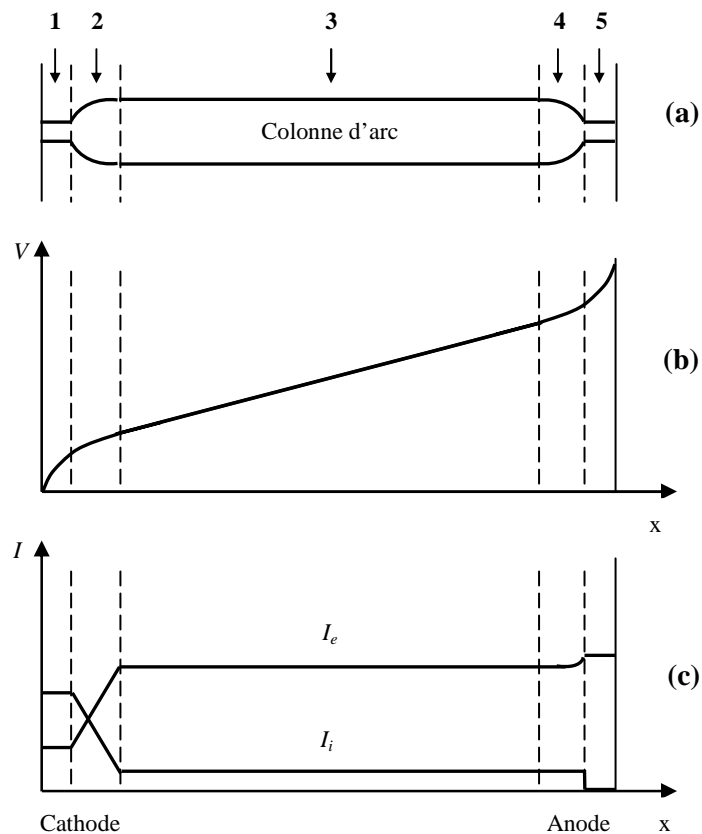


Figure (I-3): Distribution des potentiels et des courants entre les électrodes dans l'espace inter-électrode d'un arc électrique.

I.3.2 - Répartition du potentiel au voisinage des électrodes

A) Potentiel au voisinage de l'anode

L'interprétation physique des phénomènes à l'intérieur de la zone anodique, a conduit à la subdiviser en plusieurs zones dont les dimensions sont trop faibles. Près de l'anode se trouve la zone de décharge d'espace électronique (gaine anodique). Cette zone et elle-même divisée en deux zones, figure (I-4):

- Une zone de faible épaisseur λ_D , sur l'anode (λ_D étant égale à la longueur de **Debye**) qui représente le potentiel de l'anode, c'est la gaine anodique.
- Une zone dite de chute libre, où les électrons ne subissent pas de collision, son épaisseur et de l'ordre du libre parcours moyen des électrons λ_e .

Entre la zone de charge d'espace et la colonne positive se trouve une zone de plus grande épaisseur appelée zone de frontière; son épaisseur λ_{zf} peut être de 2 à 3 fois l'ordre grandeur supérieur à la zone de chute libre. Les électrons y produisent une ionisation par choc et cette zone assure la transition entre la zone de charge d'espace et le plasma. La chute de potentiel dans la gaine peut-être déterminée par la formule suivante [Va 00]:

$$\Delta V_0 = \frac{K \cdot T_e}{e} \cdot \ln\left(\frac{n_{ea} \cdot e \cdot \bar{V}_e}{4 \cdot J_a}\right) \quad (\text{I-1})$$

Avec e , J_a , K , n_{ea} , T_e , V_e , sont respectivement : la charge élémentaire, densité de courant totale à l'anode, la constante de Boltzmann, la densité électronique à la limite de la gaine, la température électronique et la vitesse thermique moyenne des électrons.

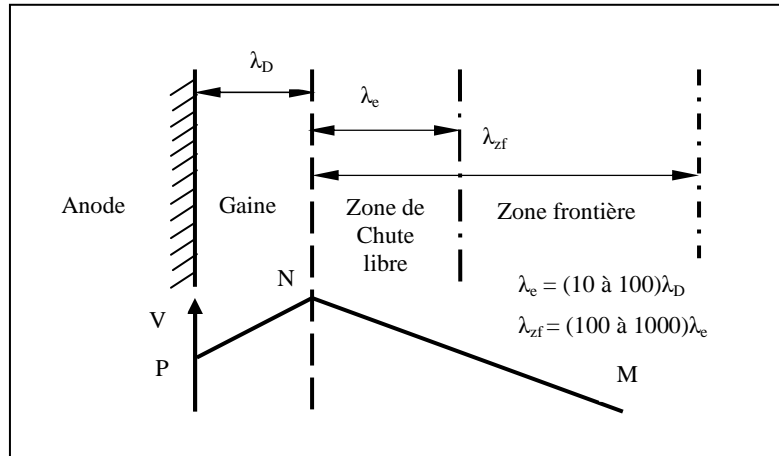


Figure (I.4) : Structure de la zone anodique.

B) Potentiel au voisinage de la cathode

Le potentiel au voisinage de la cathode est a priori plus complexe que celui de l'anode, dont le rôle est passif. La cathode émet des électrons et recueille des ions positifs. On peut donc représenter la zone cathodique de manière commode comme un espace limité par deux plans parallèles, l'un émettant des électrons représentant la cathode, l'autre émettant des ions représentant la colonne positive. Cette représentation de l'espace cathodique a permis à Langmuir de proposer une forme de potentiel au voisinage de la cathode, figure (I-5), [Va 00].

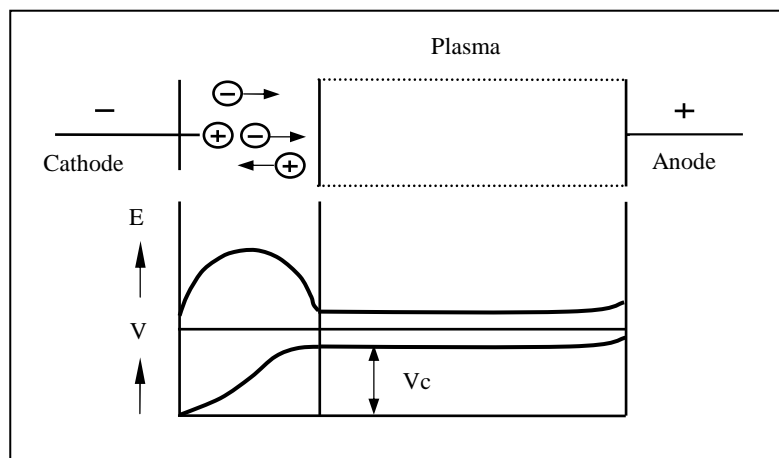


Figure (I-5) : Couche double de Langmuir dans la zone cathodique d'un arc.

I.4 - Structure de la région cathodique

Il est reconnu que la région cathodique peut être structurée principalement en quatre zones lorsque le plasma est à la pression atmosphérique. La figure (I-6) illustre cette structure qui est constituée de la cathode, de la gaine, de la pré-gaine et du plasma [Fr 08].

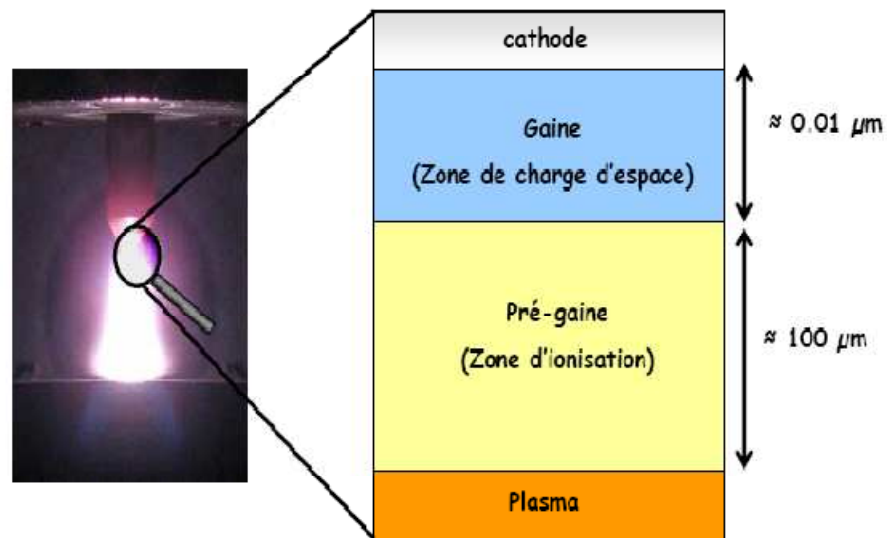


Figure (I-6) : Structure de la zone cathodique

I.4.1 - La cathode

La première région de la figure (I-6), que nous décrivons, est la cathode qui est caractérisée par sa conductivité thermique, sa conductivité électrique et par le travail de sortie du matériau.

La surface de la cathode en contact avec le plasma va interagir très fortement avec la gaine en recevant un flux d'énergie dont les valeurs moyennes dans le temps peuvent être supérieures à 10^8 W.m^{-2} [Be 95]. De plus c'est de la cathode que sont émis les électrons entrant dans le plasma.

I.4.2 - La gaine

La gaine est une région aussi appelée « zone de charge d'espace » car il y règne une charge d'espace positive. C'est une région dont la taille est de l'ordre de la longueur de Debye (λ_d) qui traduit la distance maximale pour laquelle il peut exister un déséquilibre de charge électrique. Cette longueur s'exprime de la manière suivante :

$$\lambda_d = \left[\frac{\varepsilon_0 \cdot K \cdot T_e}{e^2 \cdot n} \right]^{1/2} \quad (\text{I-2})$$

Où ε_0 correspond à la permittivité du vide, K la constante de Boltzmann, T_e la température des électrons à l'interface gaine/pré-gaine, e la charge élémentaire et n la densité de charge à l'interface gaine/pré-gaine. Typiquement, ce déséquilibre de charge s'étend de 0.01 à $0.1 \mu\text{m}$ pour des températures de l'ordre de 10000 K [Fr 08].

Dans cette région il existe un champ électrique très intense qui va accélérer les électrons émis par la cathode entretenant ainsi l'excitation et l'ionisation du gaz dans la pré-gaine. De la même manière, les ions créés dans la pré-gaine vont être accélérés du plasma vers la cathode par ce champ électrique.

I.4.3 - La pré-gaine

La pré-gaine est aussi appelée « zone d'ionisation ». Ce nom vient du fait que c'est dans cette région que l'ionisation va être prépondérante. En effet les électrons venant de la cathode vont entrer en contact avec le gaz et effectuer une multitude de collisions (élastiques et inélastiques) qui vont permettre à la décharge de s'entretenir. Par conséquent cette région est dite " collisionnelle " et peut être décrite par les équations de la mécanique des fluides dans le cas d'un plasma à la pression atmosphérique. L'ordre de grandeur de la taille de cette région est de plusieurs dizaines de microns [Fr 08].

I.4.4 - Le plasma

Cette région est considérée à l'équilibre thermodynamique local. En effet, les électrons qui proviennent de la cathode ont échangé la majorité de leur énergie dirigée par l'intermédiaire des collisions élastiques et inélastiques. Par conséquent, c'est à partir de cette région que l'on peut dans la majorité des cas décrire le plasma avec une seule température [Va 00].

I.5 - Phénomènes cathodiques

De tous les phénomènes physiques de la décharge d'arc, les phénomènes aux niveaux des électrodes et tout particulièrement les phénomènes cathodiques sont les plus complexes et les moins interprétés. Les dimensions caractéristiques de la tache cathodique et de la gaine, rendent difficile toute étude expérimentale directe. La difficulté d'analyse est encore renforcée par la considérable densité d'énergie de ce milieu de très faible volume, dont les rayonnements intenses interdit une étude spectroscopique fine. Cela explique le foisonnement des théories proposées [Va 00].

I.5.1 - Emission cathodique

De tous les phénomènes physiques caractéristiques de la décharge d'arc au voisinage des électrodes, le mécanisme d'émission des électrons à la cathode est certainement le plus complexe. Si on a longtemps cru que la formule de Richardson Dushman (qui donne la densité de courant électronique émis à partir d'un processus thermique), pouvait raisonnablement être généralisée à tous les type d'arc, il a fallut se rendre à l'évidence, les densités de courant observées, parfois supérieures à $10^{11} A/m^2$ qui est relevaient d'un autre processus.

La découverte de l'émission par effet de champ permit de combler certaines insuffisances, mais à ce jour il n'existe aucune théorie unitaire permettant de calculer la densité de courant électronique émis quelle que soit l'intensité du courant total, et quelle que soit la nature du matériau de la cathode. On distingue généralement trois types d'émission:

- l'émission thermoélectronique ou thermoïonique (**émission T**) : caractéristique des arcs dont le matériau cathodique a un point de fusion élevé. Elle a lieu pour une gamme de température élevée et des champs électriques faibles, généralement inférieurs à 10^9 V.m^{-1} .
- l'émission par effet de champ (**émission F**) : pour des domaines de fort champ électrique et de faible température. Cette émission est caractéristique des matériaux cathodiques à bas point de fusion.
- l'émission thermoélectronique à effet de champ (**émission TF**) : en pratique, l'émission de champ se superpose souvent à l'émission thermoélectronique. En effet le champ surfacique est produit par des charges statistiquement distribuées dans la zone cathodique [Ba 04].

I.5.2 - L'érosion de la cathode

Dans un arc électrique, la densité de courant est très élevée au niveau du spot et donc une densité d'énergie très élevée est mise en jeu sur la surface métallique supportant le spot. Suite à la fusion suivie de l'évaporation du métal de l'électrode, une érosion va se manifester et provoque dans beaucoup d'applications, une limitation de la durée de vie des électrodes (appareils de coupure du courant, lampes à arc, fours à arc, torches à plasma etc.).

Un grand nombre d'études ont été effectuées sur les matériaux de contact pour diminuer l'érosion à la cathode. Parmi les matériaux les plus utilisés on cite l'argent, le cuivre, le tungstène et l'argent associé aux oxydes tels que l'oxyde de cadmium (AgCdO), l'oxyde de zinc (AgZnO), et l'oxyde d'étain (AgSnO_2).

La vitesse d'érosion du métal de la cathode dépend de plusieurs paramètres : le courant d'arc, la durée d'arc, la température de la cathode, le type de métal de la cathode, l'existence ou non d'un champ magnétique etc. [Va 00, Me 07]. Les cratères individuels sont aussi observables dans des décharges de longue durée. On constate alors que leur diamètre change peu avec le temps pour $t > 10 \text{ ns}$. On observe les mêmes cratères pour des décharges d'une durée de $t > 10 \text{ ns}$ que pour des arcs en courant

continu, ce qui montre que la dynamique des spots est la même. Le flux issu des cratères est constitué d'ions, de gouttelettes, et de vapeur neutre. Pour estimer la valeur de l'érosion, on ne peut pas assimiler les cratères à des hémisphères en raison de leur faible profondeur (puisqu'ils sont formés par plusieurs sites émissifs), mais on peut peser les couches formées sur des cibles disposées autour des électrodes. Les résultats obtenus sont les suivants [Ki 73]:

Pour des courants $< 1KA$ la masse enregistrée est proportionnelle au courant et au temps, c'est-à-dire à la charge écoulee. Ainsi, on peut définir un taux d'érosion en unité de masse par unité de charge.

- Le taux d'érosion présente un minimum correspondant à la perte due aux ions. Les gouttelettes y ajoutent une quantité très variable qui augmente rapidement quand la température de la surface s'élève [Da 78].
- Le taux d'érosion dépend du matériau.

I.5.3 - Spot cathodique

Le spot cathodique est la zone d'accrochage de la colonne d'arc à la cathode, il est aussi constitué par deux régions très différentes sur le plan physique. Il s'agit d'une part de site émissif à la surface métallique, émetteur de particule neutre et chargées sous l'action d'un champ électrique et de la température, et d'autre part du plasma de l'électrode, moteur de l'émission qui assure la création du champ électrique dans la gaine cathodique et le chauffage de la cathode, processus indispensable à la décharge du type d'arc.

I.5.3.1 - Mouvement du spot

La présence du spot cathodique provoque une érosion du métal par évaporation ou projection qui conduit à une modification permanente de l'état de surface de la cathode. La vitesse d'érosion est liée aux propriétés physiques du matériau et dépend du potentiel d'ionisation et de la température de fusion. La figure (I-7) donne un mode simplifié du

déplacement du spot cathodique [Gu 95]. A l'instant initial, la présence d'une seule micropointe provoque une augmentation du champ électrique, ceci combiné avec la densité du courant élevée provoque la fusion brutale de la micropointe (figure **I-7.a**), et dans les quelques nanosecondes qui suivent, un cratère se forme, la fusion du métal se fait de plus en plus en profondeur (figure **I-7.b**), et le métal liquide est alors éjecté à l'extérieur sous forme de petite gouttelettes et par évaporation (figure **I-7.c**). La solidification du métal au voisinage du cratère entraîne la formation de nouvelles micropointes où un nouveau spot fera son apparition, et le cycle recommence de nouveau (figure **I-7.d**). La direction du déplacement dépend de la force magnétique extérieure et la pression ambiante. En l'absence de champ magnétique, le spot cathodique se déplace de façon aléatoire sur la surface de la cathode. En présence d'un champ magnétique externe le spot peut se déplacer intrinsèquement dans la direction directe de la force magnétique appliquée ou pour certaine condition dans le sens inverse de celui de la force de Lorentz. Ce phénomène est connu sous le nom de mouvement rétrograde [Va 00].

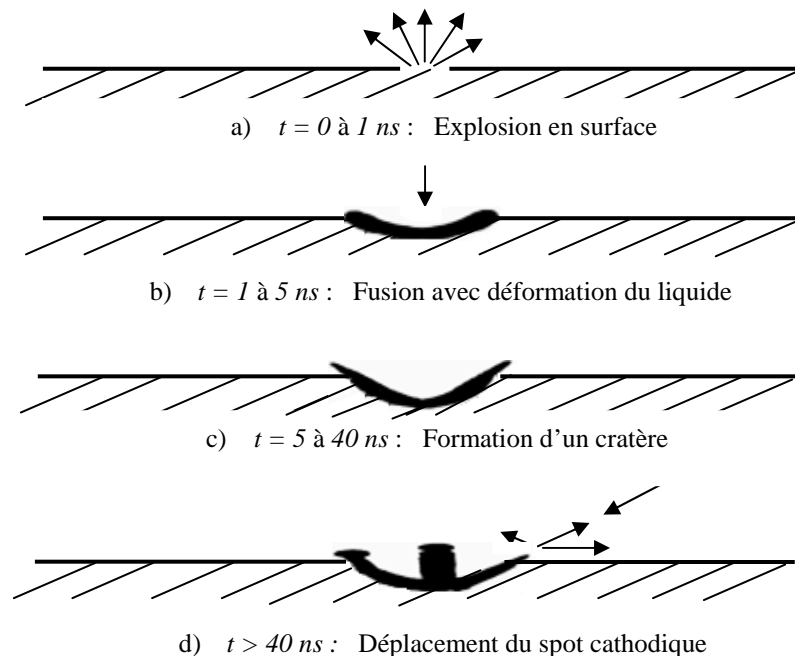


Figure (I.7) : *Déplacement du spot cathodique*

I.6 - Extinction de l'arc

L'annulation du champ électrique entre les électrodes conduit à l'annulation du courant, mais pas à la disparition du plasma. La vitesse de récupération de la rigidité diélectrique dans l'espace inter-électrode dépend de la vitesse de recombinaison électrons-ions et de la vitesse de refroidissement du gaz. Ce dernier paramètre est lié au coefficient de conductivité thermique du gaz, mais aussi à la présence d'une convection libre ou forcée. Le paramètre qui décrit le mieux l'extinction d'un plasma est sa température. Notons que, s'il existe une différence entre la température des électrons et celle des particules lourdes au moment de l'annulation du champ électrique, le temps d'équipartition des énergies par collisions élastiques est de l'ordre de 10^{-7} s, c'est-à-dire totalement négligeable devant le temps total de recombinaison. On pourra donc, au moins pendant les premiers instants de l'extinction, supposer que toutes les particules sont à la même température [Va 00].

I.7 - Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement les caractéristiques générales sur la physique de l'arc électrique. Nous avons détaillé le phénomène cathodique : émission cathodique, l'érosion de la cathode et le mouvement du spot cathodique. Le spot cathodique qui constitue la région de transfert de courant électrique du plasma de la colonne positive à la cathode, est une zone où la température et le champ électrique sont très élevés. Il constitue la zone d'émission des électrons qui est à l'origine de la création et du fonctionnement d'un arc électrique.

Chapitre II :
Décharge d'arc dans le vide

II. 1 - Généralité sur les arcs dans le vide

II.1.1 - régimes de fonctionnement

Un arc électrique dans le vide est une décharge électrique à fort courant et faible tension entre deux électrodes, qui sont placées initialement dans le vide. Une des spécificités importantes d'un arc dans le vide vient du fait que l'arc fonctionne dans un plasma de vapeurs métalliques issues des électrodes. En absence d'un champ magnétique externe, un arc sous vide peut se présenter sous deux formes différentes selon notamment la densité de courant : le mode diffus et le mode concentré [La 10].

Le mode diffus est spécifique à l'arc sous vide, Figure (II-1). Il est observé pour des intensités du courant d'arc inférieures à quelques KA pour des électrodes de quelques centimètres de diamètre. L'arc est constitué d'un ensemble de points lumineux distincts de très faibles dimensions (appelés spots cathodiques), situés sur la surface de la cathode. Ces spots cathodiques sont mobiles et tendent à occuper la totalité de la surface de la cathode. Le plasma inter-électrode, qui est produit au niveau des spots, apparaît diffus et très faiblement lumineux. Dans ce mode, l'anode joue essentiellement le rôle d'un collecteur passif des particules du plasma [La 10, Va 00].

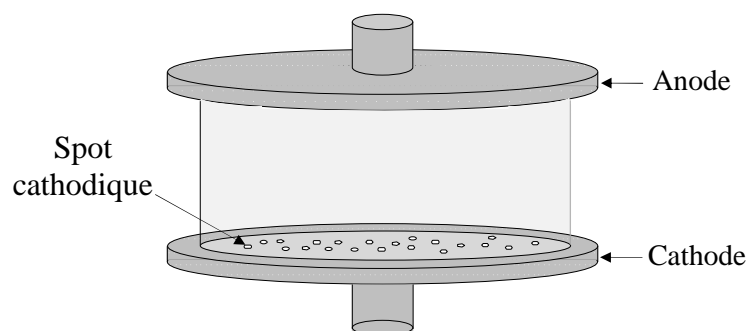


Figure (II-1) : Schéma d'un arc en mode diffus

Lorsque l'intensité du courant d'arc augmente, l'arc adopte préférentiellement le mode concentré. Le plasma inter-électrode prend la forme d'une colonne très lumineuse et instable, Figure (II-2). On ne peut plus distinguer les spots cathodiques, qui se concentrent à l'intérieur d'une région unique représentant une faible portion de la surface de la cathode. Dans ce mode de fonctionnement, l'anode n'est plus passive. Un spot anodique de dimension relativement importante est présent à la surface, au niveau duquel une intense émission de vapeur métallique se produit. Ces vapeurs sont ensuite ionisées et constituent une source supplémentaire importante de plasma.

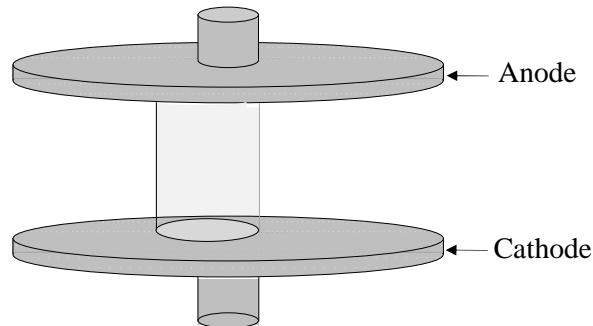


Figure (II-2) : Schéma d'un arc en mode concentré.

II.1.2 - Spots cathodiques et plasma inter-électrode

Les particules qui constituent le plasma proviennent des spots cathodiques. Chaque spot cathodique assure l'émission d'un jet de plasma constitué d'électrons et de particules de vapeur métallique ionisées. Notons que les spots éjectent aussi dans l'espace inter-électrode de fins gouttelettes de métal liquide (appelées microparticules), dont le rayon peut atteindre $25 \mu m$ [Da 78].

La structure d'un spot cathodique est complexe. La taille d'un spot cathodique peut varier entre 50 et $100 \mu m$ [Ju 95]. Le courant total émis par un spot dépend du matériau de la cathode. Pour le cuivre, il est compris entre 1 et $100 A$. Un spot cathodique est composé de plusieurs fragments d'environ 10 à $20 \mu m$ de diamètre,

portant chacun un courant d'environ 10 à 15 A dans le cas d'électrodes en cuivre. Un fragment est à son tour composé de plusieurs sous-fragment ou cellules, de taille généralement inférieure à 5 μm et émettant un courant inférieur à 10 A.

Les spots cathodiques sont animés d'un mouvement répulsif sur la surface de la cathode. Le mouvement apparent d'un spot est en fait le résultat d'une suite de processus de naissance et disparition du spot. En présence d'un champ magnétique transversal, le spot cathodique se déplace dans la direction opposée à celle donnée par la force de Laplace $F = J \times B$ (mouvement rétrograde) [La 10].

II.1.2.1 - Génération du plasma au voisinage de la cathode

Deux théories ont été proposées pour expliquer la génération du plasma au voisinage de la cathode. La première, la plus ancienne, est basée sur un processus d'évaporation du métal au niveau d'un spot. Les vapeurs métalliques émises sont ionisées à proximité de la surface et forment le plasma inter-électrode [Bo 95]. La seconde théorie, [Me 95] considère que la production du plasma est assurée par un ensemble de cellules autonomes ayant une durée de vie d'environ 10^{-8} s. Un groupe de ces cellules autonomes forme un spot cathodique. Cette théorie fait appel à un processus de type explosif d'un petit volume de matière à la cathode, produisant directement un plasma dense constitué d'électrons et de particules de vapeur ionisée. Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à la seconde théorie, " Théorie de l'ecton" voir chapitre III.

II.1.3 - Domaine d'application de l'arc dans le vide

Un certain nombre de travaux théoriques traitant le comportement d'un arc dans le vide ont été publiés au cours de ces dernières années. Parmi les auteurs sujets abordés dans la littérature, signalons les travaux de (Mesyats et Barengol't, [Me 00]; Beilis et al., [Be 88]; Beilis et Zektser, [Be 91]; Uimanov, [Ui 03]) se focalise sur les mécanismes de productions du plasma au niveau des spots cathodiques et les travaux de (Beilis, [Be 02]; Afanas'ev et al., [Af 06]) sur le mouvement rétrograde des spots.

En ce qui concerne les domaines d'application des différents modèles proposés dans la littérature, on peut distinguer trois grands domaines : les disjoncteurs à vide, les procédés de dépôt et de traitement de surface par arc sous vide, et le procédé de refusions à l'arc sous vide utilisé pour l'élaboration et l'affinage de lingots d'alliages métalliques.

II. 2 - Initiation de la décharge d'arc dans le vide

II. 2.1 - Émission électronique

Nous nous intéressons tout d'abord à l'extraction des électrons à partir d'un solide. Le mécanisme qui régit le passage des électrons, de ce solide vers le vide, s'appelle l'émission électronique, seuls les niveaux d'énergie inférieurs au niveau de Fermi (W_F) sont occupés par les électrons dans le métal. En effet, au repos, les électrons sont confinés dans le solide car leur énergie est plus faible que s'ils se trouvaient dans le vide. On appelle travail de sortie du métal ou barrière de potentiel de surface du solide, (W_s), la différence entre l'énergie potentielle d'un électron isolé dans le vide et le niveau de Fermi, Figure (II-3), [Ma 07].

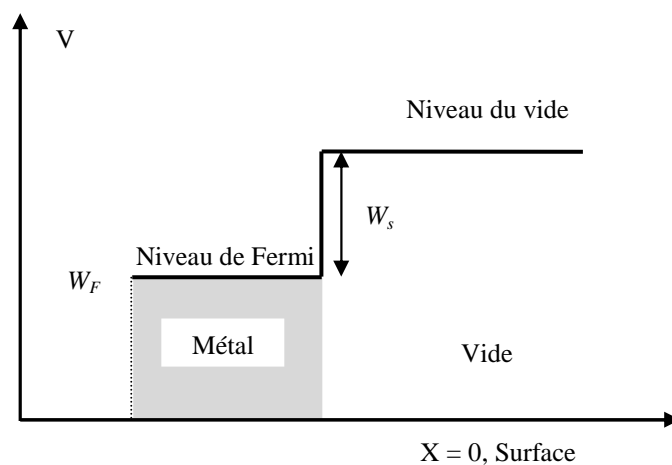


Figure (II-3) : Diagramme représentant les états d'énergie occupés dans le métal, à proximité de la surface métallique. En l'absence de champ

Plusieurs mécanismes sont à la base de l'extraction des électrons de la matière vers le vide. Un moyen est de fournir un supplément d'énergie aux électrons du niveau de Fermi supérieur à la hauteur de la barrière de potentiel de surface du solide. Cet apport peut être d'origine thermique, on parle d'émission thermoélectronique. Un autre mécanisme, dans lequel on n'apporte pas ce supplément d'énergie, résulte de l'application d'un champ électrique intense au voisinage de la surface: c'est l'émission de champ. Sous l'effet du champ électrique intense, la barrière de potentiel de surface, vue par les électrons, se déforme et devient triangulaire, Figure (II-4). Les électrons peuvent traverser cette barrière, lorsque sa largeur est suffisamment étroite (de l'ordre du nm), ce qui conduit à l'arrachement des électrons du métal sans adjonction d'énergie.

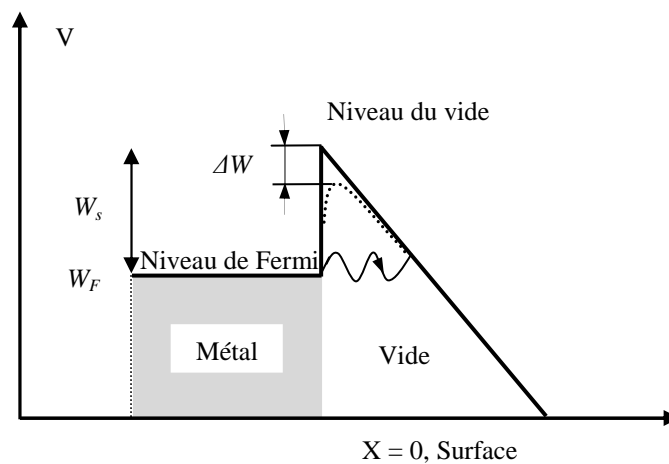


Figure (II-4) : Diagramme représentant la barrière de potentiel sous l'effet du champ électrique, lorsque le champ est suffisamment élevé, les électrons du métal franchissent la barrière de potentiel par effet tunnel [Ma 07].

La présence du champ électrostatique a donc pour effet :

- de réduire l'épaisseur de la barrière de potentiel,
- de réduire la hauteur de la barrière de surface d'une quantité ΔW , c'est l'effet Schottky.

II. 2.2 - Émission électronique à travers des sites diélectriques

Ce processus concerne l'émission dans le vide d'électrons cathodiques à travers de petites particules isolantes ou semi-conductrices de diamètre faible ($\approx 3\mu m$) et d'épaisseur de $0,1$ à $1\mu m$, posées à la surface de l'électrode ou à moitié enfouies dans le métal, Figure (II-5), lorsque l'ensemble métal-isolant est soumis à un champ électrique. Il pourrait aussi expliquer l'émission d'électrons à travers la couche superficielle d'oxyde [Ze 00].

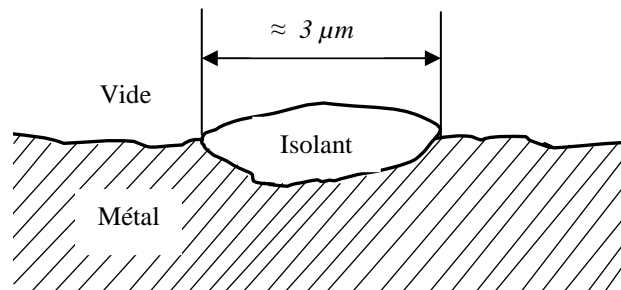
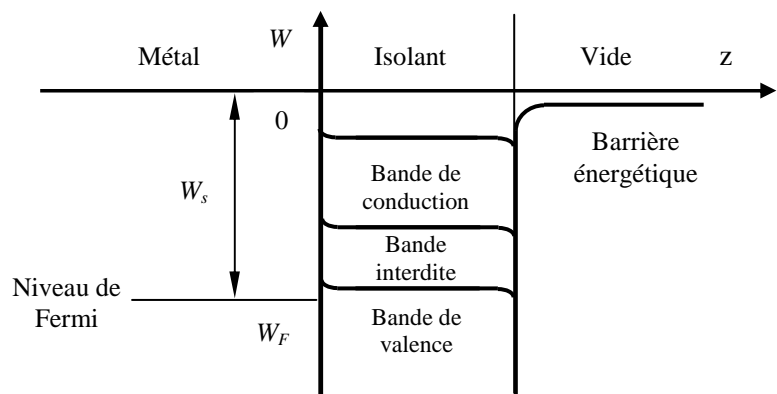


Figure (II-5): Particule isolante sur une cathode métallique

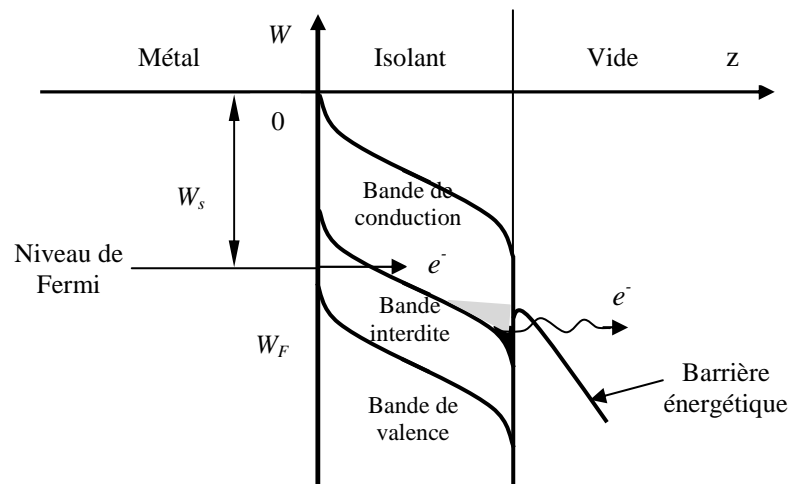
La figure (II-6.a) a donné le schéma énergétique d'un système métal-isolant-vide en absence de champ électrique [La 80]. La bande de conduction du métal contient les électrons libres dont la majorité, à la température ambiante, a une énergie proche de celle W_F du niveau de Fermi. Dans l'isolant, la bande de conduction est vide, alors que la bande de valence est presque complète.

La figure (II-6.b) décrit le même système en présence d'un champ électrique. Le champ pénètre dans l'isolant, ce qui entraîne la déformation des bandes d'énergie. L'épaisseur de la bande interdite au niveau de Fermi peut devenir suffisamment faible pour que des électrons libres du métal puissent passer dans la bande de conduction de l'isolant. Ils sont alors accélérés par le champ électrique et viennent s'accumuler au voisinage de l'interface isolant-vide tout en perdant une partie

de leur énergie par chocs avec les atomes du réseau de l'isolant. Les premiers électrons arrivés remplissent les états superficiels liés de la particule isolante, les suivants peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour être émis dans le vide au-dessus ou à travers la partie haute de la barrière énergétique. Ce sont des électrons chauds (par rapport aux électrons des états liés), mais moins énergétiques que ceux du niveau de Fermi du métal. Ils ont donc, à leur émission, un spectre d'énergie ayant un maximum décalé vers les faibles énergies, figure (II-7).



a)- absence de champ électrique



b)- champ appliqué à la surface

■ Accumulation d'électrons chauds, ■ Électrons piégés à la surface

Figure (II-6): Schéma énergétique d'un ensemble métal - isolant

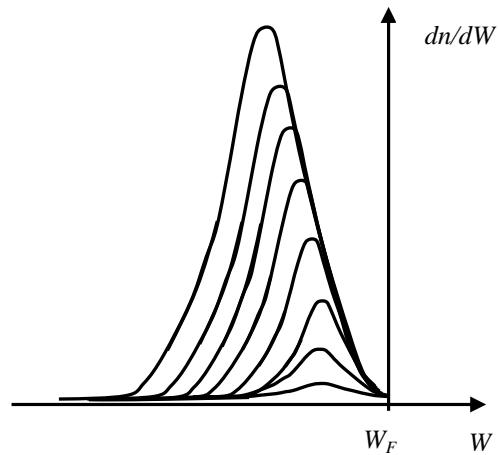


Figure (II-7): Distribution d'énergie W des électrons émis à travers une impureté isolante en fonction du champ électrique [La 80].

En fait, l'interface métal-insolant n'étant pas uniforme, les électrons passent dans l'isolant aux endroits où la barrière énergétique est la plus étroite et créent dans l'isolant un chemin de forte conductivité de géométrie filamenteire, figure (II-8). Les canaux conducteurs, assurant la liaison entre le métal et le vide à travers l'isolant.

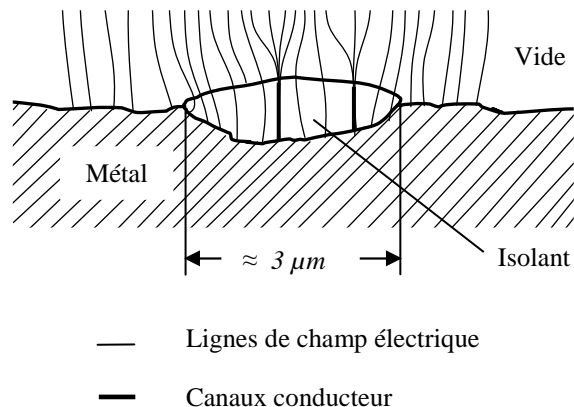


Figure (II-8): Canaux conducteur filamenteires dans une particule isolante

II. 2.3 - Nature des sites émissifs

Lorsqu'un champ électrique est appliqué sur des électrodes vierges, leur surface évolue; des molécules ou des microparticules peuvent migrer ou être émises dans le vide, figure (II-9), des micropointes résultant de l'écroûissage peuvent se redresser. Quand le champ devient suffisamment élevé, les conditions locales en certains points favorisent l'émission d'électrons par l'un ou l'autre des mécanismes décrits avant (II.2.1 et II.2.2). L'isolation est rompue. Le genre de site qui émettra le premier dépend de chaque cas particulier et est difficilement prévisible. On peut toutefois supposer que, dans le cas d'électrodes vierges, l'émission à travers des impuretés isolantes, généralement présentes à la surface des électrodes, est plus probable, alors que si les électrodes ont été préalablement soumises à des claquages ou à des arcs successifs qui détruisent les oxydes et les autres isolants, les faisceaux électroniques sont plus fréquemment émis par les sommets de micropointes métalliques. Mais, dans tous les cas, les surfaces sont couvertes de gaz, ce qui influe considérablement sur l'émission [Li 63].

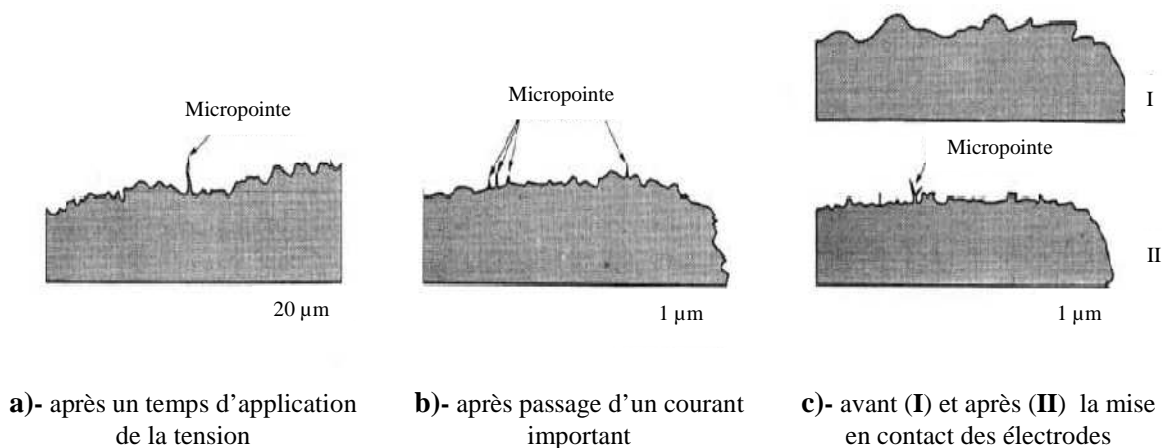


Figure (II-9): *Micropointe sur une cathode dans le vide*

II.2.4 - Effet des gaz résiduels

II.2.4.1 - Origine des gaz agissant sur la décharge

Dans une enceinte à vide, la composition du gaz résiduel est différente de celle du gaz d'origine, en général de l'air. Elle dépend du mode de pompage, de la pression limite et surtout de l'étuvage éventuel de l'enceinte et des électrodes [Ze 00].

i- Absence d'Étuvage

En absence d'étuvage, le gaz résiduel est constitué d'hydrogène (H_2), de monoxyde de carbone (CO) et d'une importante quantité de vapeur d'eau. L'oxygène à l'état libre est absent, car il réagit avec les surfaces pour donner du CO ou former une couche superficielle d'oxyde. Quelques gaz plus complexes sont aussi présents, tels certains hydrocarbures, comme le méthane (CH_4), provenant de réactions superficielles entre CO et H_2 . Dans le cas d'évacuation par des pompes à diffusion d'huile, des vapeurs d'huile sont aussi présentes. Une partie de ces gaz est adsorbée sur toutes les surfaces exposées au vide où ils constituent au moins une monocouche.

ii- Étuvage

Un étuvage à $150\text{ }^\circ\text{C}$ élimine la vapeur d'eau qui a des effets néfastes sur l'isolation. Il faut par contre chauffer à plus de $250\text{ }^\circ\text{C}$ pendant plusieurs jours pour éliminer le CO , surtout celui adsorbé sur les surfaces. Il reste alors un gaz résiduel constitué essentiellement de H_2 à une pression inférieure à 10^{-8} Pa . Toutefois, la surface des parois de l'enceinte et des électrodes est encore couverte d'oxydes et d'une monocouche de gaz. Il faut un étuvage à plus de $1000\text{ }^\circ\text{C}$ pendant plusieurs heures, pour les éliminer. Une fois enlevée, la monocouche se reforme, d'autant plus rapidement que le vide est moins bon, en moins d'une heure à 10^{-8} Pa . La présence de gaz à la surface des électrodes est donc inévitable.

Une autre source de gaz provient de la décharge elle-même: sous l'impact des faisceaux électroniques, des gaz occlus dans l'anode ou les parois de l'enceinte sont

désobéis. Ces gaz interagissent avec la cathode et influent sur l'émission électronique, qui en retour agit sur leur désorption.

II.2.4.2 - Action des gaz sur les sites émissifs de la cathode

Ce sont surtout les ions gazeux qui agissent sur les sites émissifs. Ils sont créés en majorité au voisinage de ces sites, par ionisation du gaz neutre par les électrons émis, là où ceux-ci ont encore une faible énergie. Les effets dépendent donc de la pression partielle du gaz considéré et de l'intensité du courant électronique ionisant. Ils sont spécifiques à chaque gaz [Ze 00].

II.2.5 - Cas des supraconducteurs

Dans les supraconducteurs, la rupture d'isolement est due à l'émission électronique de champ comme celle concernant des électrodes à température ambiante. La théorie du processus est fondée sur des principes différents (l'approximation des électrons libres n'étant plus valable) mais, dans la pratique, le courant observé est très proche de celui calculé par la loi de Fowler et Nordheim. Par ailleurs, un mécanisme basé sur la présence d'impuretés diélectriques, par exemple de particules d'oxyde, est toujours possible.

Dans le cas de micropointes métalliques sur des surfaces larges, l'élévation de la température au sommet du site émetteur peut avoir des effets catastrophiques en provoquant la transition de l'état supraconducteur à l'état normal. Il est à remarquer que le seul processus d'échauffement vient de l'effet Nottingham car l'effet Joule est négligeable, la résistance étant pratiquement nulle [Se 73].

II.2.6 - Microdécharges

Les microdécharges sont des impulsions de courant que l'on rencontre surtout avec des électrodes contaminées, c'est-à-dire des électrodes ayant plusieurs couches de gaz à leur surface et éventuellement divers contaminants comme des huiles de

pompage. Elles sont de durée et de courant très variables, pouvant atteindre quelques millisecondes et quelques milliampères.

II.3 - Évolution de la décharge d'arc dans le vide

Après l'initiation de la décharge, on peut distinguer quatre phases dans l'évolution de la décharge d'arc dans le vide :

1. **Régime prédisruptif**, caractérisé par une tension inter-électrodes élevée et une faible conductivité du vide pratiquement indépendante des caractéristiques du circuit extérieur ;
2. **L'amorçage de la disruption**, production, en général explosive, d'une petite quantité de plasma au voisinage de l'une des électrodes ;
3. La **commutation** ou le passage de l'état d'isolation à l'état conducteur (arc) ;
4. **L'arc**, milieu conducteur formé de vapeurs métalliques, dans lequel le courant n'est limité que par les caractéristiques du circuit extérieur ;

II.3.1 - Régime prédisruptif

II.3.1.1- Présentation

Lorsqu'une tension croissante est appliquée entre deux électrodes planes placées dans une enceinte à vide propre, Figure (II-10), un courant très faible ($I < 10^{-11}A$) apparaît pour un champ électrique appliqué à la cathode supérieur à un certain seuil E_s , de l'ordre de 6 à 30 $MV.m^{-1}$. C'est le début du régime prédisruptif. Le courant est continu, principalement électronique, et dépend fortement du champ électrique.

Il est émis par quelques sites microscopiques (dimensions inférieures à $1\mu\text{m}^2$) indépendants, distribués de façon aléatoire sur la cathode [Ze 00].

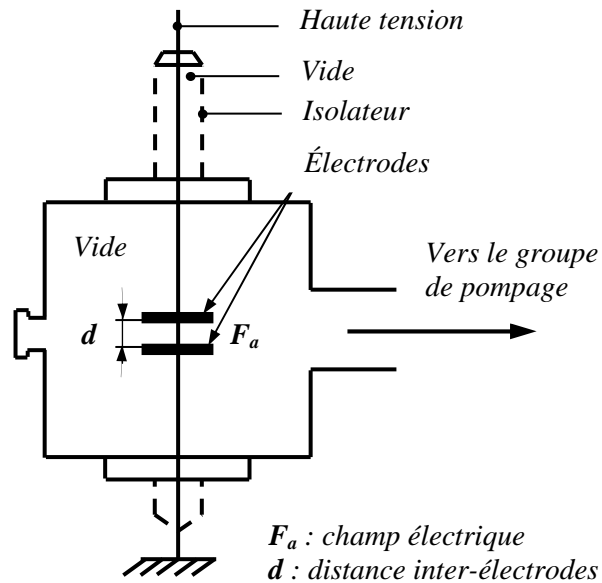


Figure (II-10) : Schéma d'une enceinte à électrodes planes

II.3.2 - Claquage dans le vide

Parmi les quatre phases du développement d'une décharge dans le vide, trois constituent le claquage: l'amorçage de la disruption, la commutation et l'arc.

Le courant prédisruptif est limité à quelques dizaines de milliampères par le nombre de sites émissifs, et par la charge d'espace électronique à leur voisinage qui diminue le champ à la surface et donc le nombre d'électrons émis. Une première augmentation du courant électronique intervient avec la création de microplasmas à l'emplacement de certains de ces sites cathodiques [Ju 88]. Le claquage est amorcé. La température locale s'élève. La surface émissive devient plus grande, alors les courants émis atteignent quelques ampères, limités encore par la charge d'espace électronique. Pour qu'il y ait disruption, c'est-à-dire pour que le milieu inter-électrodes

devienne conducteur, cette charge d'espace doit être neutralisée. Cela se fait, dans le vide, par les vapeurs métalliques issues des électrodes et ionisées par les faisceaux électroniques.

C'est la phase de commutation pendant laquelle la vapeur se propage dans l'espace vide entre les électrodes, processus accompagné d'une augmentation du courant et de la chute de la tension appliquée jusqu'à une valeur de quelques dizaines de volts. C'est la phase terminale du claquage, l'arc. Le courant continue à évoluer suivant les possibilités du circuit extérieur. Pour une valeur finale du courant supérieure à 10 KA , un certain nombre de phénomènes vont se dérouler, les uns à la suite des autres. Ce sont les divers régimes d'arc [Va 00].

II.3.2.1 - Amorçage de la disruption

II.3.2.1.1 - Amorçage cathodique

Le microplasma d'amorçage est en général produit par l'explosion d'un site émissif cathodique chauffé par le courant qu'il émet. L'émission d'électrons conduit à deux mécanismes d'échanges thermiques, l'effet Joule et l'effet Nottingham, qui peuvent provoquer un échauffement catastrophique de la pointe entraînant la création d'une bulle de vapeur métallique. Celle-ci est ionisée par le flux intense d'électrons qui la traverse, d'autant plus aisément qu'ils ne possèdent encore qu'une faible énergie (quelques dizaines d'électronvolts). C'est la création du microplasma [Ze 00].

II.3.2.1.2 - Amorçage anodique

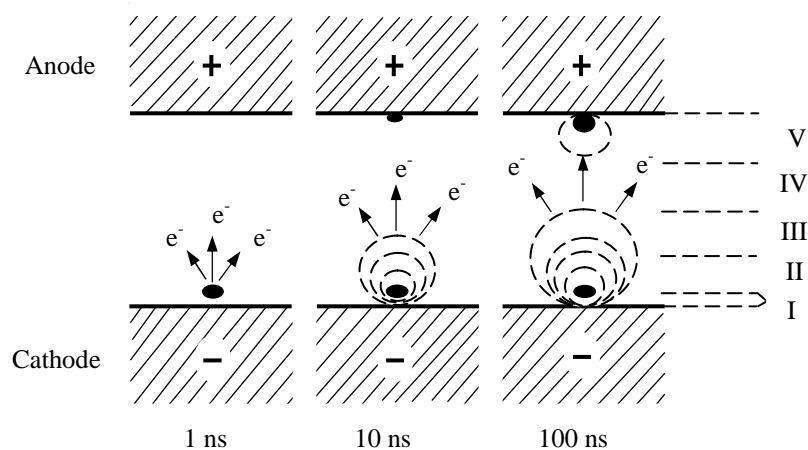
L'amorçage à l'anode devient probable lorsqu'un spot anodique chaud atteint une température T_a telle que le métal commence à s'évaporer. La pression de vapeur nécessaire est de l'ordre de 10^{-2} Pa comme pour la cathode. On a donc :

$$T_a \approx T_c \quad (\text{II-2})$$

II.3.2.2 - Commutation

Il est généralement admis que la commutation ne peut avoir lieu que si des microplasmas sont créés à la cathode. Ils sont les effets secondaires du plasma d'amorçage, que celui-ci soit produit par une instabilité naturelle ou par un déclenchement artificiel. Dans le cas d'amorçage à la cathode, la formation du phénomène est presque immédiate (moins de 1 ns). Dans tous les autres cas, il y a un certain retard à l'apparition des microplasmas et donc à l'augmentation du courant [Ze 00].

Les microplasmas cathodiques constituent des sources intenses d'électrons. Ils sont formés d'une boule de plasma très dense (plus de $10^{23}\text{ atomes/m}^3$) et très lumineuse, d'environ $30\text{ à }50\ \mu\text{m}$ de diamètre (figure (II-11), région II), fortement ionisée, proche (quelques nanomètres) d'une petite surface (quelques micromètres carrés) chauffée de l'électrode, le plus souvent à l'emplacement d'un site prédisruptif. Cette partie centrale est entourée d'un nuage de vapeurs métalliques (figure (II-11), région III) moins dense et moins lumineux, en expansion à une vitesse $u \approx 1 \times 10^4\text{ à }2 \times 10^4\text{ m/s}$. La chute de tension entre la boule de plasma et la surface de la cathode, inférieure à 50 V , permet le passage local de courants intenses et l'évaporation de la surface qui alimente continûment le plasma central [Ju 88].



I. Chute de tension cathodique (50V),
 II. Microplasma cathodique, III. Front du microplasma cathodique en expansion,
 IV. Zone de courant électrique limité par la charge d'espace, V. Microplasmas anodique

Figure (II-11): Régions de l'espace interélectrodes durant la commutation

II.3.2.2.1 - Disruption d'amorçage cathodique

Dans la disruption cathodique, la bouffée de plasma initiale est le microplasma. Son sommet, en expansion, et l'anode constituent une diode à vide dont le courant est limité par la charge d'espace à une valeur proportionnelle à $V^{1.5}$ et inversement proportionnelle à leur distance z (lois de Langmuir). Ainsi, durant les premières nanosecondes, l'expression du courant I est donnée en fonction du temps t [Ju 88].

$$I(t) = B.V(t)^{1.5} \cdot \frac{ut}{z} = B.V(t)^{1.5} \cdot \frac{ut}{d - ut} \quad (\text{II-2})$$

Avec B : constante ($\approx 3 \times 10^{-5} AV^{-1.5}$),

d : distance inter-électrodes,

u : vitesse du microplasma ($u \approx 1 \times 10^4$ à 2×10^4 m/s).

Quand le plasma arrive approximativement à la moitié de l'espace inter-électrodes ($ut \approx d/2$), le courant a atteint une valeur typique de l'ordre de 50 à 100 A et l'anode commence à s'évaporer aux points d'impact des électrons. Des microplasmas anodiques commencent à se former (figure (II-11), région V). Ils constituent des sources de vapeurs métalliques ionisées, bien plus intenses que les sources cathodiques. Si le circuit extérieur le permet, l'augmentation du courant devient plus rapide, car deux fronts de vapeur se déplacent l'un vers l'autre. Cette étape, plutôt courte, dure donc moins de $\Delta t = \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{u}$ (pour $d = 1$ mm, $\Delta t < 20$ ns).

Après ce temps, les deux électrodes sont réunies par un pont de plasma, la production de microplasmas anodiques cesse et la tension inter-électrodes chute jusqu'à une valeur de l'ordre de 15 à 20 V. Un arc base tension s'est formé dans les vapeurs métalliques, c'est la fin de la phase de commutation.

II.3.2.3 - Arc dans le vide

À partir de la fin de la phase de commutation, le taux d'augmentation du courant I , comme sa valeur finale, sont déterminés par le circuit extérieur à condition que $\frac{dI}{dt} < 10^9 \text{ A.s}^{-1}$. Les microplasmas cathodiques continuent à exister mais on les nomme spots cathodiques, bien que leurs propriétés restent pratiquement les mêmes, chaque spot transporte un courant de 20 à 100 A avec une densité de courant d'électrons émis supérieure à 10^{12} A.m^{-2} . Il a, dans sa partie centrale, une concentration supérieure à $10^{25} \text{ atomes.m}^{-3}$ et une température supérieure à 3000 K. Un courant minimal, dépendant du matériau cathodique, est nécessaire pour que l'arc existe [La 80].

Le tableau (II-1).donne quelques valeurs de ces courants, ainsi que quelques autres caractéristiques des arcs. Les tensions d'arc sont données pour des arcs de 100 A [Ze 00].

Matériau de la cathode	Température d'ébullition (°C)	V _{arc} (V)	Courant minimal d'arc (A)
Ag	1950	17	12
Al	2057	16.5	4
Cu	2336	20	15
Mg	1107	/	/
Mo	4800	/	/
W	5900	22	40

Tableau (II-1): Quelques caractéristiques des arcs sous vide.

II.4 - Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence les mécanismes qui régissent le passage des électrons à partir d'un solide vers le vide, Plusieurs mécanismes sont à la base de l'extraction des électrons: L'émission électronique sous l'effet de la température ou émission thermoélectronique, émission électronique sous fort champ électrique, émission électronique à travers des sites diélectriques. L'application d'un fort champ électrique à la surface d'une pointe métallique entraîne la déformation des bandes d'énergie et peut provoquer l'évaporation ou la désorption des espèces superficielles.

Chapitre III :
Mécanismes d'émission électronique

III.1 - Introduction

Dans ce chapitre, nous allons étudier les mécanismes d'émission d'électrons à partir de la cathode et les différentes équations utilisées pour le calcul de la densité de courant des électrons émis.

III.2 - Densité électronique émis

Dans un arc électrique, les électrons sont émis à partir de la surface de la cathode. Le spot cathodique constitue le lieu d'où émergent les électrons. Les deux facteurs importants gouvernant cette émission sont la température et le champ électrique qui règnent à la surface de la cathode. Pour l'émission des électrons à la cathode, trois mécanismes ont été élaborés :

- Emission des électrons par effet de la température (**émission T**)
- Emission par effet de champ électrique (**émission F**)
- Emission par effet de la température et du champ électrique (**émission TF**)

III.2.1 - Théorie de l'émission électronique

L'émission spontanée d'électrons à la surface d'un métal dans le vide est empêchée par l'existence d'un échelon d'énergie potentielle résultant des forces d'interactions entre les électrons qui se sont éloignés à des distances supérieures aux distances atomiques et les charges positive restante non compensée des ions du réseau.

L'énergie cinétique maximale que les électrons de conduction peuvent posséder dans un métal à la température de zéro absolu est égale à l'énergie de Fermi W_F . Pour qu'un électron situé au niveau de Fermi puisse s'échapper de la surface, il doit recevoir

une énergie supplémentaire $W_s = W_a - W_F$ supérieure ou égale au travail de sortie du métal considéré.

A l'intérieur du métal, les électrons ont un potentiel constant puisqu'ils ne sont soumis à aucune force. A l'extérieur du métal, un électron est soumis à une force d'attraction, due au champ électrique et une force de rétention par le métal, due au trou qu'il laisse en s'arrachant au métal. Le potentiel correspondant à cette force est appelé potentiel image. L'énergie potentielle $V(x)$ de l'électron dans le vide est donnée par:

$$V(x) = W_a \quad \text{(III-1)}$$

Lorsque l'électron est dans le métal ($x < 0$) et,

$$V(x) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot (2x)^2} - e \cdot F \cdot x \quad \text{(III-2)}$$

Lorsque l'électron quitte la surface et est à une distance x de celle-ci.

W_a est appelée affinité électronique ou potentiel chimique du métal et est proche du niveau de Fermi W_F et reste ainsi jusqu'à la température de fusion. Pour la plupart des métaux, l'énergie de Fermi W_F est voisine de 10 eV [Me 07].

III.2.2 - Emission des électrons par effet de la température (émission T)

Pour qu'un électron puisse quitter le métal, il doit posséder une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel à la surface, formée par l'énergie des électrons antérieurement émis et/ou par un champ électrique extérieur, y compris celui créé par les ions de la charge d'espace présente devant la cathode. La valeur critique de

l'énergie qui permet aux électrons de quitter la surface métallique varie avec la forme de la barrière.

Si un corps métallique se trouve dans un champ électrique nul ou très faible, l'émission électronique est dominée surtout par la température. Seuls les électrons possédant une énergie cinétique suffisante peuvent franchir la barrière de potentiel. Ce type d'émission est caractéristique des arcs dont la cathode est constituée des matériaux à point de fusion élevé (graphite, tungstène). Les électrons qui sortent du métal correspondent à une densité de courant dont l'expression est donnée par la formule de Richardson-Dushman [Va 00].

$$J_{RD} = \frac{4\pi k_B^2 e m_e T^2}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{W_s}{k_B T}\right) \quad \text{(III-3)}$$

Si on applique un champ électrique perpendiculaire à la surface émissive, la forme de la barrière de potentiel est modifiée. La densité de courant est calculée par la formule de Richardson-Dushman avec la correction de Schottky.

$$J_{Sch} = \frac{4\pi k_B^2 e m_e T^2}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{W_{eff}}{k_B T}\right) \quad \text{(III-4)}$$

Où

$$W_{eff} = W - \sqrt{\frac{e^3 F}{4\pi\epsilon_0}} \quad \text{(III-5)}$$

La légende de chacune des grandeurs est donnée par le tableau (III-1).

J_{RD}	Densité de courant des électrons émis calculées suivant l'équation de <i>Richardson-Dushman</i> (A/m^2)
J_{Sch}	Densité de courant des électrons émis calculées suivant l'équation de <i>Schottky</i> (A/m^2)
T	Température à la surface de la cathode (K)
F	Champ électrique extérieur (V/m)
m_e	Masse d'électron (kg)
e	Charge d'électron (C)
W_s	Travail de sortie du métal de la cathode (eV)
W_{eff}	Travail de sortie effectif du métal (eV)
K_B	Constante de Boltzmann (JK^{-1})
h	Constante de Planck (Js)

Tableau (III-1) : Notations utilisées dans les formules (III-3)-(III-4)-(III-5)

La figure (III-1) illustre la variation de la densité de courant J_{RD} (en coordonnées logarithmiques) en fonction de la température de la cathode suivant la formule de Richardson-Dushman, (équation (III-3)) pour plusieurs valeurs du travail de sortie. Cette figure montre que la densité de courant des électrons émis par effet de la température, augmente fortement avec la température. A une valeur plus faible du travail de sortie W_s correspond une valeur plus élevée de la densité de courant des électrons émis.

La figure (III-2) illustre la variation de la densité de courant en fonction de la température en présence d'un champ électrique (formule de Richardson-Dushman, avec correction de Schottky (équation (III-4)). La densité de courant augmente de façon exponentielle en fonction du champ électrique et de façon logarithmique en fonction de la température.

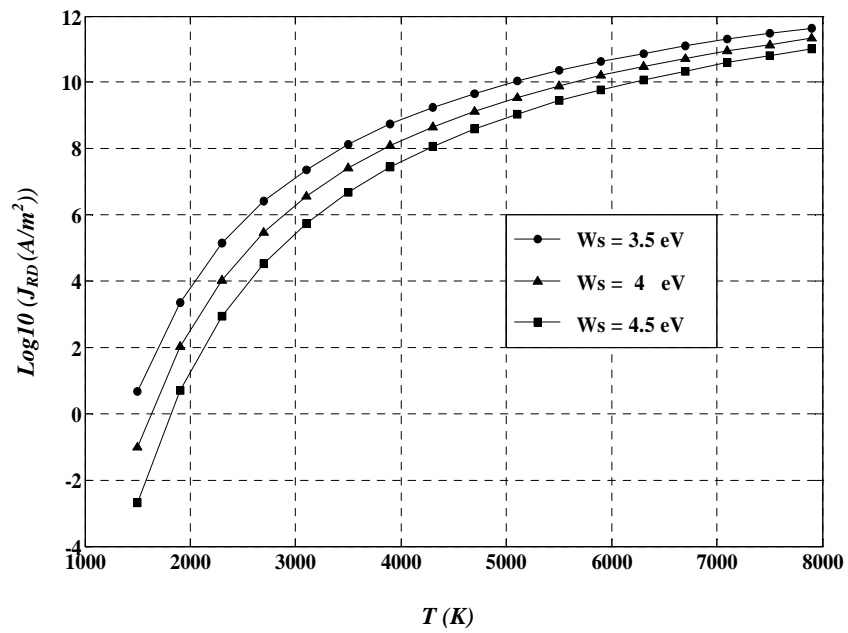


Figure (III-1) : Densité de courant J_{RD} en fonction de T - émission T

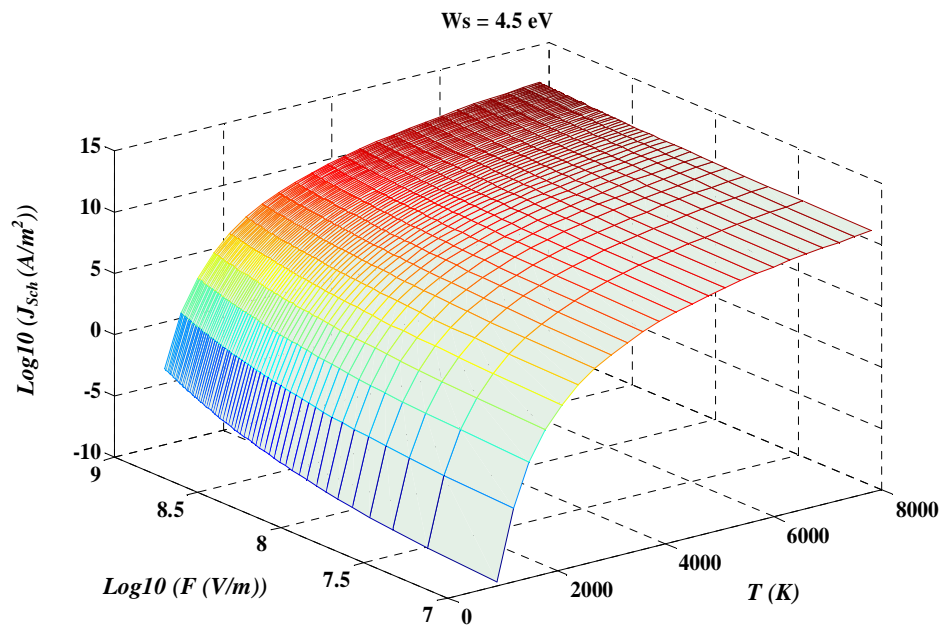


Figure (III-2) : Densité de courant des électrons émis en fonction de T et F (équation de Richardson-Dushman avec correction de Schottky).

III.2.3 - Emission électronique par effet de champ (émission F)

Lorsqu'un champ électrique élevé ($>1 \times 10^9$ V/m) est appliqué, la barrière de potentiel vue par les électrons se déforme et la théorie quantique autorise le franchissement de cette barrière. Cela se traduit par une certaine probabilité de présence des électrons dans des régions classiquement interdites. Ce phénomène est appelé effet tunnel et l'émission électronique est appelée dans ce cas, émission par effet de champ. Plus le champ électrique à la surface du métal est élevé, plus la barrière de potentiel est étroite (de l'ordre de 2-3 nm) et donc plus la densité de courant des électrons émis par effet de champ est grande. Ainsi, une surface métallique propre soumise à un champ électrique supérieur à 1×10^9 V/m émet des électrons même si la température de cette surface est faible et, c'est pour cette raison que cette émission électronique est dite émission froide [Me 07]. Ce type d'émission a lieu pour tous les matériaux, et en particulier les matériaux dits non réfractaires, ou à bas point de fusion, comme le cuivre ou l'argent [Gu 95].

Pour calculer la densité de courant extrait en fonction du champ électrique appliqué, Fowler et Nordheim se sont basés sur le modèle de Sommerfeld, qui considère les électrons du métal comme un gaz de particules libres obéissant à la statique de Fermi-Dirac. Ce modèle permet de calculer le flux $N(W)$ d'électrons dans la direction x perpendiculaire à la surface et ayant une énergie comprise entre W et $W+dW$.

$N(T, W)$ désigné par fonction d'alimentation est donné par :

$$N(T, W) = \frac{m_e}{2\pi^2 h^3} \int_0^\infty \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{W - W_F}{k_B T}\right)} dW \quad \text{(III-6)}$$

$$N(T, W) = \frac{m_e k_B T}{2\pi^2 h^3} \ln \left[1 + \exp\left(-\frac{W - W_F}{k_B T}\right) \right] \quad \text{(III-7)}$$

Pour de faibles valeurs de la température

$$N(T, W) = \frac{m_e}{2\pi^2 \hbar^3} (W_F - W) \quad \text{(III-8)}$$

S'appuyant sur le développement de la théorie quantique, Fowler et Nordheim ont ensuite calculé la probabilité $D(F, W)$ de passage par effet tunnel d'un électron d'énergie W à travers la barrière. $D(F, W)$ est désigné comme le coefficient de transmission et son calcul peut notamment se faire de façon simplifiée en utilisant l'approximation *WKB* (Wentzel-Kramers-Brillouin) [Bo 02] :

$$D(F, W) = \exp \left(- 2 \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2}} \cdot \int_0^1 \sqrt{V(x) - W} dx \right) \quad \text{(III-9)}$$

$V(x)$ étant l'énergie potentielle de l'électron et W son énergie cinétique dans la direction normale à la barrière de largeur l et $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ la constante de Planck.

La barrière ayant une forme triangulaire

$$V(x) = W_s + W_F - e.F.x \quad \text{(III-10)}$$

Cette expression s'écrit :

$$D(F, W) = \exp \left(- \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2}} \cdot \frac{(W_s + W_F - W)^{3/2}}{eF} \right) \quad \text{(III-11)}$$

La densité de courant est alors obtenue en intégrant à l'ensemble des énergies possibles, le produit du coefficient de transmission $D(F, W)$ par la fonction d'alimentation $N(T, W)$:

$$J_{FN} = e \cdot \int_0^{\infty} D(F, W) \cdot N(T, W) \cdot dW \quad \text{(III-12)}$$

En général, la borne inférieure d'intégration est loin en dessus du niveau de Fermi W_F si bien qu'elle peut être prise égale à $-\infty$ [Bo 02]. L'intégration de l'équation (III-12) vaut alors :

$$J_{FN} = \frac{e^3 F^2}{16 \pi^2 \hbar W_s} \exp \left(- \frac{4 \sqrt{2 m_e} W_s^{3/2}}{3 e \hbar F} \right) \quad \text{(III-13)}$$

En remplaçant les différentes constantes par leurs valeurs numériques appropriées, on obtient :

$$J_{FN} = \frac{1.54 \times 10^{-6} F^2}{W_s} \exp \left(- \frac{6.81 \times 10^9 W_s^{3/2}}{F} \right) \quad \text{(III-14)}$$

La légende de chacune des grandeurs est donnée par le tableau (III-2) ci-dessous.

J_{FN}	Densité de courant des électrons émis calculée suivant l'équation de Fowler et Nordheim (A/m^2)
F	Champ électrique (V/m)
W_s	Travail de sortie du métal de la cathode (eV)
h	Constante de Planck (Js)
m_e	Masse d'électron (kg)
e	Charge d'électron (C)

Tableau (III-2): Notations utilisées dans les formules (III-13) - (III-14)

La figure (III-3) illustre la variation de la densité de courant en fonction du champ électrique à la surface de la cathode pour plusieurs valeurs du travail de sortie, en utilisant l'équation (III-14). Cette figure montre que la densité de courant augmente de façon exponentielle dès que le champ électrique dépasse 1×10^9 V/m. Cette valeur de champ critique dépend du travail de sortie.

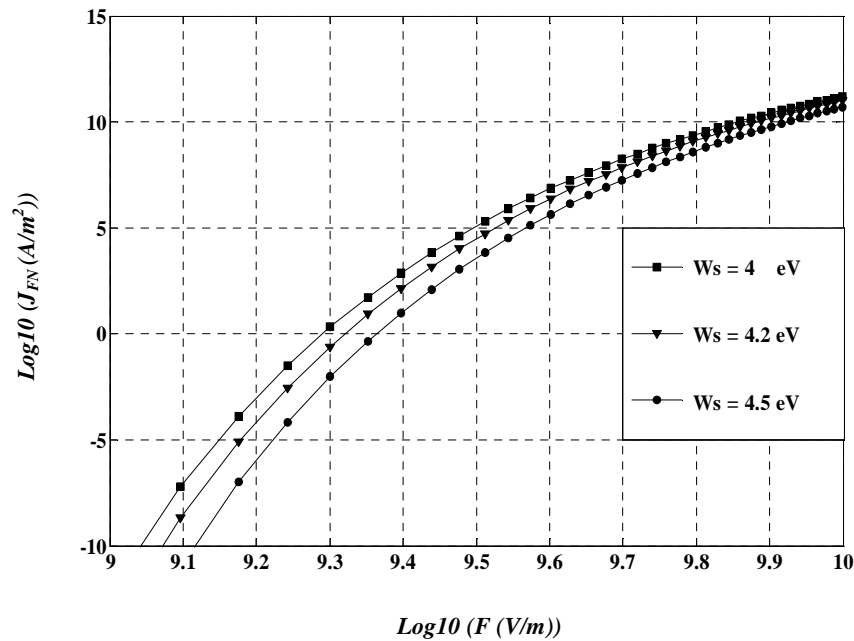


Figure (III-3): Densité de courant J_{FN} en fonction de F - émission F

III.2.3.1 - Effet de la température de l'émetteur

L'influence de la température n'est pas prise en compte dans la formulation de Fowler-Nordheim, elle a cependant pour effet de modifier la distribution de Fermi-Dirac des électrons ou les états d'énergie supérieurs au niveau de Fermi ont une probabilité non nulle d'être occupés. Les électrons qui s'y trouvent peuvent "tunneller" au travers de la barrière de potentiel de hauteur et d'épaisseur moindres. A température élevée (au-delà de 1500 K) et pour de faibles champs électriques, ils contribuent alors

majoritairement au flux d'électrons incidents: l'émission est alors thermoionique (**TF**). La température a pour effet de pondérer la densité de courant à 0 K telle que [Bo 02] :

$$J(F, T) = J(F, 0) \frac{\pi k_B T / \alpha}{\sin(\pi k_B T / \alpha)} \quad \text{(III-15)}$$

α est exprimé en eV. Pour une gamme de champs électriques variant de 2×10^9 à 6×10^9 V/m et pour une température de 300 K le terme $\frac{\pi k_B T / \alpha}{\sin(\pi k_B T / \alpha)}$ de l'équation (III-15) varie respectivement de 1,15 à 1,02. Cette faible variation justifie l'absence de la prise en compte de la température dans l'expression de Fowler-Nordheim (III-13).

III.2.4 - Emission TF

III.2.4.1 - Equation de Good et Murphy

Ce type d'émission est en relation simultanément avec la température et le champ électrique. Pour des températures et des champs électriques élevés qu'on appelle émission thermoélectronique assistée par champ électrique et est désignée par l'émission TF. Plusieurs formules ont été proposées pour le calcul de la densité de courant, mais la formule la plus générale fut donnée par la formule de Good et Murphy :

$$J_{MG} = \int_{-W_a}^{\infty} N(T, W) \cdot D(F, W) \cdot dW \quad \text{(III-16)}$$

$N(T, W)$ représente le nombre d'électrons atteignant la barrière par unité de surface et par seconde avec une énergie comprise entre W et $W + dW$:

$$N(T, W) = \frac{4 \cdot \pi \cdot e \cdot m_e}{h^3} \cdot k_B \cdot T \cdot \ln \left(1 + \exp \left(- \frac{W - W_F}{k_B \cdot T} \right) \right) \quad \text{(III-17)}$$

$D(F, W)$ représente la probabilité d'émission d'un électron d'énergie W du métal sous l'effet d'un champ électrique :

$$D(F, W) = \begin{cases} 1 + \exp \left(\frac{8\pi\sqrt{2}m_e^{1/2}e^{5/4}v(y)}{3(4\pi\epsilon_0)^{3/4}hF^{1/4}y^{3/2}} \right) & \text{si } W < W_l \\ 1 & \text{si } W > W_l \end{cases} \quad \text{(III-18)}$$

$$y = \frac{1}{|W|} \sqrt{\frac{e^3 \cdot F}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}} \quad \text{(III-19)}$$

$$W_l = - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e^3 \cdot F}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}} \quad \text{(III-20)}$$

E et H sont les intégrales elliptiques de première et de deuxième espèce définies par :

$$E(z) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - z^2 \cdot \sin^2 \theta} \, d\theta \quad \text{(III-21)}$$

$$H(z) = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{1 - z^2 \cdot \sin^2 \theta}} \, d\theta \quad \text{(III-22)}$$

D'où :

$$v(y) = \begin{cases} \sqrt{1+y} \left(E \left(\sqrt{\frac{1-y}{1+y}} \right) - yH \left(\sqrt{\frac{1-y}{1+y}} \right) \right) & , y < 1 \\ -\sqrt{\frac{y}{2}} \left(-2E \left(\sqrt{\frac{y-1}{2y}} \right) + (y+1)H \left(\sqrt{\frac{y-1}{2y}} \right) \right) & , y > 1 \end{cases} \quad \text{(III-23)}$$

On note à ce propos que la fonction $v(y)$ a reçu plusieurs simplifications, on cite à titre d'exemple, les simplifications proposées par les auteurs suivants :

- **BEILIS :**

$$v(y) = 1 - y^2 \left(1 + 0.85 \sin\left(\frac{1-y}{2}\right) \right) \quad \text{(III-24)}$$

- **BEUKEMA :**

$$v(y) = 0.95 - 1.06 y^2 \quad \text{(III-25)}$$

- **HANTZSCHE :**

$$v(y) = \begin{cases} 1 - y^2 \left(0.375 \cdot \left(\ln \frac{1}{y}\right) + 0.96729 \right) - 0.02248 y^3 - 0.01023 y^4 & \text{si } y \geq 1 \\ -1.31103 y^{3/2} + 0.89861 y^{1/2} + 0.48954 y^{-1/2} - 0.09886 y^{-3/2} + 0.02174 y^{-5/2} & \text{si } y \leq 1 \end{cases} \quad \text{(III-26)}$$

- **FORBES :**

$$v(y) = (1 - y^2) + \frac{1}{3} y^2 \ln y \quad \text{(III-27)}$$

La figure (III-4) montre la variation de la fonction de Nordheim obtenues par les équations des différents auteurs. Cette figure montre que la formule approximative qui s'approche le mieux de la formule exacte de Murphy et Good est celle de Hantzsche et Forbes. Surtout dans l'intervalle de y allant de 0.33 à 0.63 toutes les formules approximatives donnent des valeurs proche de celles fournies par celle de Murphy et Good.

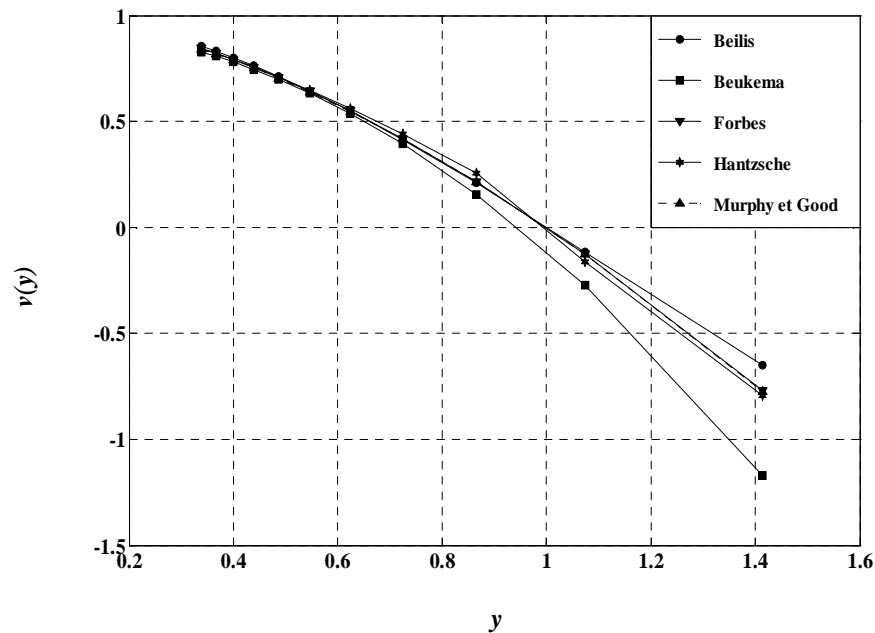


Figure (III-4): Variation de la fonction de Nordheim $v(y)$ en fonction de y

Les figures (III-5) et (III-6) montrent la variation de la densité de courant J_{MG} en fonction de la température T et du champ électrique F , calculée par l'équation (III-16) de Murphy et Good. On remarque que la densité de courant croît de façon fortement non linéaire avec T et F .

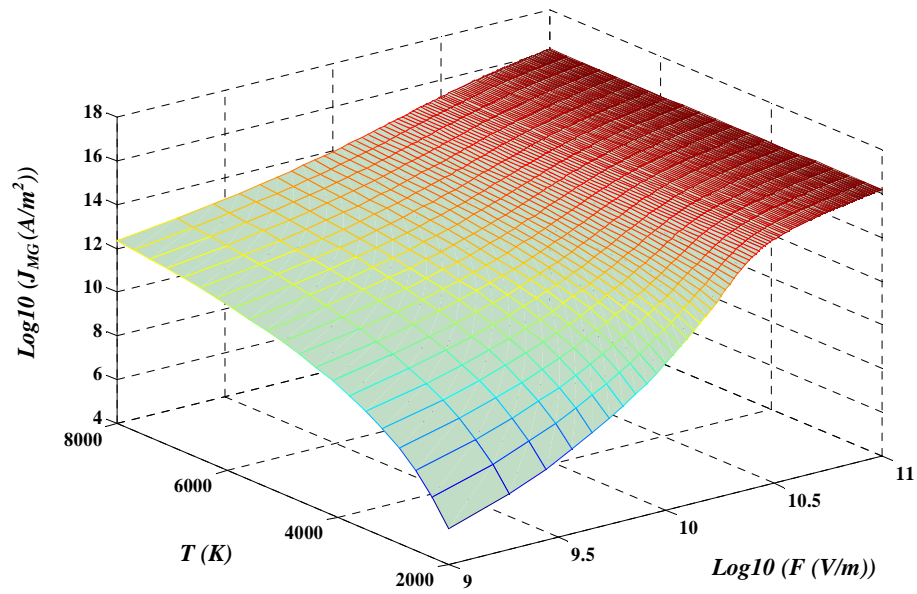


Figure (III-5): Variation de la densité de courant J_{MG} en fonction de F et T .
équation de Murphy et Good pour $W_s = 4.5$ eV

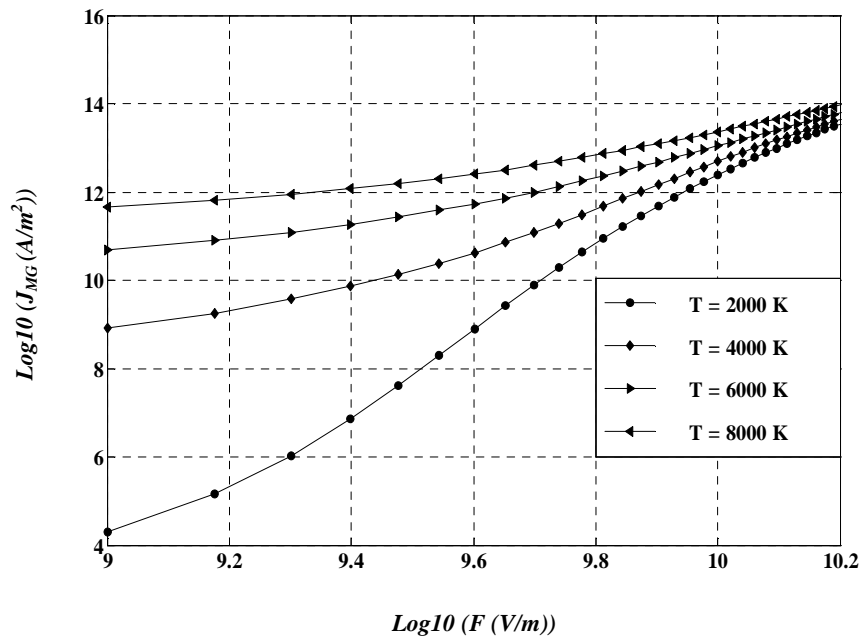


Figure (III-6): Variation de la densité de courant J_{MG} en fonction de F pour différentes valeurs de T . équation de Murphy et Good pour $W_s = 4.5$ eV

Il ya lieu de noter que pour s'affranchir des calculs numérique " complexe " dans l'équation de Murphy et Good, Certains auteurs comme Hantzsche [Ha 82] par exemple, proposent des formules plus simple, mais leur utilisation évite seulement les calculs numériques exigés par le formalisme rigoureux de Murphy et Good et, réduite de façon importante le domaine de validité. A titre d'exemple la formule de Hantzsche donnant la densité de courant des électrons émis sous l'action de la température et du champ électrique est donnée par l'équation suivante :

$$J_{Han} = K(AT^2 + BF^{9/8}) \exp\left[-(CT^2 + DF^2)^{-1/2}\right] \quad \text{(III-28)}$$

K , A , B , C et D sont des constantes obtenues par Hantzsche et dépendent de la température T , du champ électrique F et du travail de sortie W_s .

Pour $W_s = 4.5 \text{ eV}$, ces constantes ont pour valeurs :

$$K = \frac{8.1 \times 10^3 T^3 + 3.5 \times 10^{-5} F^2}{9.1 \times 10^3 T^3 - 53 FT + 7.5 \times 10^{-5} F^2}$$

Où $A = 1.74 \times 10^6$, $B = 1.14 \times 10^4$, $C = 3.83 \times 10^{-10}$ et $D = 2.52 \times 10^{-22}$

La figure (III-7) montre la variation de la densité de courant des électrons émis en fonction de la température et du champ électrique, calculée par la formule de Hantzsche (équation (III-28)). On remarque que cette équation représente une bonne approximation de la formule générale de Murphy et Good.

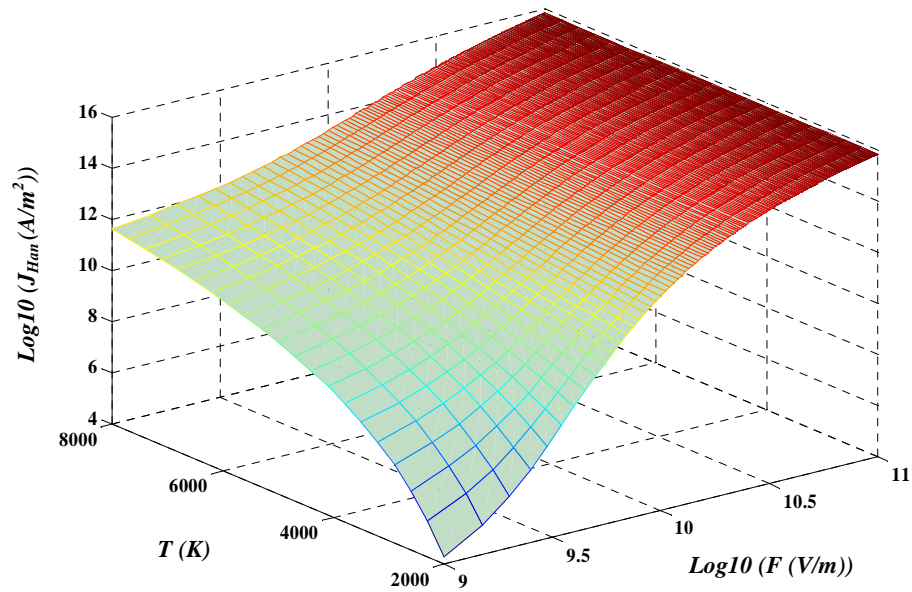


Figure (III-7): Variation de la densité de courant J_{Han} en fonction de F et T
émission TF, équation de Hantzsche

III.2.5 - Effet de l'émission électronique sur la température de la cathode - Effet Nottingham

A la surface de la cathode, le spot cathodique est le lieu de l'émission des électrons. Il se déplace rapidement sur la cathode, sa vitesse pouvant atteindre une centaine de mètres par seconde. L'énergie apportée par les ions à la surface et l'effet Joule, responsable de l'échauffement dans le volume de la cathode, au niveau du spot, sont compensés par la perte d'énergie due à l'émission électronique, l'énergie évacuée par conduction thermique dans le métal et l'énergie emportée par la fusion et l'évaporation du matériau [Be 10].

L'émission de champ conduit à une vaporisation cathodique. La vaporisation cathodique est due soit à l'effet joule, soit à l'effet Nottingham, ce phénomène bien connu de refroidissement ou de réchauffement de la cathode par émission électronique.

Les principaux échanges énergétiques entre une cathode et un arc électrique s'effectuent de différentes façons :

- par radiations de la colonne d'arc ;
- par bombardement de la surface par les ions positifs ;
- par bombardement de la surface par les particules neutres ;
- par le départ des électrons émis à la cathode.

La théorie de l'émission montre que l'émission d'électrons s'accompagne d'un échange d'énergie entre les électrons de conduction et le réseau cristallin. Deux phénomènes se produisent: un effet thermique familier (l'effet Joule), lié à la résistivité du métal, produit un échauffement lorsque le courant est important. Un autre effet résulte de la différence entre l'énergie moyenne des électrons émis W_1 et l'énergie moyenne des électrons de remplacement W_2 . Cet effet, connu sous le nom d'effet Nottingham, prévoit que la cathode soit chauffée pendant l'émission si W_2 est supérieure à W_1 et inversement, refroidie lorsque W_2 est inférieure à W_1 . L'énergie moyenne des électrons de remplacement injectés depuis le circuit extérieur, est proche du niveau de Fermi W_F (quelques centaines de meV en dessous de W_F).

A une température $T = 0 K$, tous les électrons émis ont une énergie inférieure ou égale à W_F et effet Nottingham produit nécessairement le chauffage de la cathode. Si la température augmente (per exemple, par effet Joule lorsque le courant devient élevé), l'énergie moyenne des électrons émis peut être supérieure à W_F , inversant alors l'effet, du chauffage au refroidissement de l'émetteur. Une température dite d'inversion T_{inv} est atteinte lorsqu'un équilibre s'établit et que $W_1 = W_2$. Ces procédures d'échanges sont importantes pour déterminer locale à la surface de la cathode. Si la température de la cathode est inférieure à la température d'inversion T_{inv} on a l'échauffement. Par contre si elle est supérieure à T_{inv} on a le refroidissement de la cathode.

Plusieurs formules ont été proposées pour la détermination de la température d'inversion par différents auteurs [Me 07]. Citons à titre d'exemple (avec T_{inv} en (K), F en (V/m) et W_s en (eV)) les travaux de.

▪ **LEVINE :**

$$T_{inv} = \frac{5.661 \times 10^{-7}}{\sqrt{W_s}} F \quad \text{(III-29)}$$

▪ **LATHAM :**

$$T_{inv} = \frac{5.4 \times 10^{-7}}{t(y) \sqrt{W_s}} F \quad \text{(III-30)}$$

$t(y)$ est issue de la formule de Fowler – Nordheim. D'après Forbes [Fo 06] $t(y)=1,1$.

▪ **MESYATS :**

$$T_{inv} = \frac{5.32 \times 10^{-7}}{\sqrt{W_s}} F \quad \text{(III-31)}$$

▪ **HANTZSCHE :**

$$T_{inv} = \frac{2.49 \times 10^{-16}}{\sqrt{W_s}} F \quad \text{(III-32)}$$

La figure (III-8) illustre la variation de la température d'inversion en fonction du champ électrique (Formules **Levine**, **Latham**, **Mesyarts**, **Hantzsche**) et ce pour $W_s=4.5 \text{ eV}$. On remarque que cette température augmente lorsque le champ électrique augmente.

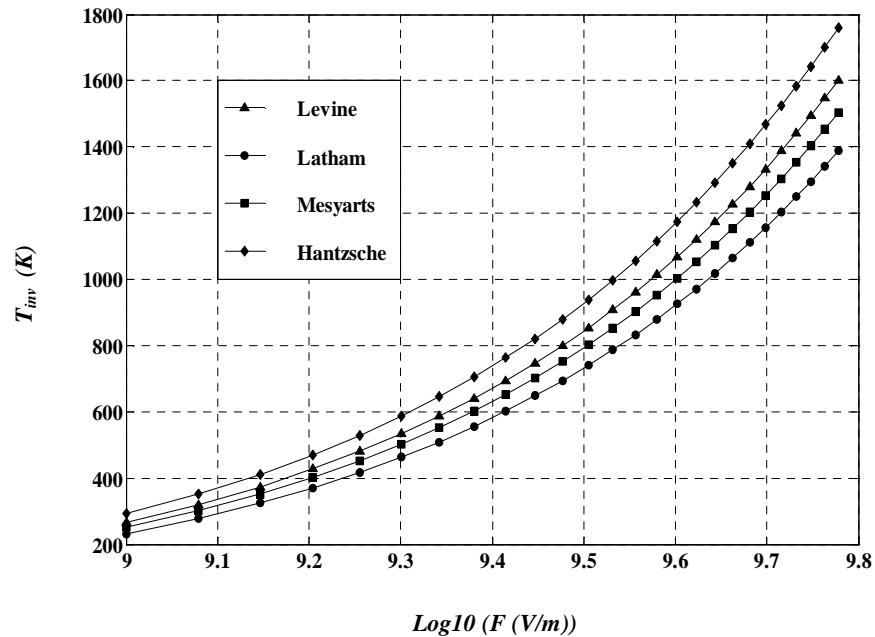


Figure (III-8): Variation de la température d'inversion T_{inv} en fonction de F

III.3 - Théorie de l'Ecton

La théorie de l'ecton repose sur une autre formulation pour l'étude des mécanismes relatifs au spot cathodique. Selon cette théorie, le spot cathodique résulterait d'une séquence continue d'explosions du métal cathodique. Dans ce modèle, on rencontre la notion d'émission explosive [Me 94, Me 95, Me 96, Me 00]. Elle suppose une émission simultanée d'électrons et de particules lourdes (ions positifs et neutres), ce qui permet d'obtenir des densités de courant très élevées ($> 10^{12} \text{ A/m}^2$). Mesyarts a proposé de nommer les spots qui fonctionnent sur la base de ce type d'émission, " Ecton ".

Pour initier un ecton, il faut que la concentration d'énergie dans un très petit volume de la cathode soit suffisante ($> 10^7 J/g$) pour le cuivre par exemple) pour que le matériau de ce microvolume puisse exploser. Cette concentration d'énergie est équivalente à un chauffage du microvolume à un taux supérieur à $10^{13} K/s$. L'énergie concentrée dans le microvolume doit être atteinte en un temps plus petit que le temps caractéristique de dissipation d'énergie dans ce microvolume.

Globalement, un spot cathodique fonctionne comme suit :

A l'initiation d'un ecton, la densité de courant est voisine de ($1 \times 10^9 A/cm^2$) (émission F). L'échauffement très rapide du microvolume produit une intensification de l'émission T . A un moment donné, ce microvolume explose et durant le développement de l'explosion, la zone d'émission s'élargit. Les pertes par conduction, évaporation et émission de gouttelettes du bain fondu diminuent. Ceci entraîne une diminution de la densité de courant. La diminution de la densité de courant fait décroître d'avantage l'échauffement par effet Joule.

III.4 - Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence les différents processus d'émission électronique : émission des électrons par effet de la température, émission par effet de champ électrique, et émission par effet de la température et du champ électrique, nous avons présentés les différentes équations utilisées pour la détermination de la densité de courant des électrons émis, et les résultats obtenus par chaque type d'émission.

Chapitre IV :
Modélisation du Spot cathodique

IV.1 - Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter le modèle en régime stationnaire du spot cathodique d'un arc dans le vide en cas d'une cathode en (Cuivre, Aluminium et l'Argent) pour un courant allant de 2 à 50 A. Cette gamme de courant a été choisie pour deux raisons :

- La première est que le courant par spot est un paramètre très mal connu et diffère d'un auteur à l'autre.
- La deuxième est la disponibilité des résultats expérimentaux de MESYATS [Me 95] et de DAALDER [Da 78] relatif à la décharge d'arc dans le vide.

IV.2 - Grandeurs fournies par le modèle

Le modèle proposé permet de calculer les grandeurs physiques en fonction du courant pour différents matériaux de la cathode. Les grandeurs calculées sont :

- La température à la surface de la cathode T ;
- Le rayon de la pointe explosé r_e ;
- Le temps de l'explosion de la pointe cathodique t_c ;
- La perte de masse du métal de la cathode m_{ec} ;
- La charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique q_e ;
- Le taux d'érosion du métal de la cathode γ_m ;
- La densité de courant des électrons émis à la cathode J_e ;
- La pression exercée par le plasma sur la cathode P_e ;
- La pression exercée par le plasma sur le cratère de la cathode P_{cr} ;
- La vitesse de dispersion des gouttelettes v_g ;

IV.2.1 - Hypothèses du modèle

Les hypothèses de base de notre modèle sont les suivants :

- Le matériau de l'électrode est supposé homogène infini, plane, contenant des micropointes à la surface de la cathode.
- La forme des micropointes est conique avec un angle θ au sommet.
- Le spot est de forme circulaire.
- Les valeurs des grandeurs physiques fluctuent autour d'une valeur moyenne.
- L'émission d'électrons secondaires par bombardement des ions positifs à la cathode est négligée.
- L'érosion du métal de la cathode gouvernée par une suite d'explosion des micropointes cathodique.
- La direction du courant est perpendiculaire à la surface de la cathode.
- La gamme du courant étudiée dans le modèle est de 2 à 50 A.

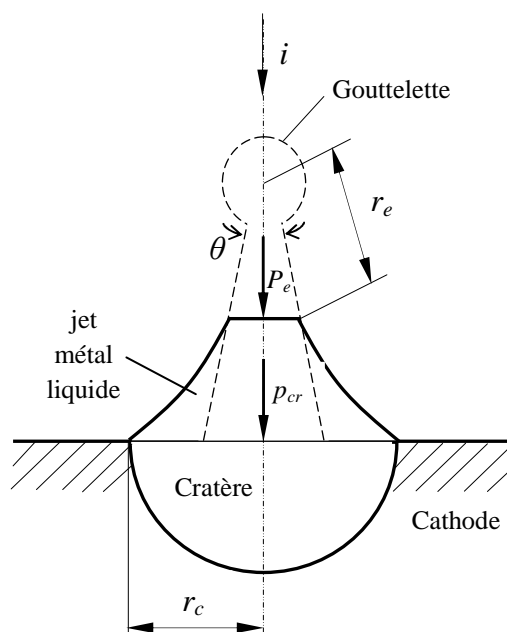


Figure (IV-1) : Schéma d'un jet de métal liquide à l'explosion de la pointe cathodique (r_c est le rayon du cratère sur la cathode et r_e est le rayon de la pointe explosée).

IV.2.2 - Modèle de calcul des grandeurs cathodiques

IV.2.2.1 - Température à la surface de la cathode :

Dans un système de coordonnées sphériques, l'équation de la chaleur pour la cathode écrit sous la forme :

$$\rho \cdot c \cdot \frac{dT}{dt} = \lambda \cdot \left(\frac{2}{r} \cdot \frac{dT}{dr} + \frac{d^2T}{dr^2} \right) + \frac{i^2(t) \cdot k(T)}{\Omega^2 \cdot r^2} \quad (\text{IV-1})$$

Où $\Omega = 4\pi \sin^2\theta/4$, Pour une cathode plane $\theta = \pi$. Dans l'étude de Mesyats [Me 95], en résolvant le problème de la chaleur, on peut trouver la distribution de la température à la surface de la cathode par la formule:

$$T = T_0 \cdot \exp \left[k_0 \cdot \int_0^t i^2(t) dt \cdot \left(16 \pi^2 \rho c r^4 \sin^4 \frac{\theta}{4} \right)^{-1} \right] \quad (\text{IV-2})$$

IV.2.2.2 - Rayon de la pointe explosée :

En utilisant la formule (IV-2), pour déterminer le rayon r_{expl} à laquelle la température T_{expl} devient plus grande qu'une température critique associée à l'explosion:

$$r_{ex} = \left[k_0 \cdot \int_0^t i^2(t) dt \cdot \left(16 \pi^2 \rho c \sin^4 \frac{\theta}{4} \cdot \ln \frac{T_{ex}}{T_0} \right)^{-1} \right]^{1/4} \quad (\text{IV-3})$$

La légende de chacune des grandeurs est donnée par le tableau (IV-1).

T	Température à la surface de la cathode (K)
T_0	Température initiale (K)
T_{ex}	Température à l'explosion de la pointe cathodique (K)
r	Rayon dans le système de la coordonnée sphérique (cm)
r_e	Rayon de la pointe explosée (cm)
i	Intensité du courant émis à la pointe cathodique (A)
θ	Angle du cône (degree)
ρ	Masse spécifique (gcm^{-3})
c	Chaleur spécifique ($Jg^{-1}K^{-1}$)
λ	Conductivité thermique ($Wcm^{-1}K^{-1}$)
k	Résistivité du métal (V^2cmW^{-1})
k_0	Coefficient proportionnel entre la résistivité et la température (V^2cm/KW)

Tableau (IV-1) : Notations utilisées dans les formules (IV-1)-(IV-2)-(IV-3)

L'énergie spécifique peut être considérée comme [Me 95]:

$$\bar{h} = \frac{\rho \cdot c}{k_0} \ln \frac{T_{ex}}{T_0} \quad (IV-4)$$

Pour construire le modèle le plus simple, la première hypothèse, équation (IV-4) peut être utilisée dans la formule (IV-3), Dans ce cas, la formule (IV-3) peut être écrite sous la forme :

$$r_{ex} = \left[\int_0^t i^2(t) dt \cdot \left(16 \pi^2 \bar{h} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right)^{-1} \right]^{1/4} \quad (IV-5)$$

La deuxième hypothèse est que le temps d'explosion de la pointe cathodique correspond au temps pour lequel le rayon r_{ex} devient égal à la longueur de diffusion de la chaleur dans le métal (r_λ). Dans ce cas, nous avons:

$$r_{ex} = r_\lambda = 2 \cdot (at)^{1/2} \quad (\text{IV-6})$$

Où $a = \lambda / \rho c$ est la diffusivité thermique. Notons r_e le rayon pour lequel cette condition est valable. Puis à partir de l'équation (IV-5) et (IV-6) et pour $I = const$ nous obtenons:

$$r_e = i \cdot \left[8\pi (a\bar{h})^{1/2} \sin^2 \frac{\theta}{4} \right]^{-1} \quad (\text{IV-7})$$

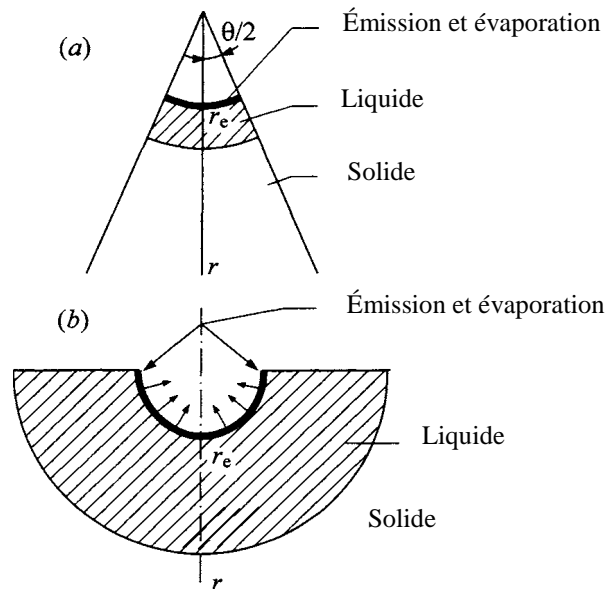


Figure (IV-2) : Géométrie d'une émission au centre de la pointe cathodique

IV.2.2.3 - Temps de l'explosion de la pointe cathodique :

Le temps pour la formation d'un cratère est celui nécessaire pour obtenir un rayon de la pointe explosée. Il est obtenu par Mesyats [Me 95] :

$$t_e = i^2 \cdot \left[256 \pi^2 a^2 \bar{h} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right]^{-1} \quad (\text{IV-8})$$

IV.2.2.4 - Perte de masse d'un cratère de la cathode :

La masse évaporée dans le cas d'une cathode plane est donnée par l'équation :

$$m_{ec} = \rho \cdot i^3 \left[384 \pi^2 (a \bar{h})^{3/2} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right]^{-1} \quad (\text{IV-9})$$

IV.2.2.5 - Charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique :

La charge d'électron transférée sera $q_e = i \cdot t_e$. En vue de l'équation (IV-8):

$$q_e = i^3 \left[256 \pi^2 a^2 \bar{h} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right]^{-1} \quad (\text{IV-10})$$

IV.2.2.6 - Taux d'érosion du métal de la cathode :

La masse par unité de charge perdue par la cathode sera $\gamma_m = m_{ec}/q_e$

$$\gamma_m = \frac{2}{3} \rho \left(\frac{a}{\bar{h}} \right)^{1/2} \quad (\text{IV-11})$$

IV.2.2.7 - Densité de courant des électrons émis à la cathode :

La densité de courant dans la phase finale de l'explosion de la pointe cathodique est donnée par :

$$j_e = 16\pi \cdot a \bar{h} \cdot i^{-1} \sin^2 \frac{\theta}{4} \quad (\text{IV-12})$$

IV.2.2.8 - Pression exercée par le plasma sur la cathode :

À la fin de l'explosion, la pression est :

$$p_e = \frac{1}{3} \pi \rho \bar{h}^{-1/2} a^{3/2} v_p i^{-1} \sin^2 \frac{\theta}{4} \quad (\text{IV-13})$$

Où $v_p = 10^6 \text{ cm/s}$ [Me 95] est la vitesse de l'émission du plasma cathodique.

IV.2.2.9 - Pression exercée par le plasma sur le cratère de la cathode :

Dans le cratère, la pression est moindre et écrite comme :

$$p_{cr} = \frac{p_e}{4} \sin^2 \frac{\theta}{4} = \frac{1}{12} \pi \rho \bar{h}^{-1/2} a^{3/2} v_p i^{-1} \sin^4 \frac{\theta}{4} \quad (\text{IV-14})$$

IV.2.2.10 - Vitesse de dispersion des gouttelettes :

La dispersion des gouttelettes est maintenue sous l'action de la pression. La vitesse maximale des gouttelettes peut être estimée par l'équation suivante :

$$v_d = \left(\frac{2 \cdot p_{cr}}{\rho} \right)^{1/2} = \left(\frac{1}{6} \pi \bar{h}^{-1/2} a^{3/2} v_p i^{-1} \right)^{1/2} \sin^2 \frac{\theta}{4} \quad (\text{IV-15})$$

IV.2.3 - Valeurs des constantes physiques des matériaux de la cathode

Le tableau (IV-2) donne les valeurs des différentes constantes physiques utilisées dans le calcul des grandeurs physiques.

Matériau de la cathode	Cuivre	Aluminium	Argent
ρ (g/cm^3)	8.9	2.7	10.5
c ($J/g \cdot K$)	0.4	0.9	0.2
$k_0 \cdot 10^{-8}$ ($V^2 cm/KW$)	0.69	0.56	0.68
T_0 (K)	300	300	300
a (cm^2/s)	0.42	0.35	0.55
$h \cdot 10^9$ ($A^2 \cdot s/cm^4$)	4.1	1.8	2.8

Tableau (IV-2) : Valeurs des constantes physiques des matériaux [Me 95].

IV.3 - Résultats et analyses

Les résultats obtenus par le modèle théorique sont représentées en fonction de l'intensité du courant en cas d'une cathode en (Cuivre, Aluminium et l'Argent) pour un courant allant de 2 à 50 A, avec un angle au sommet du cône de la pointe cathodique $\theta = 20^\circ$.

IV.3.1 - Température à la surface de la cathode

La figure (IV-3), illustre la variation de la température à la surface de la cathode, en fonction de l'intensité du courant dans le cas des électrodes en (cuivre, aluminium et l'argent). Celle-ci montre que la température est très élevée, comparée à la température

d'ébullition des différents matériaux étudiés. Ceci est dû à la forte pression exercée par le plasma sur la surface de la cathode, et aussi à des changements de phases (solide-liquide et liquide-vapeur) du matériau. Par ailleurs, la température augmente avec le courant dans la gamme $300 - 6000\text{ K}$ dans le cas du cuivre, de $300 - 7000\text{ K}$ dans le cas de l'aluminium et de $300 - 8000\text{ K}$ dans le cas de l'argent. Cet ordre de grandeurs obtenues est conforme à ceux obtenus par Mesyats [Me 95].

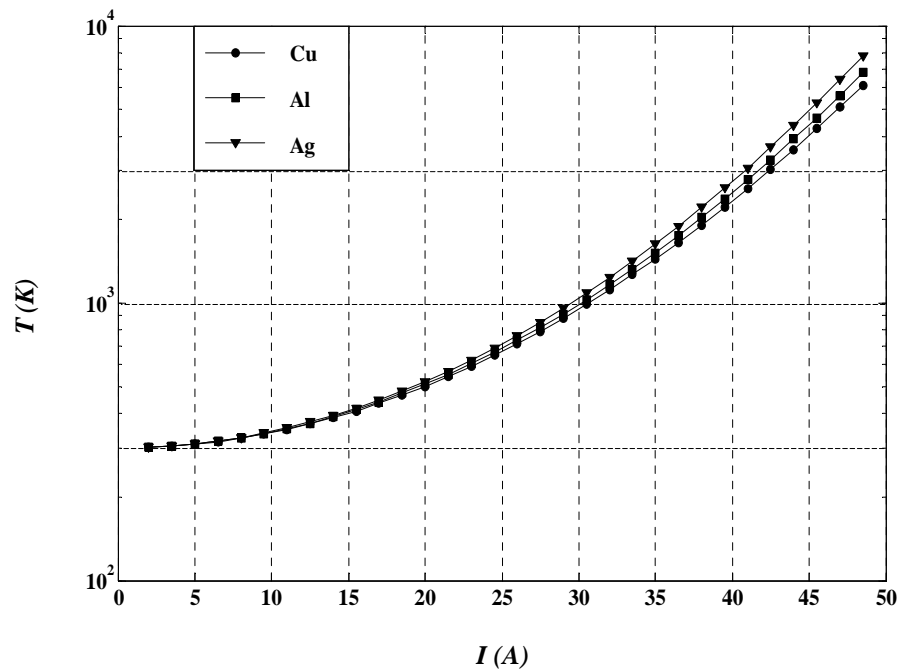


Figure (IV-3): Variation de la température à la surface de la cathode, en fonction du courant pour une cathode en (Cu, Al, Ag)

IV.3.2 - Rayon de la pointe exposée

Le rayon de la pointe exposée augmente avec le courant comme indiqué sur la figure (IV-4), et le spot cathodique s'élargisse, la plage de variation du rayon varie de 2×10^{-6} à $5 \times 10^{-5}\text{ cm}$ dans le cas du cuivre et l'argent et de 3×10^{-6} à $8 \times 10^{-5}\text{ cm}$ dans le cas de l'aluminium. Ces variations montrent que le rayon dans le cas de l'aluminium est plus élevé que celui du cuivre et l'argent.

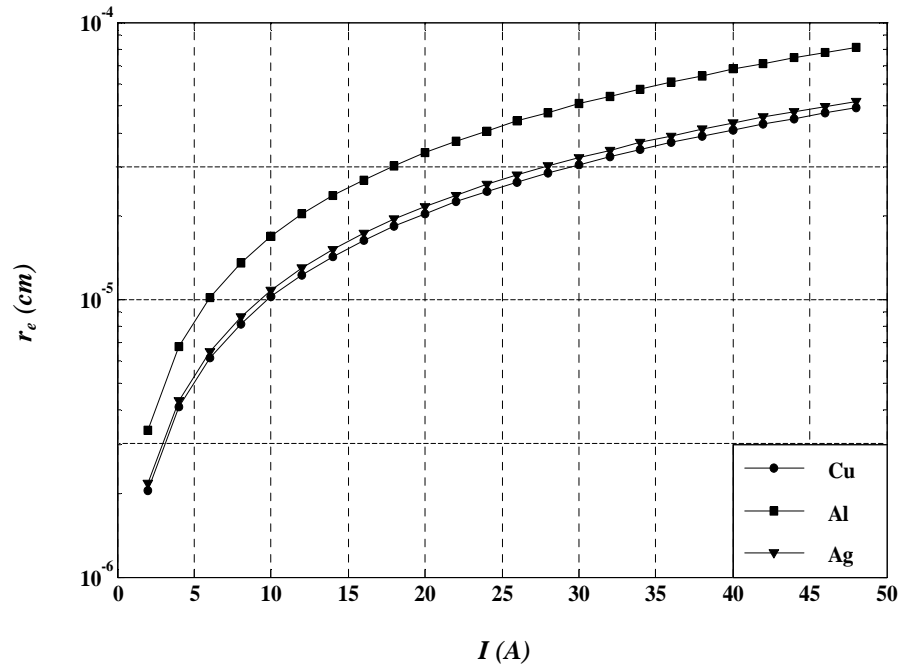


Figure (IV-4): Variation du rayon de la pointe explosée en fonction du courant pour différents matériaux de la cathode

La valeur du rayon du spot cathodique pour une cathode en cuivre, a été déterminée expérimentalement par plusieurs auteurs, on cite à titre d'exemple :

- Vogel [Vo 93] trouve pour un arc sous vide, 10 A, un rayon voisin de 2.5 μm .
- Mesyats [Me 95] obtient pour un courant de 20 A, un rayon voisin de 0.33 μm .

IV.3.3 - Temps de l'explosion de la pointe cathodique

La figure (IV-5) présente le temps de l'explosion de la pointe cathodique en fonction de l'intensité du courant pour différents matériaux de la cathode. Celle-ci montre que le temps d'explosion de la pointe dans le cas de l'aluminium est plus élevé que celui du (Cu et l'Ag). Ces ordres de grandeurs montrent que le temps de l'explosion de la pointe est nécessaire pour la formation du cratère se situe entre 1 - 10 ns. Il est important de noter que cet ordre de grandeurs pour le temps d'explosion de la pointe

cathodique est en bon accord avec les résultats expérimentaux de la durée de vie d'un spot de Mesyats [Me 95] et Jüttner [Ju 95].

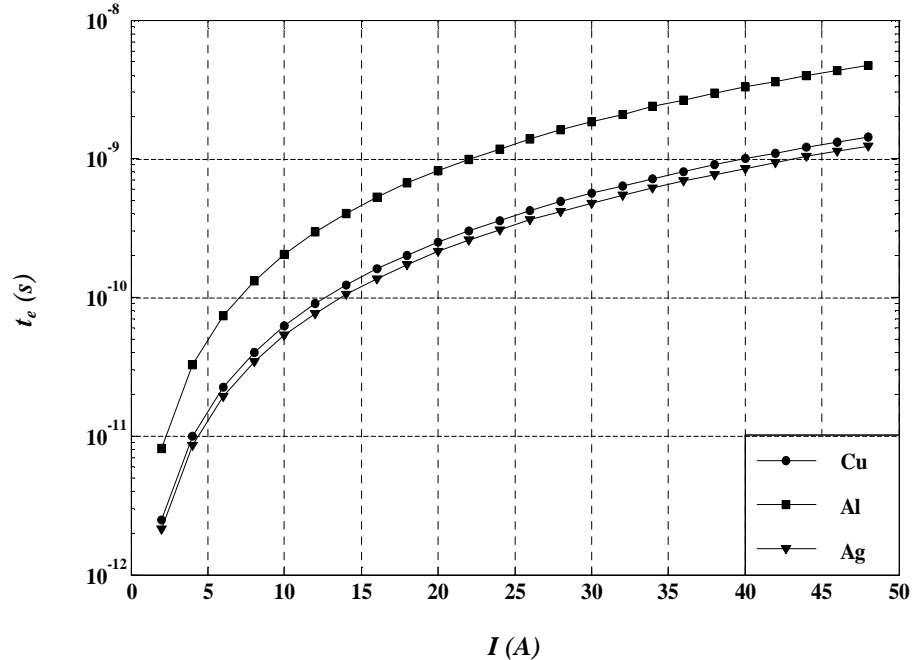


Figure (IV-5): Variation du temps de l'explosion de la pointe cathodique en fonction du courant pour une cathode en (Cu, Al, Ag)

IV.3.4 - Perte de masse et la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique

L'explosion et l'évaporation du métal de la cathode produit une perte de masse de celle-ci. La figure (IV-6) reporte la variation de la perte de masse en fonction de l'intensité du courant pour une cathode en (Cu, Al et l'Ag). Cette figure montre que la masse du métal enlevée durant l'explosion de la pointe augmente avec le courant, dans la gamme 3×10^{-16} à 6×10^{-12} g dans le cas des différents matériaux de la cathode.

La figure (IV-7) présente la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique en fonction du courant pour différents matériaux de la cathode. Celle-ci montre que la charge d'électron transférée augmente lorsque le courant d'arc augmente.

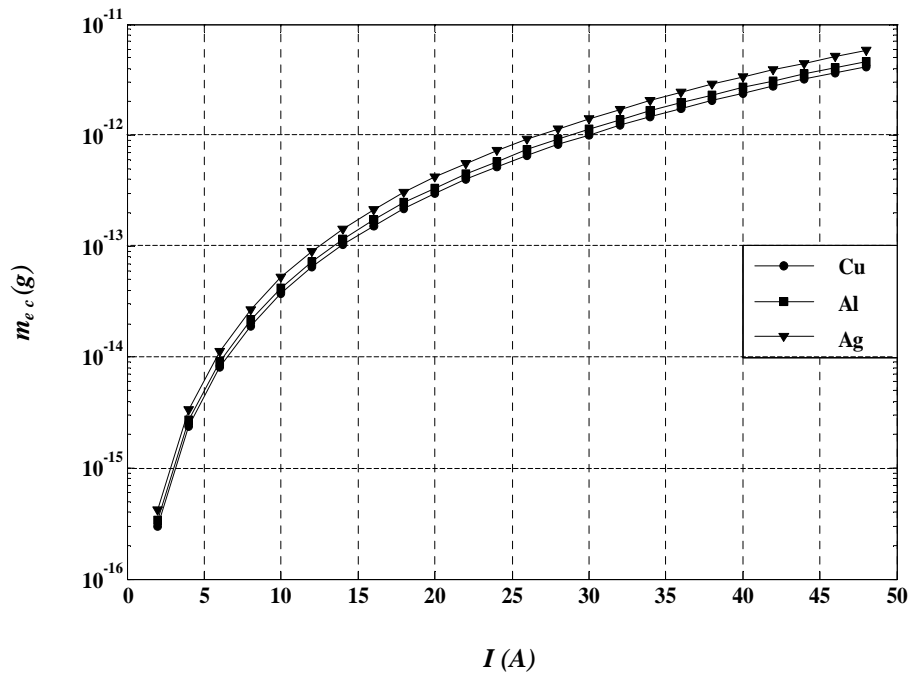


Figure (IV-6): Variation de la perte de masse pendant l'explosion de la pointe cathodique en fonction du courant pour une cathode en (Cu, Al, Ag)

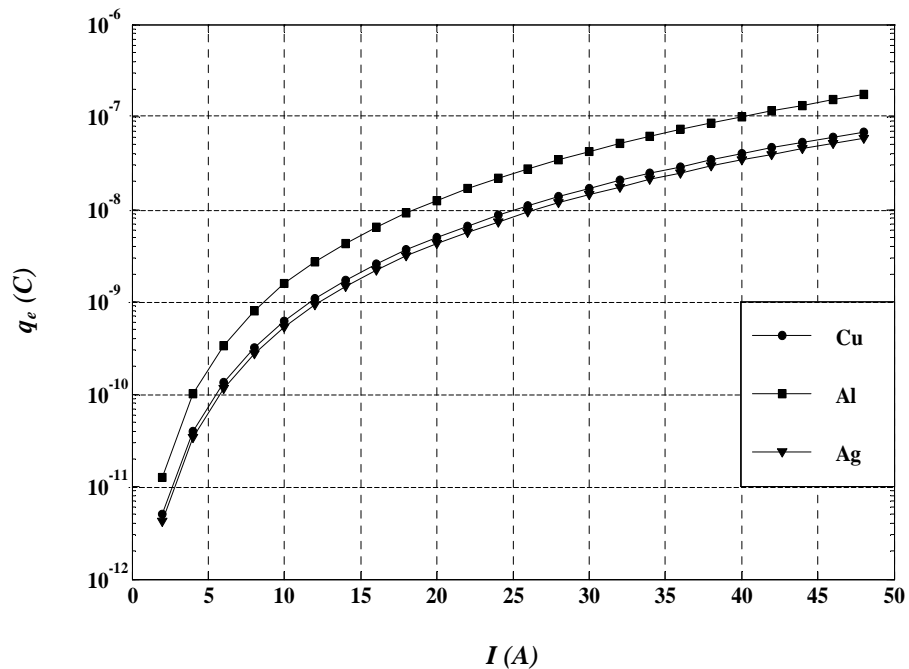


Figure (IV-7): Variation de la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe en fonction du courant pour différents matériaux de la cathode.

IV.3.5 - Taux d'érosion du métal de la cathode

Le taux d'érosion exprimé en (g/C) représente le rapport entre la perte de masse et la charge véhiculée par la cathode (phénomène d'érosion). Ce phénomène est important pour deux points de vue: d'une part l'érosion des électrodes, et d'autre part, la limitation de la durée de vie des appareillages subissant un arc.

La figure (IV-8) illustre la variation du taux d'érosion en fonction de l'intensité du courant pour une cathode en (Cu, Al et l'Ag). Cette figure montre que le taux d'érosion du métal de la cathode par suite d'explosion des microvolumes, augmente avec le courant dans la gamme 1×10^{-6} à 1×10^{-3} g/C pour les différents matériaux étudiés.

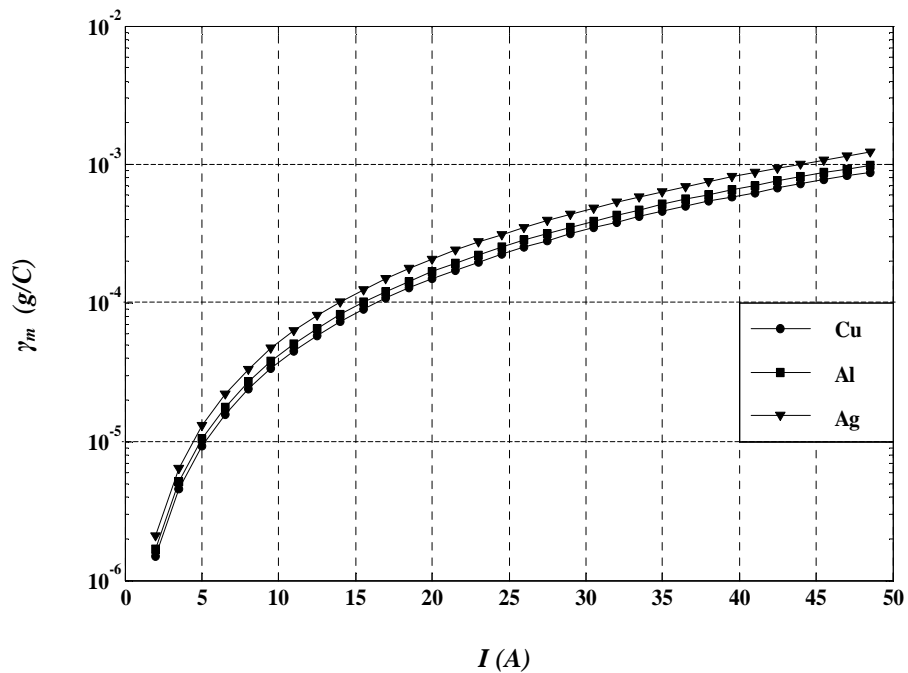


Figure (IV-8): Taux d'érosion en fonction du courant pour une cathode en (Cu, Al, Ag)

Pour un courant $I = 10$ A par exemple le taux d'érosion est de $40 \mu\text{g/C}$. Cette valeur est voisine de celle obtenue expérimentalement par Daalder [Da 78] et Brown [Br 90], et qui est la valeur généralement admise [Va 00].

IV.3.6 - Densité de courant des électrons émis à la cathode

L'augmentation du rayon du spot cathodique, entraîne une diminution de la densité de courant des électrons émis à la cathode. La figure (IV-9) présente la variation de la densité de courant en fonction de l'intensité du courant dans le cas des électrodes en (Cu, Al et l'Ag). Celle-ci montre que la densité de courant diminue de 4×10^{10} à 1.5×10^9 A/cm² dans le cas du cuivre et de l'argent, et de 1.5×10^{10} à 6×10^8 A/cm² dans le cas de l'aluminium.

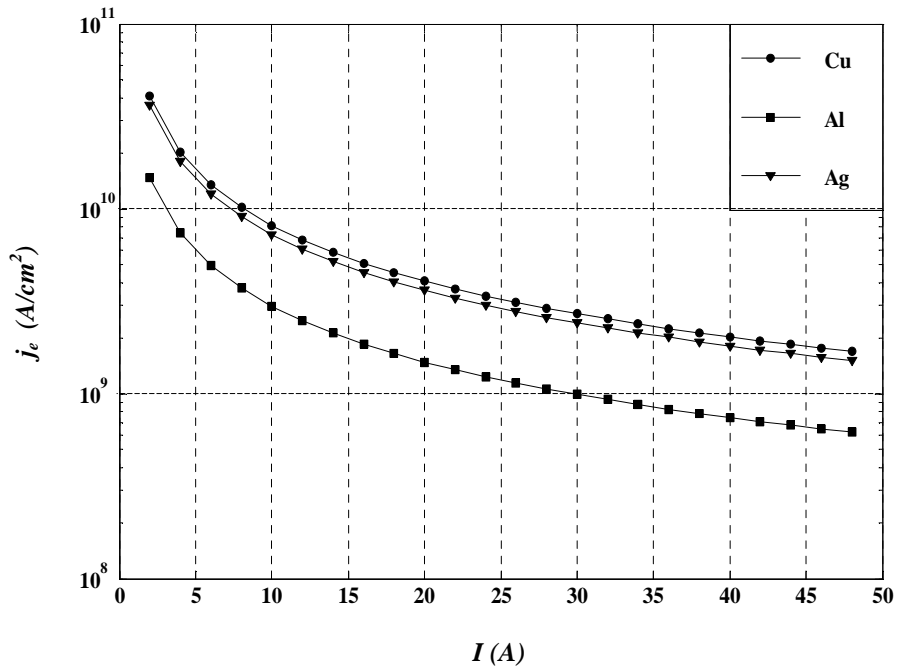


Figure (IV-9): Variation de la densité de courant en fonction du courant pour une cathode en (Cu, Al, Ag)

Ces ordres de grandeurs sont en bon accord avec les résultats expérimentaux des différents auteurs. En effet, le tableau (IV-3) indique quelques résultats obtenus par certains auteurs pour une cathode en cuivre dans le cas d'un arc brûlant dans le vide.

Courant (A)	$J(A/cm^2)$	Auteurs
10	5.6×10^9	Mesyats [Me 00]
< 100	0.2×10^9	Jüttner [Jü 95]
5 – 105	0.19×10^9	Daalder [Da 78]

Tableau (IV-3) : Valeurs expérimentales de la densité de courant dans un spot cathodique d'un arc dans le vide [Va 00].

IV.3.7 - Pression exercée par le plasma sur la cathode et sur le cratère

La pression exercée par le plasma sur la cathode est très élevée. En effet, la figure (IV-10) montre qu'après l'explosion de la pointe cathodique la pression maximale est de $10^{11} Pa$ dans le cas de l'argent et du cuivre, et de $2 \times 10^{10} Pa$ dans le cas de l'aluminium. Cette valeur importante de la pression régnant à la surface de la cathode paraît être nécessaire pour le fonctionnement du spot cathodique d'un arc dans le vide.

Sur la figure (IV-11) on voit que la pression exercée par le plasma sur le cratère diminue dans la gamme de 3×10^{10} à $1 \times 10^9 Pa$ dans le cas de l'argent, de 2×10^{10} à $7 \times 10^8 Pa$ dans le cas du cuivre et de 4×10^9 à $1.5 \times 10^8 Pa$ dans le cas de l'aluminium.

La valeur de pression régnante dans un spot cathodique dans une décharge d'arc dans le vide, à été déterminée par plusieurs auteurs, en cite à titre d'exemple :

- Mesyats [Me 95] trouve, que la pression exercée par le plasma sur la cathode est voisine de $1.4 \times 10^{10} Pa$, et de $1.2 \times 10^9 Pa$ sur le cratère de la cathode.
- Pour Hantsche [Ha 03], la pression dans un spot est voisine de $1 GPa$.

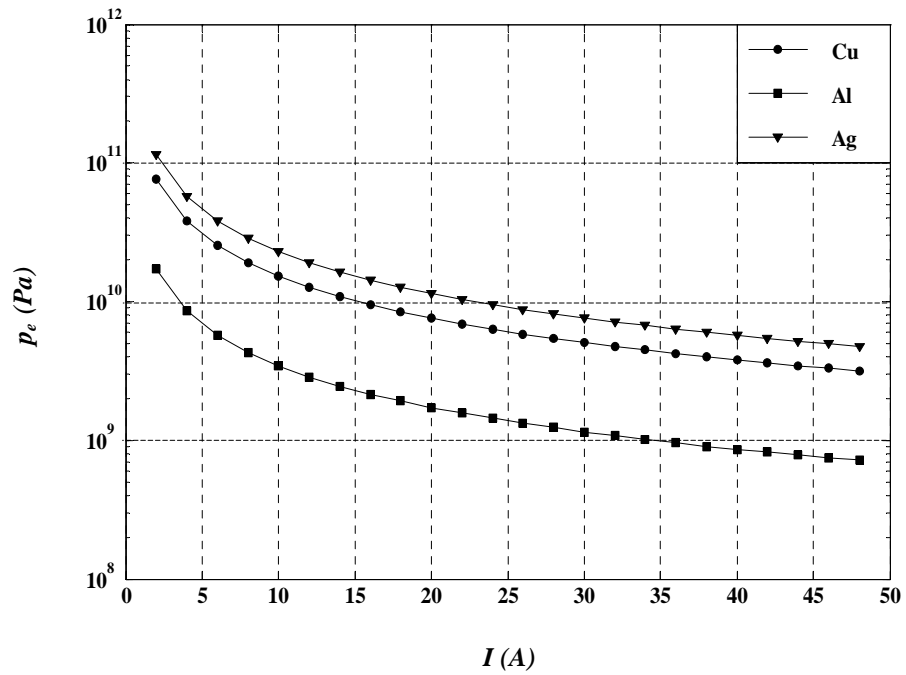


Figure (IV-10): Variation de la pression exercée par le plasma sur la cathode en fonction du courant pour différents matériaux de la cathode

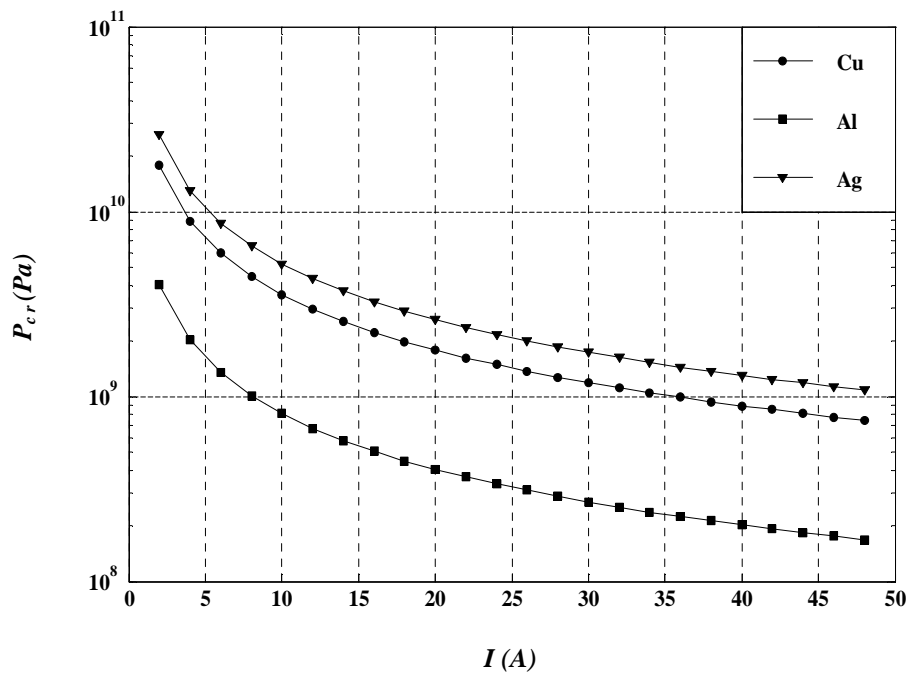


Figure (IV-11): Variation de la pression exercée par le plasma sur le cratère en fonction du courant dans le cas des électrodes en (Cu, Al, Ag)

IV.3.8 - Vitesse de dispersion des gouttelettes

La figure (IV-12) illustre la variation de la vitesse de dispersion des gouttelettes émises en fonction de l'intensité du courant pour différents matériaux de la cathode. Cette figure montre qu'après l'explosion de la pointe cathodique la vitesse des gouttelettes diminue d'une valeur de 7×10^4 à 1.5×10^4 cm/s dans le cas de l'argent, de 6.3×10^4 à 1.5×10^4 cm/s dans le cas du cuivre, et de 4.5×10^4 à 1×10^4 cm/s dans le cas de l'aluminium.

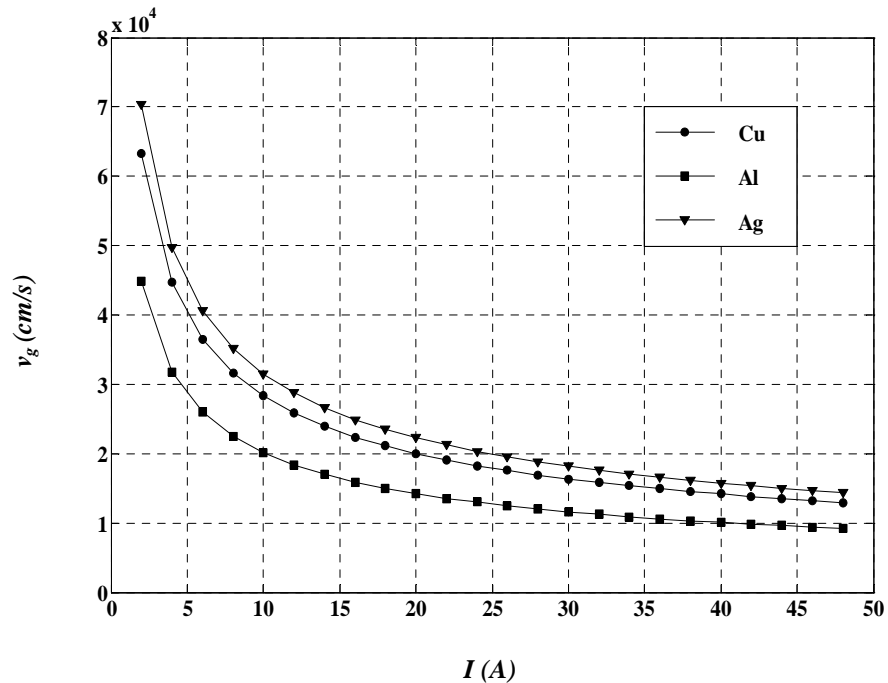


Figure (IV-12): Vitesse de dispersion des gouttelettes en fonction du courant pour différents matériaux de la cathode

IV.4 - Conclusion

Les résultats du modèle en régime stationnaire du spot cathodique d'un arc dans le vide en cas d'une cathode en (Cuivre, Aluminium et l'Argent) montrent que dans la gamme de courant 2 à 50 A :

- La température à la surface de la cathode augmente avec le courant dans la gamme $300 - 6000 K$ dans le cas du cuivre, de $300 - 7000 K$ dans le cas de l'aluminium et de $300 - 8000 K$ dans le cas de l'argent.
- Le rayon de la pointe explosée augmente avec le courant, la plage de variation du rayon varie de 2×10^{-6} à $5 \times 10^{-5} cm$ dans le cas du cuivre et l'argent et de 3×10^{-6} à $8 \times 10^{-5} cm$ dans le cas de l'aluminium.
- Le temps de l'explosion de la pointe cathodique se situe entre $1 - 10 ns$.
- Le taux d'érosion du métal de la cathode augmente avec l'augmentation du courant dans la gamme 1×10^{-6} à $1 \times 10^{-3} g/C$.
- La densité de courant diminue de 4×10^{10} à $1.5 \times 10^9 A/cm^2$ dans le cas de l'argent et du cuivre, et de 1.5×10^{10} à $6 \times 10^8 A/cm^2$ dans le cas de l'aluminium.
- La pression exercée par le plasma sur la cathode est très élevée, la pression maximale est de $10^{11} Pa$ dans le cas de l'argent et du cuivre, et de $2 \times 10^{10} Pa$ dans le cas de l'aluminium.
- La vitesse de dispersion des gouttelettes diminue d'une valeur de 7×10^4 à $1.5 \times 10^4 cm/s$ dans le cas de l'argent, de 6.3×10^4 à $1.5 \times 10^4 cm/s$ dans le cas du cuivre, et de 4.5×10^4 à $1 \times 10^4 cm/s$ dans le cas de l'aluminium.

Ces résultats obtenus par ce modèle théorique sont en bon accord avec ceux d'autres auteurs et surtout avec les résultats expérimentaux de Mesyats [Me 95], Daalder [Da 78] et Broun [Br 90].

Chapitre V :
Calcul des grandeurs en dynamique
en fonction du temps

V.1 - Introduction

Dans ce chapitre nous présentons un modèle qui permet de calculer les grandeurs physiques en fonction du temps :

- La température à la surface de la cathode T ;
- Le rayon de la pointe explosé r_e ;
- La perte de masse du métal de la cathode m_{ec} ;
- La charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique q_e ;
- Le taux d'érosion du métal de la cathode γ_m ;
- La densité de courant des électrons émis à la cathode J_e ;
- La pression exercée par le plasma sur la cathode P_e ;
- La pression exercée par le plasma sur le cratère de la cathode P_{er} ;
- La vitesse de dispersion des gouttelettes v_g ;

V.1.1 - Modèle de calcul des grandeurs en dynamique

A partir de la formule (IV-8) du chapitre IV, on peut calculer l'intensité du courant en fonction du temps, nous obtenons :

$$i = 16\pi \cdot a \bar{h}^{-1/2} \cdot t^{1/2} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{4} \quad (\text{V-1})$$

Lorsqu'on remplace i par sa valeur dans les équations (IV-2) et (IV-7), on peut déterminer la température à la surface de la cathode et l'évolution du rayon de la

pointe explosée en fonction du temps, ce qui permet par la suite de calculer les autres grandeurs. Dans ce qui suit nous présentons les différentes équations utilisées.

a- La température à la surface de la cathode en fonction du temps.

$$T(t) = T_0 \cdot \exp \left[k_0 \cdot \int_0^t i^2(t) dt \cdot \left(16 \pi^2 \rho c r^4 \sin^4 \frac{\theta}{4} \right)^{-1} \right] \quad (\text{V-2})$$

b- Le rayon de la pointe explosée en fonction du temps.

$$r_e(t) = i(t) \cdot \left[8 \pi (a \bar{h})^{1/2} \sin^2 \frac{\theta}{4} \right]^{-1} \quad (\text{V-3})$$

c- La perte de masse du métal de la cathode en fonction du temps.

$$m_{ec}(t) = \rho \cdot i^3(t) \left[384 \pi^2 (a \bar{h})^{3/2} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right]^{-1} \quad (\text{V-4})$$

d- La charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique.

$$q_e(t) = i^3(t) \left[256 \pi^2 a^2 \bar{h} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right]^{-1} \quad (\text{V-5})$$

e- Le taux d'érosion en fonction du temps.

$$\gamma_m(t) = \frac{2}{3} \rho \left(\frac{a}{\bar{h}} \right)^{1/2} \quad (\text{V-6})$$

f- La densité de courant en fonction du temps.

$$j_e(t) = 16 \pi .a \bar{h} .i^{-1}(t) \sin^2 \frac{\theta}{4} \quad (\text{V-7})$$

g- La pression exercée par le plasma sur la cathode en fonction du temps.

$$p_e(t) = \frac{1}{3} \pi \rho \bar{h}^{-1/2} a^{3/2} v_p i^{-1}(t) \sin^2 \frac{\theta}{4} \quad (\text{V-8})$$

h- La pression exercée par le plasma sur le cratère en fonction du temps.

$$p_{cr}(t) = \frac{1}{12} \pi \rho \bar{h}^{-1/2} a^{3/2} v_p i^{-1}(t) \sin^4 \frac{\theta}{4} \quad (\text{V-9})$$

i- La vitesse de dispersion des gouttelettes en fonction du temps.

$$v_g(t) = \left(\frac{1}{6} \pi \bar{h}^{-1/2} a^{3/2} v_p i^{-1}(t) \right)^{1/2} \sin^2 \frac{\theta}{4} \quad (\text{V-10})$$

V.2 - Résultats de la simulation et analyses

Les résultats relatifs aux variations des grandeurs caractéristiques sur des électrodes en (cuivre, aluminium et l'argent) d'un spot cathodique dans le vide en fonction du temps sont représentés par les figures (V-1) à (V-9).

V.2.1 - Température à la surface de la cathode

Sur la figure (V-1) on a représenté la variation de la température à la surface de la cathode en fonction du temps. On remarque que la température augmente avec le temps, d'une valeur de 300 à 6100 K dans le cas du cuivre, de 300 à 7000 K dans le cas de l'aluminium, et de 300 à 7800 K dans le cas de l'argent.

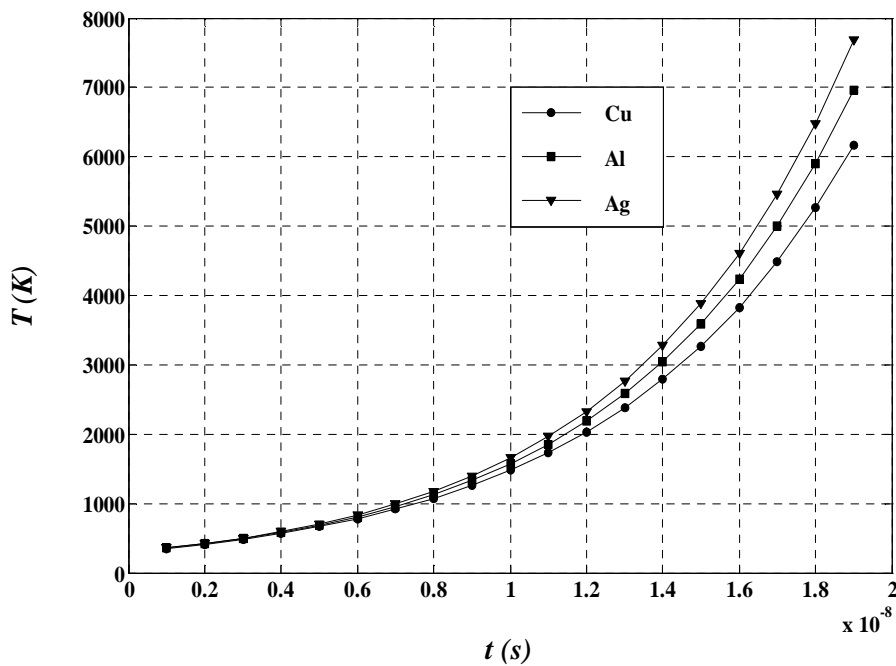


Figure (V-1): Variation de la température à la surface de la cathode, en fonction du temps pour différents matériaux de la cathode

V.2.2 - Rayon de la pointe explosée

La figure (V-2) illustre la variation du rayon en fonction du temps. Celle-ci montre que le rayon de la pointe explosée augmente avec le temps, les rayons maximaux obtenus sont $1,6 \mu\text{m}$ dans le cas de l'aluminium, de $1,8 \mu\text{m}$ dans le cas du cuivre, et de $2,1 \mu\text{m}$ dans le cas de l'argent.

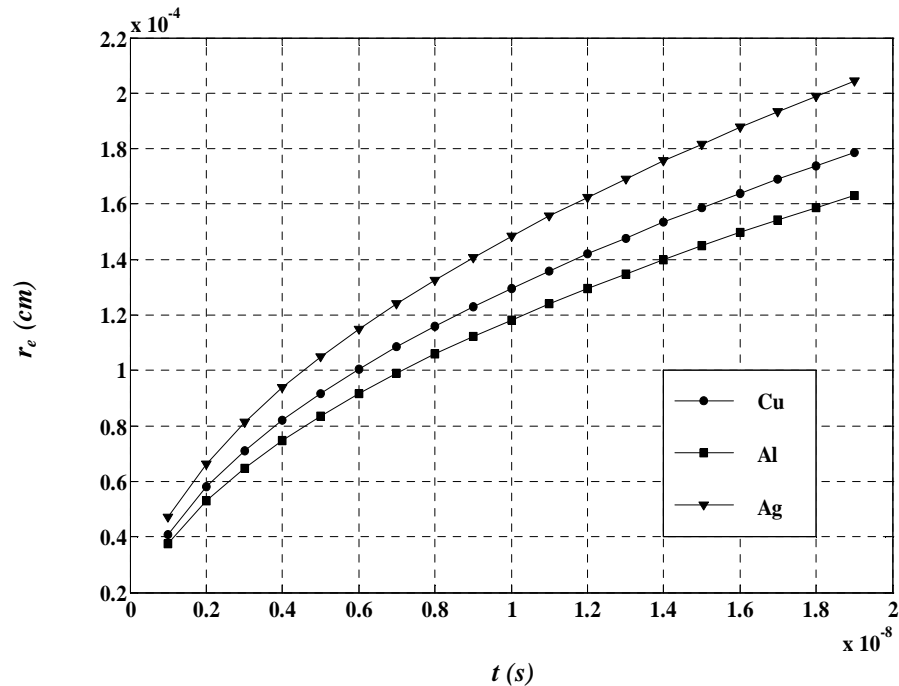


Figure (V-2): Variation du rayon de la pointe explosée en fonction du temps en cas des électrodes en (Cu, Al, Ag)

V.2.3 - La perte de masse et la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique

La figure (V-3) reporte la variation de la perte de masse du métal de la cathode en fonction du temps. Celle-ci montre que la perte de masse augmente avec le temps dans la gamme 1×10^{-12} à 1×10^{-10} g dans le cas de l'aluminium, de 2×10^{-12} à 2×10^{-10} g dans le cas du cuivre, et de 3×10^{-12} à 3×10^{-10} g dans le cas de l'argent.

La charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique augmente en fonction du temps, figure (V-4), d'une valeur 2×10^{-8} à 2×10^{-6} C en cas d'une cathode en aluminium et de 4×10^{-8} à 4×10^{-6} C en cas d'une cathode en cuivre et en argent.

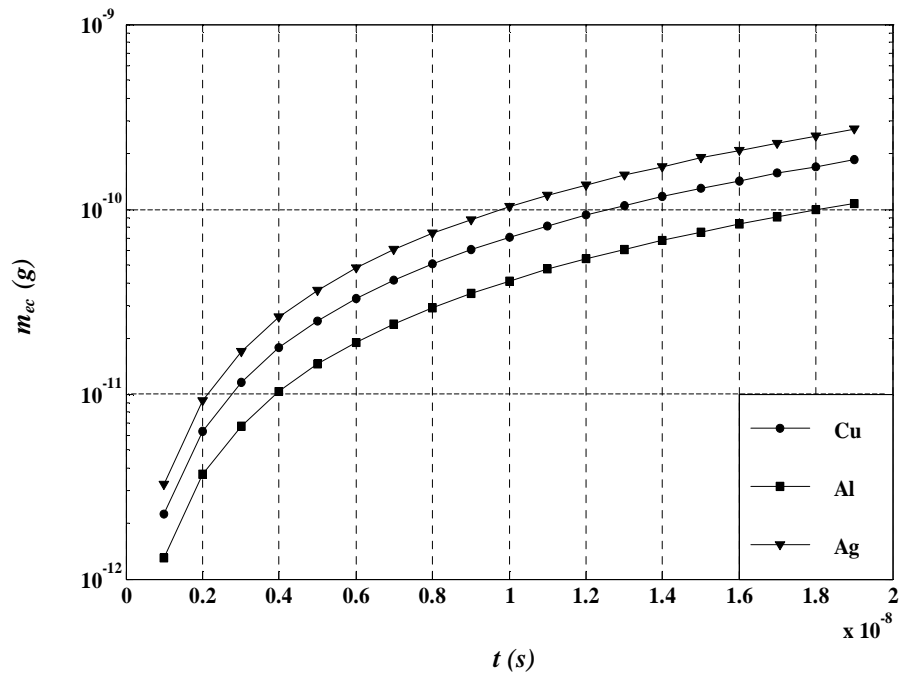


Figure (V-3): Variation de la perte de masse pendant l'explosion de la pointe cathodique en fonction du temps pour une cathode en (Cu, Al, Ag)

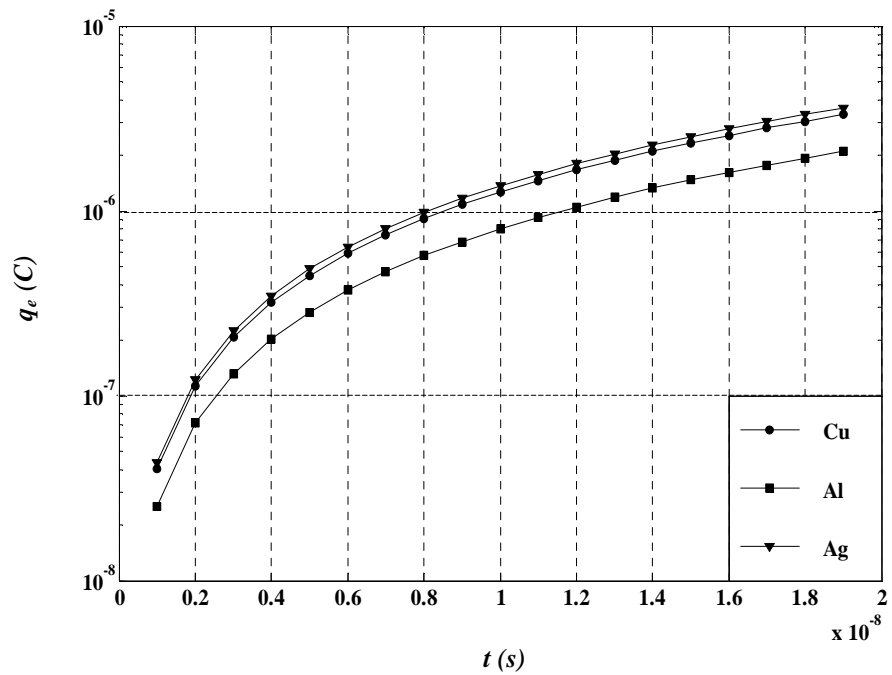


Figure (V-4): Variation de la charge d'électron transférée pendant l'explosion de la pointe en fonction du temps pour une cathode en (Cu, Al, Ag)

V.2.4 - Taux d'érosion du métal de la cathode

La figure (V-5) illustre la variation du taux d'érosion en fonction du temps en cas des électrodes en (cuivre, aluminium et l'argent) pour un arc dans le vide. Sur cette figure on voit que le taux d'érosion du métal de la cathode augmente en fonction du temps. Ce résultat est la conséquence de l'augmentation du rayon de la pointe exposée. On remarque que le taux d'érosion dans le cas de l'argent est plus élevé que celui du cuivre, tandis que celui de l'aluminium est plus faible que ce dernier.

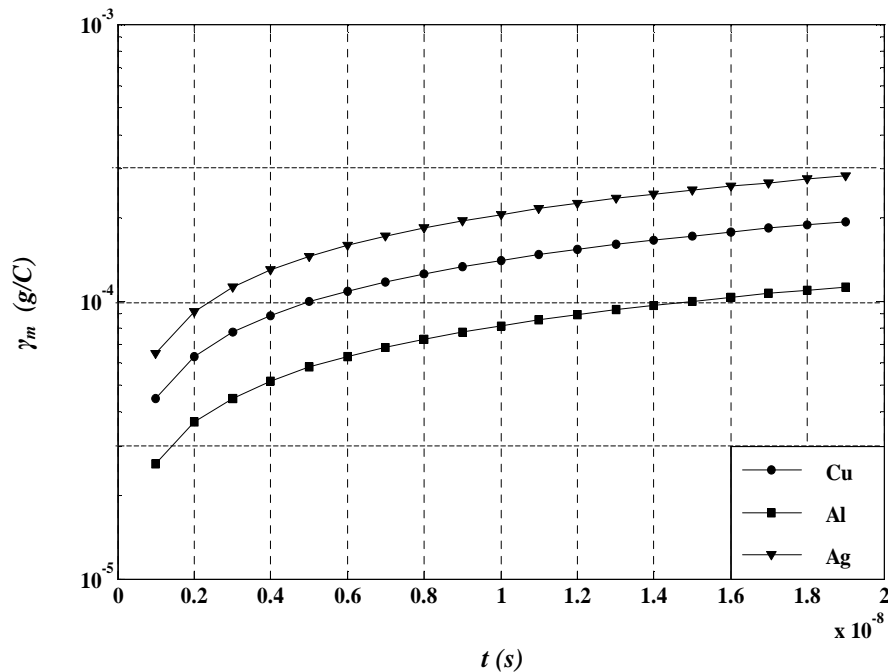


Figure (V-5): Taux d'érosion en fonction du temps pour une cathode en (Cu, Al, Ag)

V.2.5 - Densité de courant des électrons émis à la cathode

La densité de courant diminue dans le temps de 2×10^9 à $0,5 \times 10^9$ A/cm² dans le cas du cuivre, de $1,7 \times 10^9$ à $0,4 \times 10^9$ A/cm² dans le cas de l'argent et de $1,35 \times 10^9$ à $0,3 \times 10^9$ A/cm² dans le cas de l'aluminium (figure (V-6)). Cette diminution est due principalement à l'augmentation du rayon du spot cathodique en fonction du temps.

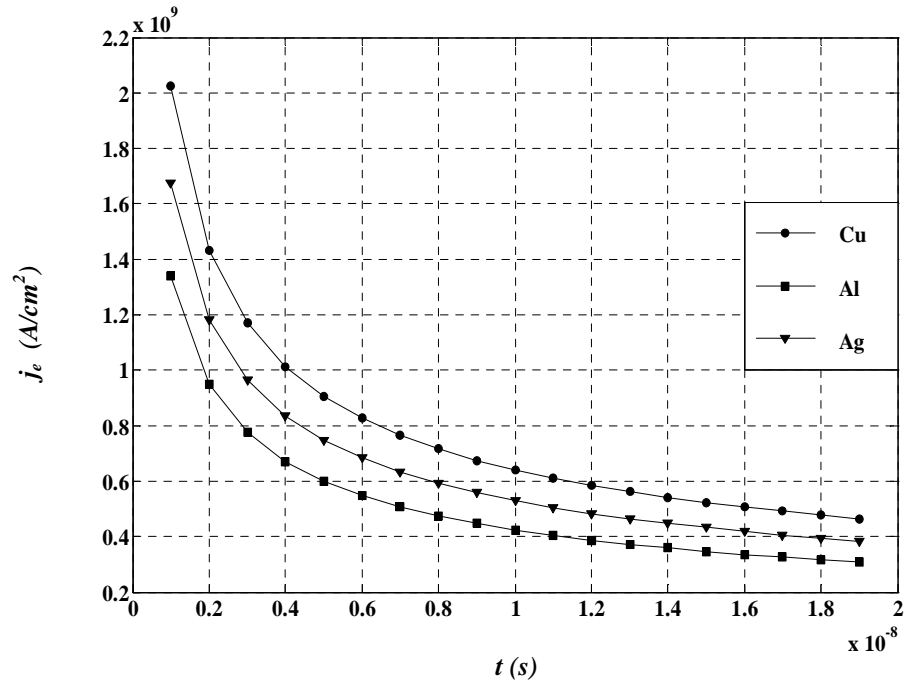


Figure (V-6): Variation de la densité de courant en fonction du temps pour une cathode en (Cu, Al, Ag)

V.2.6 - Pression exercée par le plasma sur la cathode et sur le cratère de la cathode

Les pressions sont représentées sur les figures (V-7) et (V-8) on constate que la pression exercée par le plasma sur la cathode diminue de $5,1 \times 10^9$ à $1,1 \times 10^9$ Pa dans le cas de l'argent, de $3,9 \times 10^9$ à $0,9 \times 10^9$ Pa dans le cas du cuivre, et de $1,7 \times 10^9$ à $0,5 \times 10^9$ Pa dans le cas de l'aluminium. La pression exercée par le plasma sur le cratère diminue dans le temps dans le cas des différents matériaux de la cathode. Ces variations montrent que les pressions dans le cas de l'aluminium est plus faible que celui de l'argent et du cuivre.

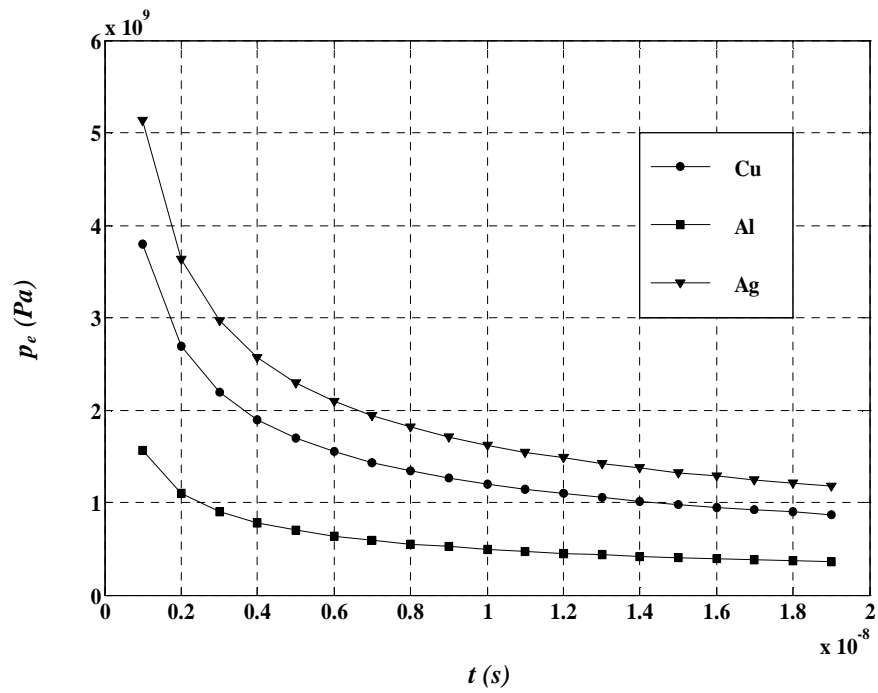


Figure (V-7): Variation de la pression exercée par le plasma sur la cathode en fonction du temps dans le cas des électrodes en (Cu, Al, Ag)

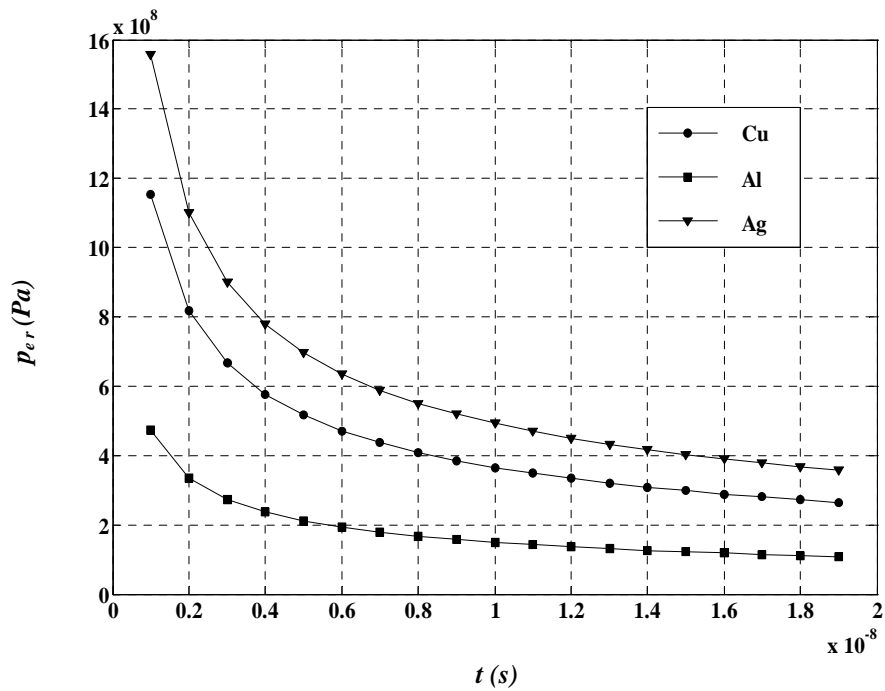


Figure (V-8): Variation de la pression exercée par le plasma sur le cratère de la cathode en fonction du temps dans le cas des électrodes en (Cu, Al, Ag)

V.2.7 - Vitesse de dispersion des gouttelettes

La figure (V-9) illustre la variation de la vitesse de dispersion des gouttelettes en fonction du temps en cas des électrodes en (Cu, Al et l'Ag). On remarque que la vitesse de dispersion des gouttelettes diminue dans le temps dans le cas des différents matériaux de la cathode.

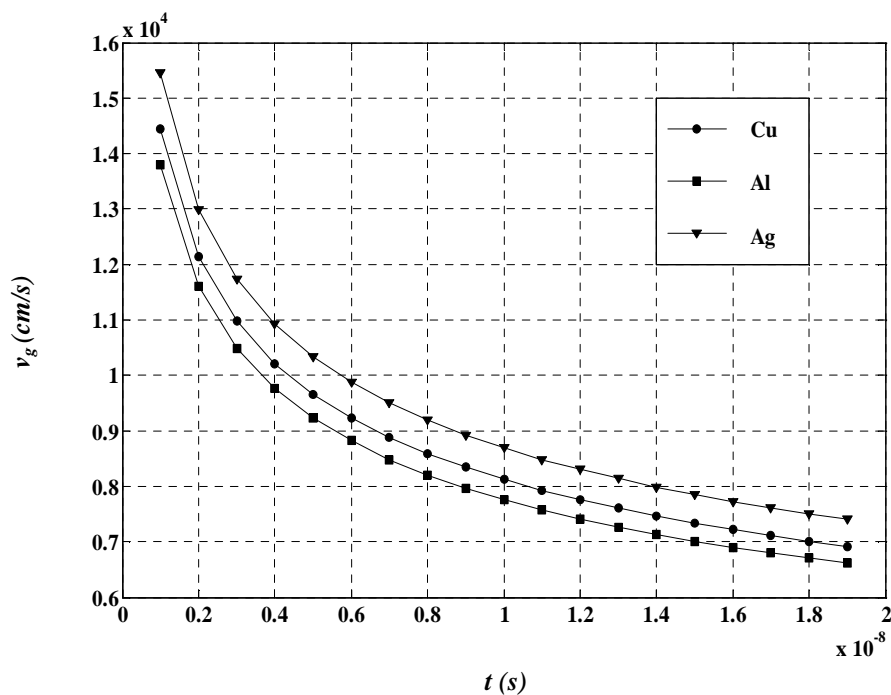


Figure (V-9): Vitesse de dispersion des gouttelettes en fonction du temps pour une cathode en (Cu, Al, Ag)

V.3 - Conclusion

Les résultats obtenus par ce modèle de calcul des grandeurs physique en dynamique montrent que les valeurs maximales sont similaires à celle trouvées par le modèle stationnaire.

Conclusion générale

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire est consacré à l'étude des phénomènes physiques qui ont lieu dans un spot cathodique d'un arc dans le vide et plus particulièrement celle liées à la micropointe cathodique. Et que les mécanismes qui régissent le passage des électrons à partir d'une cathode vers le vide.

Dans la première partie de ce travail, nous avons étudié le phénomène d'émission électronique à la cathode sous l'effet d'un champ électrique et une température élevées. Nous avons déterminé la densité de courant des électrons émis dans le vide par différentes équations rencontrées dans la littérature.

Dans la deuxième partie, nous avons établi un modèle théorique en régime stationnaire pour le calcul des grandeurs physiques relatives au spot cathodique dans le cas des électrodes en (Cuivre, Aluminium et l'Argent) pour un courant allant de 2 à 50 A. Les grandeurs principales pouvant être déterminées par le modèle sont :

- La température à la surface de la cathode, le rayon de la pointe explosée.
- La perte de masse du métal de la cathode, la charge de l'électron transférée pendant l'explosion de la pointe cathodique, et le taux d'érosion du métal.
- La densité de courant des électrons émis à la cathode, la pression exercée par le plasma sur la cathode et sur le cratère de la cathode, et la vitesse de dispersion des gouttelettes.

Les principales conclusions qui peuvent être tirées de cette étude sont les suivantes :

- La température à la surface de la cathode augmente avec le courant dans la gamme 300 – 6000 K dans le cas du cuivre, de 300 – 7000 K dans le cas de l'aluminium et de 300 – 8000 K dans le cas de l'argent.

Conclusion générale

- Le rayon de la pointe explosée augmente avec le courant, la plage de variation du rayon varie de 2×10^{-6} à 5×10^{-5} cm dans le cas du cuivre et l'argent et de 3×10^{-6} à 8×10^{-5} cm dans le cas de l'aluminium.
- Le temps de l'explosion de la pointe cathodique est celui nécessaire pour la formation du cratère de la cathode est se situe entre $1 - 10$ ns.
- Le taux d'érosion du métal de la cathode augmente avec l'augmentation du courant dans la gamme 1×10^{-6} à 1×10^{-3} g/C.
- La densité de courant diminue de 4×10^{10} à 1.5×10^9 A/cm² dans le cas de l'argent et du cuivre, et de 1.5×10^{10} à 6×10^8 A/cm² dans le cas de l'aluminium.
- La pression exercée par le plasma sur la cathode est très élevée, la pression maximale est de 10^{11} Pa dans le cas de l'argent et du cuivre, et de 2×10^{10} Pa dans le cas de l'aluminium.
- La vitesse de dispersion des gouttelettes diminue d'une valeur de 7×10^4 à 1.5×10^4 cm/s dans le cas de l'argent, de 6.3×10^4 à 1.5×10^4 cm/s dans le cas du cuivre, et de 4.5×10^4 à 1×10^4 cm/s dans le cas de l'aluminium

Dans la troisième partie, nous avons établi un modèle qui permet de calculer les différentes grandeurs physiques en fonction du temps, nous avons conclu que les valeurs des grandeurs principales relatives au spot cathodique dans le cas des électrodes en (Cuivre, Aluminium et l'Argent) sont similaires à celle trouvées par le modèle stationnaire.

Le modèle dynamique de l'ecton basé sur l'explosion d'un fil conducteur parcourir par un courant élevé et repris par Mesyats et nommé ecton donne des résultats proches de celles obtenues expérimentalement.

Bibliographie

- [Af 06]: **V. AFANAS.**, « Numerical simulation of cathode spots motion in magnetic fields », Proceedings of the XXII- ad Int. Symp. On Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Matsue (Japan), 2006.
- [Ba 04]: **F. BAUDOIN.**, « Contribution à la modélisation d'un arc électrique dans les appareils de coupure basse tension », Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal - Clermont II Ecole Doctorale Science Pour L'ingénieur De Clermont-Ferrand, 2004.
- [Be 88]: **I. BEILIS.**, « Cathode potential drop of an arc discharge in vapor of the electrode », Sov. Phys. Doklady, Vol. 33. No. 2, pp 125-127, 1988
- [Be 91]: **I. BEILIS.**, « Calculation of the parameters of the cathode stream of an arc discharge », High Temperature, Vol. 29. No. 4, pp 501-504, 1991
- [Be 95]: **M. BENILOV.**, « A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs », J. Phys. D : Appl. Phys., 28, 1995
- [Be 02]: **I. BEILIS.**, « Vacuum arc cathode spot grouping and motion in magnetic fields», IEEE Transactions on plasma science, Vol. 30. No. 6, pp 2124-2132, 2002.
- [Be 10]: **B. BENHALIMA.**, « Etudes des mécanismes d'émission électronique dans le dans un arc électrique dans le vide », Thèse de Magistère, Université Des Science Et De La Technologie D'Oran, 2010
- [Bo 95]: **R. BOXMAN.**, « Handbook of vacuum arc science and technology : fundamentals and applications », Noyes publications, Park Ridge (USA), 1995
- [Bo 02]: **R. BOUTOUDJ.**, « Conception technologique et modélisations de réseaux de micro pointes a émission par effet de champ sur matériau gaz », Thèse de Doctorat, UNIV, LILLE, 2002
- [Br 90]: **R. BROWN.**, « Cathode erosion rates in vacuum arc discharges », IEEE. Trans. Plasma. Science, Vol. 18, pp. 170-171, 1990
- [Ch 06]: **J. CHARLES.**, « Modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique », Thèse de Doctorat, Département Modèles Pour L'aérodynamique Et L'énergétique ONERA, 2006
- [Da 78]: **E. DAALDER.**, « Cathode erosion of metal vapor arcs in vacuum », Thesis Tech. University Of Eindhoven, 1978.
- [Fo 28]: **R. H. FOWER, L. NORDHEIM.**, «Electron emission in intense electric fields», Proc. Roy. Soc. (London), Vol. 119, pp. 173-181, 1928.

- [Fo 06]: **R. FORBES.**, « Simple good approximations for the special elliptic functions in standard Fowler-Nordheim tunneling theory for a Schottky-Nordheim barrier », J. Appl. Phys. Lett. 89, 113122, .2006.
- [Fr 08]: **C. FRANÇOIS.**, « Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une cathode », Thèse de Doctorat, Université Toulouse Iii – Paul Sabatier U.F.R. Physique-Chimie-Automatique, 2008.
- [GU 95]: **J. GUILLOT.**, « Analyse théorique et expérimentale des pieds d'arc électrique », Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal - Clermont Ii Ecole Doctorale Science Pour L'ingénieur De Clermont-Ferrand, 1995.
- [Ha 82]: **E. HANTZSCHE.**, « The thermo-field emission of electrons in arc discharges », Beitr. Plasma phys. Vol. 22, pp. 325-346, 1982
- [Ha 03]: **E. HANTZSCHE.**, « Mysteries of the arc cathode spot: A retrospective glance », IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 31, N°5, 2003
- [Ju 88]: **B. JÜTTNER.**, « Vacuum breakdown », (Claquage dans le vide). Nucl. Instr. And Meth. A268, p. 390-6 (1988).
- [Ju 95]: **B. JÜTTNER.**, « Cathode spots phenomenology », in Handbook of vacuum arc science and technology fundamentals and applications'', edited by R.L. Boxman, Noyes publications, park ridge NJ USA, pp. 73-151, 1995.
- [Ki 73]: **C. KIMBLIN.**, « Erosion and ionization in the cathode spot regions of vacuum arcs », J. Appl. Phys. 44, pp.3074-3081, 1973.
- [La 80]: **M. LAFFERTY.**, « Vacuum arcs theory and application », (arcs dans le vide. théorie et application). Wiley Interscience New York (1980).
- [La 10]: **Y. LANGLOIS.**, « Modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur à vide », Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique De Lorraine, 05/11/2010.
- [Li 63]: **R. LITTLE** « Electron emission preceding electrical breakdown in vacuum » (Émission d'électrons précédant le claquage électrique dans le vide). J. Appl. Phys. 34, p. 3430-2 (1963).
- [Ma 07]: **D. MARION.**, « Microscopie ionique a projection a partir d'une source a structure coaxiale » Thèse de Doctorat, Université Paul Cézanne Aix-Marseille Iii, 2007.
- [Me 94]: **A. MESYATS.**, « Properties of ectons in vacuum discharge », Proc XVIth Int. Symp. Disch. Electr. Tnsul. In Vacuum, Moscow-St. Petersburg, pp. 25-29, 1994
- [Me 95]: **A. MESYATS.**, « Ecton mechanism1 of the vacuum arc cathode », IEEE Transactions On Plasma Science, Vol. 23, NO. 6, Déc. 1995

- [Me 96]: **A. MESYATS.**, « Ecton Processes at the cathode in a vacuum discharge », Proc. XVII DEIV 2, pp. 720- 731, 96.
- [Me 00]: **A. MESYATS.**, « Cathode phenomena in a vacuum discharge: the breakdown, the spark », and the arc, Nauka, Moscow, Russia, 2000.
- [Me 07]: **M. MESSAAD.**, « Contribution à l'étude théorique de la région cathodique d'un arc électrique », Thèse de Doctorat, Université Des Science Et De La Technologie D'Oran, 27 juin 2007.
- [Sc 23]: **W. SCHOTTKY.**, Z. Physik vol.14, P.80, 1923.
- [Se 73]: **A. SEPTIER.**, « Mise en évidence de l'échauffement par effet Nottingham d'une cathode émissive a pointe supraconductrice », C.R. Acad. Sci. 277, p. 489-92 (1973).
- [Ui 03]: **I. UIMANOV.**, « A two-dimensional nonstationary model of the initiation of an explosive centre beneath the plasma of a vacuum arc cathode spots », IEEE Transactions on plasma science, Vol.31, No. 5, pp. 822-826, 2003.
- [Va 00]: **S. VACQUIE.**, « l'arc électrique », Enroylles, 2000.
- [Vo 93]: **N. VOGEL.**, « The cathode spot plasma in low-current air and vacuum break arcs », J. Phys. D, Vol. 26, pp. 1655-1661, 1993.
- [Wo 97]: **R. W. WOOD.**, « A new form of cathode discharge and the production of X-rays, together. with some notes on diffraction », Phys. Rev. 5 (1897) 1
- [Ze 00]: **F. ZEITOUN.**, « Isolation sous vide », Techniques de l'ingénieur, Génie électrique, vol. D4, n°D2540, pp. 1-23, 2000.