

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À CHICOUTIMI
COMME EXIGENCE PARTIELLE
DE LA MAÎTRISE EN RESSOURCES ET SYSTÈMES

PAR
MUSTAPHA ELAYOUBI
Licence en physique

TRANSFERT D'ATOMES D'HYDROGÈNE VERS
LA CATHODE D'UN ARC REDUCTEUR DE
COMPOSITION ARGON-HYDROGÈNE

Mai 1989



Mise en garde/Advice

Afin de rendre accessible au plus grand nombre le résultat des travaux de recherche menés par ses étudiants gradués et dans l'esprit des règles qui régissent le dépôt et la diffusion des mémoires et thèses produits dans cette Institution, **l'Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** est fière de rendre accessible une version complète et gratuite de cette œuvre.

Motivated by a desire to make the results of its graduate students' research accessible to all, and in accordance with the rules governing the acceptance and diffusion of dissertations and theses in this Institution, the **Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** is proud to make a complete version of this work available at no cost to the reader.

L'auteur conserve néanmoins la propriété du droit d'auteur qui protège ce mémoire ou cette thèse. Ni le mémoire ou la thèse ni des extraits substantiels de ceux-ci ne peuvent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

The author retains ownership of the copyright of this dissertation or thesis. Neither the dissertation or thesis, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

RESUME

Le but principal de ce travail de recherche est de mettre en évidence la présence des atomes neutres d'hydrogène au niveau de la cathode et d'évaluer leur rôle dans le processus de transfert d'énergie à la cathode pour une décharge d'arc à courant continu. Ces atomes sont acheminés vers la cathode sous forme de flux d'atomes entraînés suite à un processus de collisions qui fait intervenir les atomes et les ions d'argon. On a utilisé un plasma d'argon avec des mélanges différents d'hydrogène, soit respectivement 2 et 8% d'hydrogène dans l'argon. La haute température du plasma dissocie les molécules d'hydrogène et ionise une fraction des gaz constituants. Ces ions entraînent vers la cathode les atomes d'hydrogène qui constituent ainsi un flux des neutres entraînés. Ces atomes finissent par se recombiner à la surface de la cathode en lui cédant de l'énergie sous forme de recombinaison moléculaire $Q(H-H)$, ou encore peuvent réagir avec un composé présent à la cathode (exemple: réduction de l'oxyde de chrome).

Cette énergie est déterminée par le flux des atomes qui arrivent à la cathode et le flux est déterminé d'après un modèle qui tient compte de toutes les collisions élastiques et inélastiques possibles entre les ions et les atomes d'argon et d'hydrogène présents dans le plasma.

Le modèle proposé met en évidence le flux des atomes d'hydrogène $I(\bar{H})$ entraînés vers la cathode et détermine les énergies mises en jeu à la surface de la cathode. Le bilan associé permet d'évaluer $Q(H-H)$.

Ce modèle a démontré que les atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode représentent une partie significative de l'ensemble de l'hydrogène injecté dans le réacteur. En effet à pression atmosphérique, le pourcentage de ces atomes représente 13% de

l'ensemble de l'hydrogène et ce pourcentage augmente avec la baisse de la pression pour atteindre 23% à 40 kPa et 65% à 20 kPa.

Quant à l'énergie Q (H-H) correspondant au flux de ces atomes, elle représente une partie relativement faible de l'ensemble du bilan énergétique à la surface de la cathode (5 à 8%). Une énergie de cet ordre de grandeur ne peut pas justifier les hypothèses utilisées dans le modèle d'entraînement des neutres. Mais la vérification du bilan d'échange d'énergies à la surface de la cathode utilisant les mêmes hypothèses que le modèle d'entraînement des neutres, valide ces hypothèses et par conséquent, confirme le modèle d'entraînement proposé. Il faut mentionner que la dissociation complète de l'hydrogène moléculaire en hydrogène atomique est confirmée par un calcul basé sur l'intensité de la raie H_{α} au niveau de la cathode.

Les températures sont déterminées d'après la méthode du graphique atomique de Boltzmann. Les concentrations électroniques sont calculées d'après la méthode de l'élargissement de la raie H_{α} et la valeur de cette concentration a confirmé l'existence de l'équilibre thermodynamique local dans le plasma selon le critère de Drawin.

On constate d'après l'étude des différents phénomènes d'échange d'énergie avec la cathode que les énergies associées à la convection du plasma et au rayonnement de la cathode sont du même ordre de grandeur et ne présentent que 1% du bilan global, donc elles se compensent dans le bilan. Quant au bilan lui-même, il est vérifié et l'écart entre d'une part, la somme des énergies fournies (bombardement d'ions et d'atomes + neutralisation d'ions et recombinaison d'atomes d'hydrogène), et d'autre part, la somme des énergies perdues (chaleur dissipée par l'eau de refroidissement et évaporation des électrons) est de l'ordre de 3 à 6%. Ces derniers pourcentages constituent l'erreur d'évaluation du bilan.

REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier, en premier lieu, Monsieur le professeur Paul Meubus, mon directeur de thèse, pour toute l'aide et l'orientation apportées tout au long de ce travail de recherche. Ses conseils et ses connaissances m'ont été indispensables.

Mes remerciements s'adressent également aux professeurs du département des sciences appliquées qui ont contribué à ma formation théorique dans le cadre du programme de la maîtrise en ressources et systèmes. Un remerciement spécial est adressé à Monsieur Jean Côté, assistant de recherche au laboratoire de plasma à l'U.Q.A.C. pour son aide technique et opératoire lors des expérimentations. Je m'en voudrais de ne pas exprimer ma gratitude à Messieurs Norbert Desmeules, Jérôme Gauthier, Denis Tremblay et Régis Boucher, techniciens en laboratoire, pour l'aide dans la réalisation du montage expérimental.

Je remercie également Monsieur Benoit Thériault qui a réalisé les dessins et les graphiques, Madame Normande Lapointe pour la dactylographie, ainsi que la direction de l'Université du Québec à Chicoutimi de m'avoir accordé l'occasion de réaliser ce travail de recherche et d'utiliser les différents services connexes offerts aux chercheurs.

TABLE DES MATIERES

	page
Résumé	ii
Remerciements.....	iv
Table des matières	v
Liste des tableaux.....	x
Liste des figures	xii
 CHAPITRE I: INTRODUCTION	 1
 CHAPITRE II: THEORIE ET CHOIX DU MODELE	 6
2.1 AVANT-PROPOS.....	6
2.2 TEMPERATURE D'UN PLASMA.....	10
2.3 EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE COMPLET.....	11
2.3.1 Loi de Maxwell.....	12
2.3.2 Loi de Boltzmann.....	12
2.3.3 Loi de Saha.....	13
2.3.4 Loi de Planck.....	14
2.3.5 Equilibre thermodynamique local (E.T.L.).....	14
2.4 METHODES SPECTROSCOPIQUES POUR LA DETERMINATION DE LA TEMPERATURE D'UN PLASMA.....	16
2.4.1 Intensité absolue d'une raie.....	16
2.4.2 Rapport des intensités de deux raies d'émission.....	17
2.4.3 Le graphique atomique de Boltzmann.....	17

	page
2.5 TEMPERATURE DE SURFACE D'UNE CATHODE.....	19
2.5.1 Méthode du rapport d'intensités de deux raies pour l'émission dans le continuum.....	20
2.6 CONCENTRATION ELECTRONIQUE DANS LE PLASMA.....	21
2.7 CONCENTRATION ATOMIQUE (NEUTRES)	22
2.8 CONCENTRATION IONIQUE	23
2.8.1 Dans la colonne positive	23
2.8.2 Dans la chute cathodique.....	23
2.9 MODELE DU BILAN D'ECHANGE D'ENERGIE A LA CATHODE.....	28
2.9.1 Puissance perdue par évaporation des atomes à la surface de la cathode.....	29
2.9.2 Puissance prélevée à la cathode par refroidissement.....	29
2.9.3 Puissance échangée par rayonnement.....	29
2.9.4 Puissance fournie par convection.....	30
2.9.5 Puissance perdue par émission thermoionique.....	31
2.9.6 Puissance fournie par recombinaison ionique.....	32
2.9.7 Puissance fournie par recombinaison moléculaire (H-H)	32
2.9.7.1 Mobilité et vitesse de dérive.....	33
2.9.7.2 Processus d'entraînement des neutres vers la cathode.....	35
2.9.7.3 Puissance de recombinaison moléculaire.....	41
2.9.8 Puissance fournie par bombardement.....	41
2.10 VERIFICATION DU BILAN	42
CHAPITRE III: MONTAGE EXPERIMENTAL.....	44
3.1 TECHNIQUE DE FONCTIONNEMENT.....	46

3.2	ETALONNAGE DE L'ENSEMBLE MONOCHROMATEURS-DISPOSITIF OPTIQUE.....	46
CHAPITRE IV: RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CALCULS		48
4.1	ORIENTATION DE LA RECHERCHE.....	48
4.2	MESURE DE LA TEMPERATURE DU PLASMA.....	50
4.3	MESURE DE LA CONCENTRATION ELECTRONIQUE DANS LE PLASMA. METHODE D'ELARGISSEMENT DE LA RAIE $H\alpha$	55
4.3.1	Vérification de l'E.T.L.	65
4.4	MESURE DE LA CONCENTRATION ATOMIQUE DANS LE PLASMA.....	66
4.5	CALCUL DES CONCENTRATIONS IONIQUES	69
4.5.1	Dans la colonne positive du plasma.....	69
4.5.2	A la limite de la chute cathodique.....	69
4.6	FLUX DES NEUTRES ENTRAINEES VERS LA CATHODE	75
4.7	COURANTS IONIQUES DANS LA CHUTE CATHODIQUE.....	75
4.8	MESURE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE DE LA CATHODE.....	77
4.9	BILAN D'ECHANGE D'ENERGIE A LA SURFACE DE LA CATHODE ..	79
4.9.1	Puissance de rayonnement perdue à la surface de la cathode.....	79
4.9.2	Puissance perdue par évaporation atomique.....	79
4.9.3	Puissance prélevée à la cathode par refroidissement....	80
4.9.4	Puissance perdue par émission thermoionique.....	80
4.9.5	Puissance fournie à la cathode par convection.....	81
4.9.6	Puissance fournie par recombinaison ionique à la surface de la cathode.....	82

page

4.9.7	Puissance fournie par bombardement ionique à la surface de la cathode.....	83
4.9.8	Puissance fournie par recombinaison moléculaire (H-H) à la surface de la cathode.....	84
DISCUSSIONS.....		92
CONCLUSION		99
BIBLIOGRAPHIE.....		100
APPENDICES		
APPENDICE 1: Calcul d'erreur sur la température du plasma.....		103
APPENDICE 2: Calcul de la concentration électronique d'après la méthode des élargissements de la raie $H\alpha$		108
APPENDICE 3: Mesure de la concentration atomique dans le plasma		109
APPENDICE 4: Calcul de la concentration ionique d'après la loi de Saha dans la colonne positive		104
APPENDICE 5: Exemple de calcul de la mobilité		114
APPENDICE 6: Calcul du courant de diffusion à la limite de la zone de la chute cathodique		118
APPENDICE 7: Calcul de la distance de la chute cathodique.....		120
APPENDICE 8: Calcul des concentration ioniques à la limite de la zone cathodique (méthode de réaction cinétique électron-atome).....		122

APPENDICE 9:	Calcul du flux des atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode et de l'énergie de recombinaison moléculaire (H-H) associée à ces atomes à la surface de la cathode.....	123
APPENDICE 9a:	Calcul des vitesses des atomes d'hydrogène entraînés par les ions et les atomes d'argon.....	127
APPENDICE 10:	Calcul du courant ionique et des énergies de recombinaison et de bombardement résultantes à la surface de la cathode.....	134
APPENDICE 11:	Calcul de la température de surface de la cathode....	138
APPENDICE 12:	Calcul de quelques paramètres du bilan d'échange d'énergie.....	140
APPENDICE 13:	Energie perdue à la cathode par évaporation des électrons thermoioniques.....	144
APPENDICE 14:	Exemple complet de calcul du bilan d'échange d'énergie à la surface de la cathode.....	146

LISTE DES TABLEAUX

	page
TABEAU 1: Pourcentage de la chaleur récupérée à la cathode par refroidissement en fonction de la puissance de l'arc	51
TABEAU 1-a: Valeurs des constantes physiques correspondant aux paramètres utilisés dans l'équation de la droite atomique de Boltzmann (Argon atomique ArI).....	53
TABEAU 1-b: Valeurs des constantes physiques correspondant aux paramètres utilisés dans l'équation de la droite atomique de Boltzmann (Argon ionisé ArII).....	54
TABEAU 2: Calcul de la température de l'argon atomique d'après la droite atomique de Boltzmann (p=100 kPa, 2% H ₂ , 98% Ar).....	56
TABEAU 3: Calcul de la température de l'argon atomique d'après la droite atomique de Boltzmann (p=40 kPa, 2% H ₂ , 98% Ar).....	57
TABEAU 4: Calcul de la température de l'argon atomique d'après la droite atomique de Boltzmann (p=20 kPa, 2% H ₂ , 98% Ar).....	58
TABEAU 5: Calcul de la température de l'argon ionique Ar ⁺ d'après la droite atomique de Boltzmann (p=100 kPa, 2% H ₂ , 98% Ar).....	59
TABEAU 6: Calcul de la température de l'argon ionique Ar ⁺ d'après la droite atomique de Boltzmann (p=40 kPa, 2% H ₂ , 98% Ar).....	60
TABEAU 7: Calcul de la température de l'argon ionique Ar ⁺ d'après la droite atomique de Boltzmann (p=20 kPa, 2% H ₂ , 98% Ar).....	61
TABEAU 8: I/ Température du plasma d'après la méthode du graphique atomique de Boltzmann. T _K . (tous les cas de décharges considérés)..... Ar I = Raie d'argon atomique Ar II = Raie d'argon ionisé Ar ⁺ II/ Température de surface de la cathode. T _c , K	62

TABLEAU 9:	Concentration électronique dans le plasma (Méthode d'élargissement de la Raie $H\alpha$). N_e, m^{-3}	67
TABLEAU 10:	Concentration des atomes neutres dans le plasma $N_0(10^{23}m^{-3})$..	68
TABLEAU 11:	I/ Concentration des ions positifs dans la colonne positive (E.T.L. SAHA) $N^+(10^{20}m^{-3})$ II/ Concentration des ions positifs à la limite de la zone de chute cathodique (réaction cinétique) III/ Concentration moyenne des ions positifs sur une distance de 1 mm à partir de la limite de la chute cathodique	72
TABLEAU 12:	I/ Paramètres utilisés dans le calcul de la chute cathodique..... II/ Concentration ionique produite par réaction cinétique à la limite de la zone cathodique III/ Concentration ionique totale à la limite de la zone cathodique	73
TABLEAU 13:	I/ Mobilité des ions positifs dans la colonne positive $\mu^+, cm^2V^{-1}s^{-1}$ II/ Vitesse moyenne des ions positifs $0,5 \leq y \leq 1$ mm (m/s) III/ Vitesse des ions positifs à l'entrée de la chute cathodique (m/s) IV/ Vitesse moyenne des ions positifs à l'arrivée à la cathode (m/s)	74
TABLEAU 14:	I/ Flux de molécules d'hydrogène $I_i(H_2)$ et de son équivalent en atomes d'hydrogène $I_i(H)$ injectés dans le réacteur (10^{19} atomes/s)..... II/ Flux des atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode $\overline{I(H)}$ III/ % du flux d'atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode par rapport à celui des atomes injectés dans le réacteur % $\overline{I(H)} / I_i(H)$ IV/ Courant ionique à la surface de la cathode V/ Courant thermoionique émis à la surface de la cathode (A)	76
TABLEAU 15:	Bilan énergétique à la surface de la cathode et pourcentage d'erreur.....	86
TABLEAU 16:	Pourcentage de la puissance de recombinaison $Q(H-H)$ à la surface de la cathode par rapport à la puissance totale fournie à la cathode.....	87

LISTE DES FIGURES

FIGURE 1:	Montage expérimental.....	5
FIGURE 2:	Processus d'entraînement des atomes neutres par les ions Ar^+ vers la cathode.....	49
FIGURE 3:	Taux de chaleur dissipée à la cathode.....	52
FIGURE 4:	Température de l'argon atomique ArI d'après le graphique atomique de Boltzmann (mélange à 2% H_2 , 98% Ar, $p = 100\text{kPa}$, $P = 1000\text{ W}$ et à la position $y = 1\text{mm}$).....	63
FIGURE 5:	Température de l'argon ionique ArII d'après le graphique atomique de Boltzmann (mélange à 2% H_2 , 98% Ar, $p = 100\text{kPa}$, $P = 1000\text{ W}$ et à la position $y = 1\text{mm}$).....	64
FIGURE 6:	% de la puissance de recombinaison ionique cédée à la cathode.....	88
FIGURE 7:	% de la puissance de bombardement ionique cédée à la cathode...	89
FIGURE 8:	% de la puissance de recombinaison atomique cédée à la cathode.....	90
FIGURE 9:	% de l'hydrogène atomique entraîné vers la cathode.....	91

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Des recherches récentes effectuées dans le cadre de l'étude des réactions chimiques, au niveau de la cathode dans une décharge d'arc [1], ont révélé la présence d'une énergie excédentaire et de taux de conversion supérieurs à l'équilibre thermodynamique. Il y a lieu de croire que cette énergie excédentaire transmise à la cathode peut être attribuée aux atomes neutres de gaz moléculaire et il reste à définir le mécanisme du processus.

Des recherches bibliographiques ont montré une carence de connaissances à ce sujet [1-a]. Le but essentiel de ce travail de recherche sera donc de mettre en évidence le rôle des atomes neutres, en l'occurrence les atomes d'hydrogène qui se recombinent en molécules d'hydrogène au niveau de la cathode, tout en dégageant une importante quantité de chaleur (4.52 eV) par molécule, étant donné qu'il n'est pas envisagé, dans le cadre de l'étude, de procéder à une réaction chimique cathodique. Ces atomes se trouvent dans un plasma dû à une décharge d'arc dans un mélange d'argon et d'hydrogène.

Sous l'effet de la haute température du plasma, l'hydrogène moléculaire se dissocie en hydrogène atomique. Les ions positifs d'argon, sollicités par le champ électrique dans la colonne positive, entraînent les atomes

d'hydrogène vers la cathode, grâce à l'effet de collisions élastiques et non élastiques.

Le processus d'entraînement des neutres ainsi que le calcul du bilan global d'échange d'énergie à la surface de la cathode nécessitent la connaissance de paramètres divers, soient la température du milieu, la concentration des espèces, des électrons et la connaissance de la longueur de la chute cathodique afin de déterminer le champ électrique qui règne dans cette zone.

Des méthodes spectroscopiques ont été utilisées pour déterminer ces paramètres, soient la méthode du graphique atomique de Boltzmann pour déterminer les températures des ions et des neutres, la méthode d'élargissement de la raie H_{α} qui permet de calculer la concentration électronique d'une manière qui ne dépend pas de l'état d'équilibre thermodynamique, ce dernier pouvant alors être vérifié à l'aide du critère de Drawin.

Le calcul de la longueur de la chute cathodique s'effectue à l'aide de la comparaison des valeurs du courant positif obtenus d'une part, à partir de la charge d'espace et d'autre part, par le calcul de la cinétique d'ionisation des neutres. Cette ionisation résulte du bombardement des neutres à partir des électrons thermoioniques émis par la surface cathodique. Les valeurs obtenues pour cette longueur concordent bien avec celles indiquées dans la littérature.

Le bilan d'échange d'énergie à la surface de la cathode a été vérifié pour deux mélanges de gaz, soient 2% et 8% de H_2 dans un mélange $Ar+H_2$ et ceci, pour plusieurs cas de décharges, les pressions étant respectivement de 100, de 40 et de 20kPa. Il a été remarqué expérimentalement que la puissance récupérée par la cathode augmente lorsque la pression décroît ou lorsque le pourcentage d'hydrogène croît, et ceci pour des puissances d'arc égales.

Le modèle d'entraînement des atomes neutres d'hydrogène vers la cathode, suite aux différentes collisions avec les ions d'argon Ar^+ a permis de calculer le flux de ces atomes d'hydrogène à la surface de la cathode. Ce flux a été de l'ordre de 13% de l'ensemble de l'hydrogène injecté dans le réacteur à pression atmosphérique et il a atteint 65% à la pression de 20kPa. Ce résultat indique bien que la présence de l'hydrogène atomique à la cathode est très significative et que le pourcentage du flux associé augmente avec la baisse de la pression.

La recombinaison de ces atomes à la surface de la cathode dégage une quantité d'énergie capable de jouer un rôle dans le transfert d'énergie à la cathode.

Il faut mentionner que la puissance dégagée lors de la recombinaison moléculaire des atomes d'hydrogène à la surface de la cathode ne présente qu'une partie du potentiel énergétique des atomes réactifs qui peuvent atteindre la cathode. En effet selon la nature et la composition

chimique de la cathode, ces atomes peuvent se recombiner avec cette dernière en modifiant les mécanismes de cinétique chimique à la cathode.

Enfin le bilan a révélé que la puissance de recombinaison moléculaire $Q(H-H)$ totale (incluant la recombinaison de H^+ neutralisé) à la surface de la cathode, représente une partie non négligeable de la puissance transférée. Elle est de l'ordre de 5% du total de la puissance transmise à la cathode dans le cas de la décharge à 2% en H_2 soit (4% en H et 96% en Ar), et de l'ordre de 8% du même total dans le cas de la décharge à 8% en H_2 soit (15% en H et 85% en Ar).

Donc, dans ce travail de recherche, on se limitera à déterminer le flux des neutres entraînés vers la cathode et à évaluer la puissance transmise à la cathode par recombinaison moléculaire $Q(H-H)$ associée à ce flux, tout en élaborant et vérifiant un bilan complet d'échange d'énergie à la surface de la cathode.

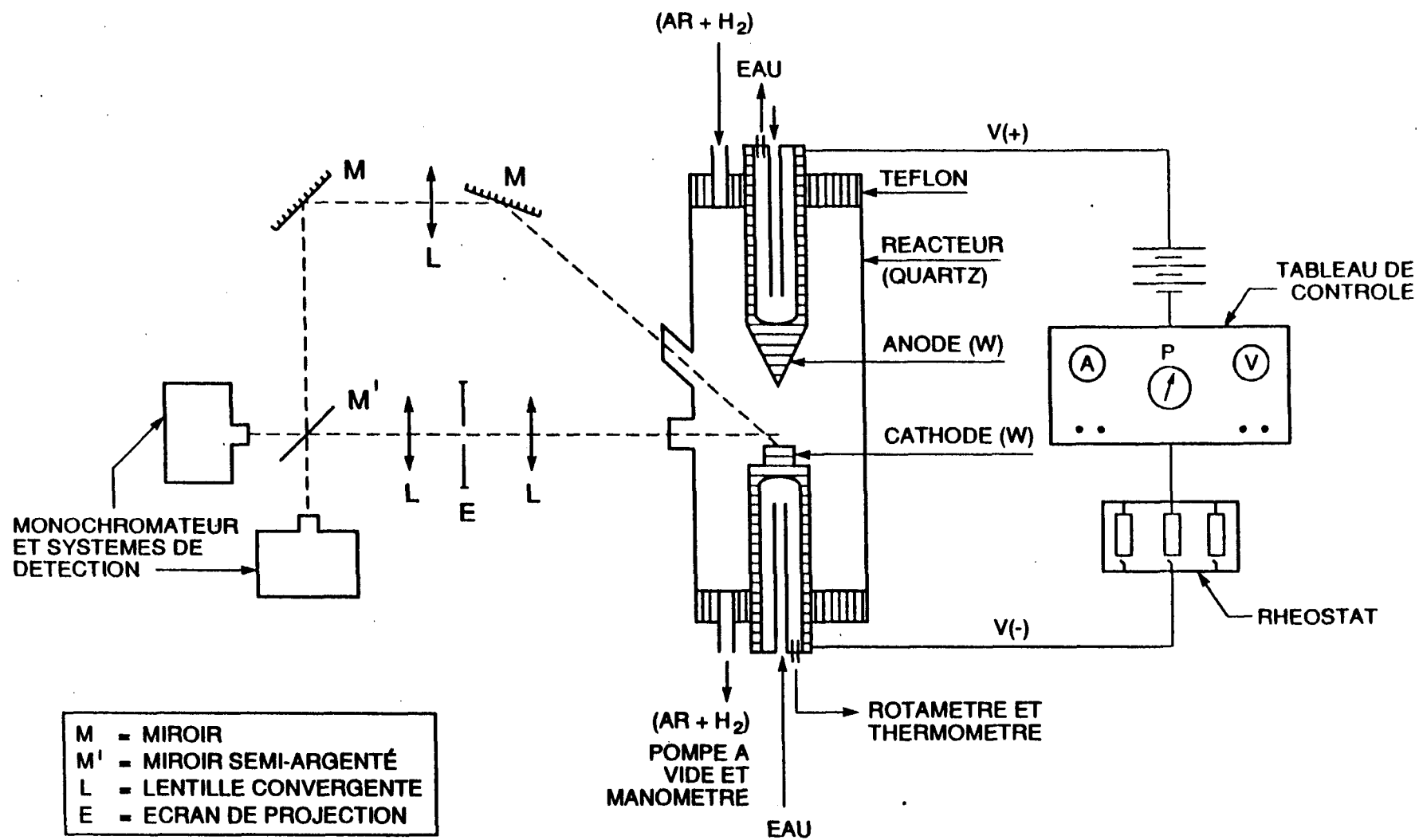


FIGURE 1: Montage expérimental

CHAPITRE II

THEORIE ET CHOIX DU MODELE

2.1 AVANT-PROPOS

On considère la modélisation du mécanisme d'échange d'énergie entre le plasma et la surface de la cathode d'une décharge d'arc, dans un milieu gazeux (mélange argon et hydrogène), en vue de mettre en évidence le rôle des atomes neutres de gaz moléculaires dans le processus du transfert d'énergie cité ci-dessus.

Le but principal est de connaître la contribution énergétique des atomes d'hydrogène dans un bilan de transfert d'énergie d'un plasma envers la cathode, alors qu'on relève peu d'exemples de cette contribution dans la littérature.

Le milieu est un mélange d'argon et d'hydrogène, la décharge s'effectue à l'aide d'un arc à courant continu. Sous l'effet de la haute température du plasma (ions positifs, atomes neutre et électrons), l'hydrogène moléculaire se dissocie en hydrogène atomique et les ions positifs d'argon sollicités par le champ électrique dans la colonne positive, entraînent les atomes d'hydrogène vers la cathode grâce à l'effet des collisions élastiques.

Cette colonne positive, composée de gaz neutre, d'ions et d'électrons, établit un pont conducteur entre les régions cathodique et anodique de la

décharge d'arc. Elle est le siège de plusieurs phénomènes d'interaction et d'échange d'énergie entre ses constituants.

Le plasma, terme qui décrit la partie centrale de la décharge d'arc, ou colonne positive devient isotherme à partir de certaines pressions [2]. L'étude du plasma (température, mobilité et concentration des espèces), peut être réalisée par différentes méthodes et techniques. Dans notre travail de recherche, nous nous limitons à des méthodes de calcul basées sur des mesures spectroscopiques.

La colonne positive est souvent caractérisée par un régime d'équilibre thermodynamique où les températures atomiques, ioniques et électroniques sont sensiblement les mêmes.

Entre la cathode et la colonne positive se trouve la zone de la chute cathodique. Cette zone est caractérisée premièrement, par sa longueur qui est de l'ordre du libre parcours moyen des électrons thermoioniques; deuxièmement par un champ électrique intense dont la différence de potentiel électrique V_c est égale au potentiel d'ionisation des atomes prédominant dans la décharge [3]. Il faut noter que cette zone est le siège de l'ionisation des atomes.

Les ions positifs ainsi créés diffusent dans la colonne positive et reviennent à la cathode sous l'effet du champ électrique.

Le milieu à investiguer est formé de plusieurs constituants à savoir, les atomes d'hydrogène et d'argon, les ions d'hydrogène et d'argon ainsi que les électrons. Plusieurs interactions possibles entre ces constituants, utiles à l'élaboration du bilan d'échange d'énergie, seront à considérer.

La démarche à suivre aura pour but de mettre en évidence le courant positif et le courant d'entraînement des atomes d'hydrogène vers la cathode et d'évaluer la puissance de recombinaison moléculaire associée à ce courant afin de bien dégager le rôle des atomes d'hydrogène dans le bilan.

La réalisation du modèle du bilan d'échange d'énergie nécessite la connaissance des températures et des mobilités des espèces au niveau de la chute cathodique. Or la longueur de la zone de la chute cathodique est de l'ordre du micromètre. Cette courte distance est inférieure au pouvoir de résolution du montage optique (Chapitre III), ce qui empêche l'investigation directe de cette zone par la méthode spectroscopique.

Afin de contourner cette difficulté, on procède à des mesures spectroscopiques dans la colonne positive à plusieurs niveaux en partant du centre de la décharge jusqu'à la limite de la zone cathodique. La détermination de ces paramètres à la limite, et la connaissance du champ électrique dans cette chute, permettent la détermination du courant positif et du mode d'entraînement des neutres vers la surface de la cathode.

Dans ce but, il est nécessaire de connaître la température du plasma, les concentrations électroniques, ioniques et atomiques, la détermination de la longueur de la chute cathodique et la température de surface de la cathode. Il faut également définir les conditions d'équilibre thermodynamique qui prévalent dans un tel milieu et estimer les différentes interactions entre les constituants du plasma en vue de mettre en évidence le rôle des neutres dans le processus de transfert à la cathode. Les méthodes spectroscopiques utilisées qui nous permettront d'accéder à la connaissance des éléments de calcul nécessaire, sont: l'intensité des raies d'émissions pour le plasma (argon et hydrogène) et l'intensité d'émission du continuum pour le plasma et pour la surface de la cathode.

La connaissance de ces paramètres permet alors de calculer les effets des phénomènes qui peuvent jouer un rôle dans le processus d'échange d'énergie entre le plasma et la surface de la cathode, ces phénomènes étant:

- a- La recombinaison ionique ($X^+ + e^- \rightarrow X$).
- b- La recombinaison atomique ($H + H \rightarrow H_2$).
- c- L'échange par convection avec le plasma.
- d- Le rayonnement de la surface de la cathode.
- e- L'évaporation atomique de la surface de la cathode.
- f- L'émission des électrons thermoioniques de la surface de la cathode.
- g- L'évacuation de la chaleur par refroidissement de la cathode.
- h- Les bombardements ioniques et atomiques.

Les phénomènes (a) et (h) nécessitent la connaissance du courant ionique, (b) nécessite le calcul de l'entraînement des atomes d'hydrogène par les ions et les atomes d'argon, (c) sera calculé à l'aide des coefficients de convection et des températures du plasma et de la cathode, (d) et (e) nécessitent la connaissance de la température de surface de la cathode, (f) implique la température de la cathode et le champ électrique dans la chute cathodique, quant à (g), il faut connaître les températures d'entrée et de sortie de l'eau qui refroidit la cathode, ainsi que son débit.

La suite du texte illustre les différentes approches théoriques qui sont considérées dans l'établissement du modèle.

2.2 TEMPERATURE D'UN PLASMA

Grâce à la haute température qui règne dans la décharge, l'hydrogène moléculaire se dissocie dans le mélange Ar - H₂, le gaz ne contenant plus de molécules comme l'indiquent les mesures spectroscopiques d'intensité d'émission de raies d'hydrogène atomique.

Comme les atomes et les ions sont nombreux, les collisions atome-atome et ion-atome sont fréquentes, ces particules échangent aisément ainsi de l'énergie cinétique. Il s'établit rapidement un régime d'équilibre où les températures T_a et T_i , des atomes et des ions, sont pratiquement confondues. Quant aux électrons, leur mobilité permet un échange rapide d'énergie avec les ions et les atomes. Avec l'accroissement de la

pression, les interactions entre ces trois constituants deviennent suffisamment fréquentes pour conduire à l'égalisation des températures.

On peut écrire:

$$T_e = T_a = T_i = T \quad (\text{température de l'arc}) [2].$$

La question de l'équilibre thermodynamique a été abondamment traitée dans la littérature scientifique. Citons, à titre de références les travaux de Drawin (1971)[4], Chapelle et Cabannes (1971) [5].

Ce sujet revêt une très grande importance toutes les fois que l'on aborde une étude sur les plasmas car il conditionne la validité des calculs utilisés.

2.3 EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE COMPLET

L'équilibre thermodynamique complet existe lorsqu'il y a micro-réversibilité des processus i.e. chaque processus microscopique d'échange énergétique est exactement contrebalancé par le processus inverse. Dans ces conditions, les lois de Maxwell, Boltzmann, de Saha et celles de Planck s'appliquent intégralement et nous permettent de décrire complètement le milieu, à l'aide de variables macroscopiques comme la température T , la pression P et la concentration des différents constituants. cette situation idéale est la plus facile à aborder mais malheureusement, elle n'est pas applicable dans la très grande majorité des plasmas obtenus en laboratoire. [6]

2.3.1 Loi de Maxwell

A l'équilibre thermodynamique, la densité de particules dN d'une espèce donnée, ayant une température T et dont les vitesses sont comprises entre v et $v + dv$, est donné par:

$$dN = N f(v) dv \quad (m^{-3}) \quad (1)$$

où N est la densité totale des particules en (m^{-3}) et $f(v)$ est la fonction de distribution maxwellienne des vitesses:

$$f(v) = 4\pi v^2 (m/2\pi kT)^{3/2} \exp - (mv^2 / 2kT) \quad (2)$$

m étant la masse en kg d'une particule et k la constante de Boltzmann en $J.K^{-1}$.

2.3.2 Loi de Boltzmann

Cette loi concerne l'occupation des niveaux excités de l'atome. Si N_n et N_m sont les concentrations correspondantes aux niveaux n et m , la loi de Boltzmann s'écrit:

$$N_n / N_m = (g_n / g_m) \exp [-(E_n - E_m)/kT] \quad (3)$$

où E_n et E_m sont les énergies des niveaux n et m dont les poids statistiques sont respectivement g_n et g_m . Le poids statistique d'un niveau g_n est lié au nombre quantique J_n de ce niveau, par la relation:

$$g_n = 2 J_n + 1 \quad (4)$$

La loi de Boltzmann peut également s'écrire sous la forme:

$$N_n/N = [g_n / U(T)] \exp -(E_n/kT) \quad (5)$$

où N représente la concentration totale pour tous les états n,

$$N = \sum_{n=0}^n N_n \quad (m^{-3}) \quad (6)$$

et U(T), la fonction de partition, s'écrivant:

$$U(T) = \sum_{n=0}^n g_n \exp -(E_n/kT) \quad (7)$$

2.3.3 Loi de Saha

Si on connaît la concentration N des atomes neutres et la température T à l'équilibre thermodynamique, la concentration des électrons N_e , la loi de Saha permet de connaître la concentration des ions N^+ , en effet:

$$N_e N^+/N = [2U^+(T)/U(T)] \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp \left(- \frac{E_i - \Delta E_i}{kT} \right) (m^{-3}) \quad (8)$$

$$\text{ou bien} \quad N_e N^+/N = S^* \quad (8-a)$$

où h est la constante de Planck en J.s, E_i est l'énergie d'ionisation en J, m_e est la masse de l'électron en kg et ΔE_i est la réduction du potentiel d'ionisation en J [7] et S^* est la constante de Saha.

La concentration des électrons N_e utilisée dans (8) est calculée expérimentalement par la méthode des élargissements des raies d'hydrogène citée ultérieurement dans (2.6). Cette concentration inclut les électrons thermoioniques émis par la cathode ainsi que les électrons engendrés par les divers modes d'ionisation.

2.3.4 Loi de Planck

La densité de l'énergie de rayonnement $U(\nu, T)$ dans le vide par unité de volume et par unité de fréquence en fonction de la température est donnée par la relation suivante:

$$U_\nu = (8\pi h \nu^3 / c^3) \cdot 1 / [\exp(h\nu/kT) - 1] \quad (\text{Jm}^{-3}\text{str}^{-1}) \quad (9)$$

où ν est la fréquence du rayonnement émis en Hz et c est la vitesse de la lumière en m/s .

Si le milieu a un indice de réfraction n , différent de 1, on doit multiplier cette relation par n^3 .

2.3.5 EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL (E.T.L)

Dans les plasmas qui sont qualifiés d'optiquement minces, une bonne partie du rayonnement s'échappe vers l'extérieur et la loi de Planck n'est plus valable. Cette situation entraîne une surpopulation du niveau

fondamental et sous-population des niveaux excités, ce qui donne des écarts à l'application intégrale des loi de Saha et de Boltzmann.

Dans le cas des arcs électriques à pression atmosphérique, la concentration des électrons est élevée. Elle varie de 10^{20} à 10^{22} par m^3 . Les collisions électroniques seront donc les seules responsables des processus d'excitation, de désexcitation, d'ionisation et de recombinaison dans le plasma. On est alors dans les conditions de l'équilibre thermodynamique local (E.T.L).

Le critère utilisé pour vérifier l'existence de l'E.T.L est celui de Drawin [3] qui se base sur la valeur de la concentration électronique totale N_e qui résulte des phénomènes de l'ionisation dans le plasma et de l'émission thermoionique à la surface de la cathode:

$$N_e \geq 9 \times 10^{23} (kT/E_i)^{1/2} (E_1/E_i)^3 (m^{-3}) \quad (10)$$

E_1 = le premier niveau d'excitation.

A noter que dans le cas de l'argon, d'après [4], l'E.T.L existe pour:

$$N_e \geq 8 \times 10^{21} (m^{-3}) \quad (11)$$

On suppose ainsi qu'en tout point du plasma, la vitesse des électrons suit la distribution de Maxwell à la température T_e . Les lois de Boltzmann et Saha exprimées respectivement par les équations (5) et (8) s'appliquent

également en prenant T_e comme température et la loi de Planck est remplacée par la loi de Kirchoff. On a:

$$(\epsilon_v/k_v) = 2hv^3/c^2 [(\exp (hv/kT_e - 1))] = I_v(T_e) \quad (\text{Wm}^{-2}\text{str}^{-1}) \quad (12)$$

k_v est le coefficient d'absorption et ϵ_v est le coefficient d'émission.

2.4 METHODES SPECTROSCOPIQUES POUR LA DETERMINATION DE LA TEMPERATURE D'UN PLASMA

L'intérêt présenté par l'utilisation des moyens spectroscopiques pour la mesure des températures des plasma, réside dans le fait qu'une telle mesure ne modifie pas les conditions du plasma.

2.4.1 INTENSITE ABSOLUE D'UNE RAIE

On peut mesurer les intensités par unité de volume et par unité d'angle solide émises par le plasma à condition de connaître les probabilités de transition pour les raies en question [8] et la concentration des particules excitées. On a:

$$I_{nm} = \frac{h\nu_{nm}}{4\pi} A_{nm} \frac{g_n}{U(T)} N \exp(-E_n/kT) \quad (\text{Wm}^{-3}\text{str}^{-1}) \quad (13)$$

où I_{nm} est l'intensité du rayonnement émis en $\text{Wm}^{-3}\text{str}^{-1}$ de fréquences ν_{nm} lors de la transition du niveau n au niveau m . A_{nm} est la probabilité de transition spontanée d'Einstein. Si le volume visé est un

cône de base A et de profondeur optique L , l'intensité enregistrée I_{nm} par unité de surface et d'angle solide sera:

$$I_{nm} = \frac{h c}{4\pi} A_{nm} \frac{g_n}{U(T)} \frac{N}{\lambda_{nm}} \exp(-E_n/kT) \quad (\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}) \quad (14)$$

où $\lambda_{nm} = c/v_{nm}$ est la longueur d'onde de la raie.

2.4.2 RAPPORT DES INTENSITES DE DEUX RAIES D'EMISSION

Si on connaît A_1 et A_2 , g_1 et g_2 et λ_1 et λ_2 de deux raies spectrales pour un même gaz, il n'est plus nécessaire de connaître U et L . On peut alors écrire:

$$I_1/I_2 = (g_1/g_2) (A_1/A_2) (\lambda_2/\lambda_1) \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right) \quad (15)$$

ce qui donne pour l'expression de la température:

$$T = [E_1 - E_2] / k[\ln(g_1 A_1 \lambda_2 / g_2 A_2 \lambda_1) - \ln(I_1/I_2)] \quad (\text{K}) \quad (16)$$

2.4.3 LE GRAPHIQUE ATOMIQUE DE BOLTZMANN

Cette méthode est une extension logique de celle des deux raies. On peut l'appliquer pour des températures comprises entre 5000K et 15000K [9]. Pour un milieu en équilibre thermodynamique local, on peut écrire l'équation (14) sous la forme:

$$I_{nm} = KN \quad g_n \quad A_{nm} \quad v_{nm} \quad \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) \quad (17)$$

$$\text{où } K = \frac{h}{4\pi} \frac{L}{U(T)}$$

Ce qui donne:

$$\exp - \left(\frac{E_n}{kT} \right) = (I_{nm} / KN g_n A_{nm} v_{nm}) \quad (18)$$

et on tire:

$$\log(I_{nm}/KNgAv)_{nm} = -(E_n \log e) / kT \quad (19)$$

Cette relation peut s'écrire: $\log(I/gvA) = -\frac{E_n}{kT} \log(e) + K'$ (19-a)

où $K' = \log \left(\frac{hLN}{4\pi U(T)} \right)$

pour un niveau de visée déterminé et pour un seul gaz, K' est fixe.

On peut écrire:

$$\log(I/gvA) = a E_n + K' \quad (19-b)$$

$$\text{où } a = -(\log e) / kT = - 5040/T \quad (20)$$

a est la pente de la droite $y = f(E_n)$, K' étant une quantité fixe.

Ceci est dans le cas où E est exprimée en eV, T en Kelvin et k en eV/K.

Si plusieurs valeurs de $\log I/(gvA)$ s'écartent beaucoup de la droite, on peut conclure que l'E.T.L n'est pas vérifié.

Notons qu'une fois l'E.T.L vérifié, on pourra procéder à l'aide d'une méthode plus simple telle que le rapport d'intensité de deux raies.

2.5 TEMPERATURE DE SURFACE D'UNE CATHODE

L'équation de Planck permet de connaître la température d'un corps noir, si on connaît l'intensité du rayonnement émis par ce corps à une longueur d'onde donnée.

En effet cette intensité est donnée à une température T , par la relation suivante, dite de Planck:

$$I(\lambda, T) = 2hc^2 \lambda^{-5} (\exp hc/\lambda kT - 1)^{-1} \quad (\text{Wm}^{-3}\text{str}^{-1}) \quad (21)$$

En groupant les constantes, on aura:

$$I(\lambda, T) = \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} (\exp C_2/\lambda T - 1)^{-1} \quad (\text{Wm}^{-3}\text{str}^{-1}) \quad (22)$$

Où:

$$C_1 = 2\pi hc^2 = 6,03 \times 10^{-16} \quad (\text{Wm}^2) \quad (23)$$

et

$$C_2 = hc/k = 14,380 \times 10^{-6} \quad (\text{mK}) \quad (24)$$

Dans le cas où $\lambda T \leq 2 \times 10^{-3} \text{ m.K}$, la relation suivante proposée par Wien, qui n'est qu'une simplification de l'équation de Planck, sera:

$$I(\lambda, T) = \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \exp -(C_2/T) \quad (25)$$

2.5.1 METHODE DU RAPPORT D'INTENSITES DE DEUX RAIES POUR L'EMISSION DANS LE CONTINUUM

Dans le cas d'un corps réel, la loi de Planck prend la forme suivante:

$$I(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} (\exp C_2/\lambda T)^{-1} \quad (\text{Wm}^{-3}\text{str}^{-1}) \quad (26)$$

où $\varepsilon(\lambda, T)$ représente l'émissivité du corps à une longueur d'onde donnée λ et à une température T . $\varepsilon(\lambda, T)$ dépend de la nature et de l'état de la surface du corps (le tungstène possède les propriétés d'un corps réel).

Pour des valeurs de λ_1 et λ_2 choisies dans le continuum, et à la même température T , on peut écrire:

$$I_1(\lambda_1, T) = \varepsilon_1(\lambda_1, T) \frac{C_1}{\pi} (\lambda_1)^{-5} (\exp C_2/\lambda_1 T)^{-1} \quad (27)$$

$$I_2(\lambda_2, T) = \varepsilon_2(\lambda_2, T) \frac{C_1}{\pi} (\lambda_2)^{-5} (\exp C_2/\lambda_2 T)^{-1} \quad (28)$$

Le rapport de ces deux relations donne:

$$(I_1/I_2) (\varepsilon_2/\varepsilon_1) (\lambda_1/\lambda_2)^5 = \exp [(C_2/T) \times (\lambda_1 - \lambda_2)/(\lambda_1 \lambda_2)] \quad (29)$$

Pour les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 voisines, le rapport des émissivités $\varepsilon_1(\lambda_1, T) / \varepsilon_2(\lambda_2, T)$ tend vers l'unité. En appliquant alors le logarithme népérien à (29), on aura:

$$(C_2/T) (\lambda_1 - \lambda_2) / (\lambda_1 \lambda_2) = \text{Ln}(I_1/I_2) + 5\text{Ln}(\lambda_1/\lambda_2) \quad (30)$$

et la température sera donnée par l'expression:

$$T = C_2 ((\lambda_1 - \lambda_2) / (\lambda_1 \lambda_2)) [1 / [\text{Ln}(I_1/I_2) + 5\text{Ln}(\lambda_1/\lambda_2)]] \quad (31)$$

La connaissance de $I_1(\lambda_1, T)$ et de $I_2(\lambda_2, T)$ permet de trouver la température T de la surface du corps.

2.6 CONCENTRATION ELECTRONIQUE DANS LE PLASMA

La concentration électronique N_e dans la colonne positive de l'arc est déterminée par la méthode d'élargissement de la raie $H\alpha$ d'hydrogène. Cette méthode ne dépend pas de l'état d'équilibre thermodynamique du plasma. On a [10]:

$$N_e = (\Delta\lambda_{1/2})^{3/2} 10^{19} [C_0(T) + \sum_{n=1}^m C_n(T) (\text{Ln}(\Delta\lambda_{1/2}))^n] \quad (\text{m}^{-3}) \quad (32)$$

$\Delta\lambda_{1/2}$ est la largeur de la raie $H\alpha$ à mi-hauteur, $C_0(T)$ et $C_n(T)$ sont des constantes données dans [10].

2.7 CONCENTRATION ATOMIQUE (NEUTRES)

Le plasma étant considéré comme un gaz parfait, [11], la concentration totale (atomes plus ions) est:

$$N = N(T=273) \left(\frac{p}{p_a} \right) \frac{273}{T} \quad (\text{m}^{-3}) \quad (33)$$

p est la pression dans la décharge en kPa, p_a est la pression atmosphérique. Dans le cas où le gaz est faiblement ionisé, $N^+ \ll N$, on peut écrire:

$$N_o \approx N = N(T=273) \left(\frac{p}{p_a} \right) \frac{273}{T} \quad (\text{m}^{-3}) \quad (34)$$

N_o désigne la concentration des atomes neutres.

Il faut noter que $N(T=273) = 2.6873 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$

La relation (13) permet aussi de connaître la concentration d'une espèce si on connaît l'intensité du rayonnement, en effet, on peut l'écrire:

$$N = \frac{4\pi 10^4 \lambda_{nm}^3}{\frac{2}{3} h \cdot c} \frac{e^{E_n/kT} U_T \cdot I_{nm}}{g_m f_{nm}} \quad (\text{m}^{-3}) \quad (34-a)$$

où f_{nm} est la force de l'oscillateur.

2.8 CONCENTRATION IONIQUE

2.8.1 DANS LA COLONNE POSITIVE

La loi de Saha (8) permet de déterminer la concentration ionique, une fois les concentrations électroniques et atomiques calculées et l'E.T.L vérifié.

2.8.2 DANS LA CHUTE CATHODIQUE

La chute cathodique est le siège d'interactions entre les électrons thermoioniques émis par la cathode et accélérés par le champ électrique, et les atomes. Des phénomènes d'excitation et d'ionisation en résultent. Le taux de formation des ions est donné par [12]

$$dN^+/dt = \sigma_i N_e N_0 v_e \quad (m^{-3}s^{-1}) \quad (35)$$

$\sigma_i = f(v_0, v_e)$, [12] représente la section efficace d'ionisation en m^2 qui est fonction de la vitesse relative des électrons et des neutres et v_e représente la vitesse des électrons en m/s. Dans la pratique, on néglige la vitesse d'agitation thermique de ces atomes par rapport à celle des électrons thermoioniques. v_0 est la vitesse d'agitation thermique des atomes.

La valeur moyenne de la concentration dans la chute cathodique est donnée par l'intégrale de (35) le long de cette chute, ce qui donne:

$$N^+ = \int \sigma_i N_e N_0 v_e dt \quad (m^{-3}) \quad (36)$$

Or $V_e dt$ représente l'élément de parcours ds dans la chute cathodique.

Si on considère que N_e et N_0 conservent dans la chute cathodique des valeurs moyennes égales à celles calculées à la limite de la zone cathodique avec la colonne positive, on peut considérer ces valeurs comme constantes le long de la chute cathodique (longueur de l'ordre du micromètre). En plus, σ_i dépend de v_e , c'est-à-dire de l'énergie que possèdent les électrons dans la chute. Dans le calcul on va considérer une valeur moyenne de cette énergie égale à $e.V_c$, où V_c est le potentiel négatif de la cathode observé durant l'expérience. La relation (36) devient:

$$N^+ = N_e N_0 \int \sigma_i ds \quad (m^{-3}) \quad (37)$$

Or $\int ds = \Delta S$ = longueur de la chute cathodique en m, alors:

$$N^+ = \sigma_i N_e N_0 \Delta S \quad (m^{-3}) \quad (38)$$

La longueur de la chute cathodique ΔS a été calculée de la façon suivante:

- a/ Calcul du courant ionique d'après la concentration des ions trouvée à la limite de la zone cathodique avec le plasma (ionisation par collisions électroniques) [12].
- b/ Calcul du même courant d'après la théorie de charge d'espace [13].
- c/ L'égalité des expressions obtenues en a et b conduit à une équation qui permet de trouver ΔS .

Le plasma étant formé d'un mélange d'argon et d'hydrogène, d'après (38), on peut écrire:

$$N^+ = N_{Ar}^+ + N_H^+ = N_e \Delta S [(\sigma_i N_0)_{Ar} + (\sigma_i N_0)_H] \quad (m^{-3}) \quad (39)$$

La densité du courant ionique peut s'écrire dans la colonne positive [14]:

$$J^+ = \frac{1}{4} e \bar{v}^+ N^+ \quad (A/m^2) \quad (40)$$

Dans le cas d'un mélange d'argon et d'hydrogène, on aura:

$$J^+ = J_{Ar}^+ + J_H^+ = \frac{1}{4} e [(\bar{v}^+ N^+)_{Ar} + (\bar{v}^+ N^+)_H] \quad (A/m^2) \quad (41)$$

avec:

\bar{v}^+ , vitesse moyenne des ions dans la chute cathodique. Dans le cas où l'E.T.L. règne dans la colonne positive, on peut supposer que les ions possèdent une distribution maxwellienne. D'un autre côté, le champ électrique est faible dans cette zone, donc le nombre des ions sollicités par ce champ vers la cathode représente le quart de leur concentration totale, d'où le coefficient $\frac{1}{4}$ dans la relation (40), [15].

Dans la chute cathodique le champ électrique est très intense et la distribution des ions n'est plus maxwellienne. Donc le nombre des ions sollicités par ce champ représente la totalité de leur concentration à la limite de la zone de la chute cathodique, sauf pour les ions diffusés vers l'extérieur de cette zone. Dans le cas où le courant de diffusion est négligeable, le courant ionique dans la chute cathodique sera:

$$J^+ = J_{Ar}^+ + J_H^+ = e[(\bar{v}^+ N^+)_{Ar} + (\bar{v}^+ N^+)_H] \quad (A/m^2) \quad (41-a)$$

La diffusion est un phénomène qui se produit essentiellement dans un gaz sous l'effet d'un gradient de concentrations. Quant à l'agitation thermique du milieu, elle peut jouer un rôle dans ce phénomène, mais de moindre

importance. Dans le cas où les densités électroniques et ioniques sont fortes, la diffusion des ions est couplée à celle des électrons et on assiste à un phénomène appelé la diffusion ambipolaire.

Le courant de diffusion est donné par:

$$J_D^+ = D^+ \frac{dN^+}{dy} \quad (42)$$

et
$$D^+ = \mu^+ kT^+/e \quad (43)$$

μ^+ représente la mobilité des ions, T^+ est la température des ions positifs, D^+ est le coefficient de diffusion et dy est l'élément de distance dans la direction de la diffusion.

Il faut mentionner que ce courant est faible, donc il ne sera pas considéré. Ceci serait vérifié expérimentalement.

La mobilité est définie comme la vitesse limite des ions sous l'effet d'un champ électrique dans un milieu ionisé. Le champ accélère les ions et les multiples collisions avec les atomes les freinent. Ces deux phénomènes impliquent aux ions une vitesse moyenne le long du champ électrique. Cette vitesse est connue sous le nom de mobilité. Ce terme s'applique aux ions et aux électrons et à toute particule chargée dans un champ électrique.

La théorie de charge d'espace selon b/ donne pour J^+ , [13]

$$J^+ = \epsilon_0 / 8\pi (2e/m^+)^{1/2} V_c^{3/2} / \Delta S^2 \quad [\text{A/m}^2] \quad (44)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide ($\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m) et V_c est le potentiel de la chute cathodique. Ce dernier est considéré comme égal au potentiel d'ionisation des ions d'argon, vu la prédominance de ces derniers dans la chute [13], comme il y a un mélange $\text{Ar}^+ + \text{H}^+$ d'un côté et vu que le potentiel d'ionisation de l'hydrogène est légèrement inférieur à celui de l'argon d'un autre côté, on choisira $V_c = 15.76$ V, le potentiel d'ionisation de l'argon.

Les relations (39), (40) et (44) donnent:

$$\begin{aligned} & \frac{\epsilon_0}{8\pi} \frac{\sqrt{2/e} \sqrt{V_c^3}}{\Delta S^2} \left(\frac{\gamma_{\text{Ar}^+}}{\sqrt{m_{\text{Ar}^+}}} + \frac{\gamma_{\text{H}^+}}{\sqrt{m_{\text{H}^+}}} \right) \\ &= e((\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{\text{Ar}^+} + (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{\text{H}^+}) N_e \Delta S \end{aligned} \quad (45)$$

Après arrangement de l'expression (45), la longueur de la chute cathodique devient:

$$\Delta S = \sqrt[3]{\frac{\epsilon_0 \sqrt{2/e} \sqrt{V_c^3} \left((\gamma_{\text{Ar}^+} / \sqrt{m_{\text{Ar}^+}}) + (\gamma_{\text{H}^+} / \sqrt{m_{\text{H}^+}}) \right)}{8\pi N_e [(\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{\text{Ar}^+} + (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{\text{H}^+}]}} \quad (46)$$

γ_{Ar^+} et γ_{H^+} sont les concentrations relatives de Ar^+ et H^+ respectivement:

$$\gamma_{Ar^+} = N_e (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+} / N^+ = \frac{(\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+}}{(\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+} + (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{H^+}} \quad (47)$$

$$\gamma_{H^+} = N_e (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{H^+} / N^+ = (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+} / ((\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+} + (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{H^+}) \quad (48)$$

2.9 MODELE DU BILAN D'ECHANGE D'ENERGIE A LA CATHODE

Le modèle du bilan d'échange d'énergie à la surface A_c de la cathode doit inclure tous les phénomènes d'échange d'énergie et de transfert de chaleur entre le plasma et la cathode. L'accent sera mis sur le phénomène d'entraînement vers la cathode des atomes H par les ions et les atomes d'argon.

Il faut noter ici qu'il n'est pas évident que la surface émissive, la surface soumise à l'impact des ions positifs et enfin la surface soumise au flux des neutres soient égales. En effet la surface de la cathode présente des points plus chauds que d'autres, ce qui favorise l'émission thermoionique sur ces points. Or, expérimentalement, on est dans l'impossibilité d'évaluer le nombre ainsi que les surfaces et les températures de ces points. On a considéré que la surface émissive est couplée à l'impact des ions positifs et au flux des neutres de manière à former une surface cathodique commune A_c , caractérisée par une température moyenne T_c . Le tableau 8 indique les valeurs expérimentales de A_c dans tous les cas de décharge.

2.9.1 PUISSANCE PERDUE PAR EVAPORATION DES ATOMES A LA SURFACE DE LA CATHODE

$$Q_{e.at.} = \dot{m}_{e.at} \Delta H A_c \quad (W) \quad (49)$$

$\dot{m}_{e.at.}$ (kg/m²s) est le taux d'évaporation atomique par unité de surface à la température T_c de la cathode [16] par unité de surface, ΔH (J/kg) est la chaleur associée à cette évaporation par unité de masse et A_c est la surface de la cathode exposée au plasma.

2.9.2 PUISSANCE PRELEVEE A LA CATHODE PAR REFROIDISSEMENT

La quantité de chaleur évacuée par l'eau par seconde lors du refroidissement de la cathode est:

$$Q_{ref.} = \dot{m}_{eau} C_P (T_2 - T_1) \quad (W) \quad (50)$$

\dot{m}_{eau} est le débit d'eau utilisé pour le refroidissement (kg/s).

C_P = Chaleur spécifique de l'eau (J/kgK).

$\Delta T = (T_2 - T_1)$ = variation de la température de l'eau en (K).

2.9.3 PUISSANCE ECHANGEE PAR RAYONNEMENT

La cathode et le plasma échangent de la puissance sous forme de rayonnement [17]. La décharge couvre la cathode, donc, on peut admettre que le facteur de géométrie est égal à l'unité et on peut écrire:

$$Q_{\text{ray}} = \sigma_B A_c (\epsilon_c T_c^4 - \epsilon_p T_p^4) \quad (\text{W}) \quad (51)$$

σ_B est la constante de Stefan-Boltzmann ($\text{W/m}^2\text{K}^4$)

ϵ_c et ϵ_p sont les émissivités respectives de la cathode et du plasma et T_p est la température du plasma.

2.9.4 PUISSANCE FOURNIE PAR CONVECTION

La convection entre le plasma et la surface de la cathode, selon la valeur trouvée pour le nombre de Reynolds, peut être naturelle ou forcée. Dans le cas du plasma considéré, le modèle convectif est donné par la référence [18], soit:

$$Q_c = \bar{h}_c A_c (\Delta H_p - \Delta H_c) \quad (\text{W}) \quad (52)$$

Où \bar{h}_c = coefficient moyen de transfert de chaleur (Kg/sm^2) (convection et rayonnement) et ΔH_p et ΔH_c (J/kg) représentent respectivement l'enthalpie du plasma aux températures T_p et T_c .

Le nombre de Nusselt est donné par:

$$Nu = 0,76 Re^{1/2} Pr^{0,4} \quad (53)$$

Le nombre de Reynolds est:

$$Re = d \bar{v} \rho / \mu \quad (54)$$

Celui de Prandtl est:

$$Pr = C_p \mu / K_p \quad (55)$$

et le coefficient \bar{h}_c sera donné par:

$$\bar{h}_c = N_u K_p / C_p d \quad (56)$$

où:

C_p est la chaleur spécifique du plasma à T_p ,

K_p est la conductivité thermique du plasma à T_p ,

ρ est la masse volumique du plasma à T_p ,

μ est la viscosité dynamique du plasma à T_p ,

d est une longueur caractéristique qui est égale au diamètre de la cathode,

\bar{v} est la vitesse moyenne du flux du plasma vers la cathode. (voir paragraphe 2.10.7.2).

2.9.5 PUISSANCE PERDUE PAR EMISSION THERMOIONIQUE

L'énergie libérée de la surface de la cathode par unité de temps par l'émission des électrons thermoioniques est:

$$Q_{e.th} = A_c J_e \Phi_{i.c} \quad (W) \quad (57)$$

$\Phi_{i.c}$ est le potentiel d'extraction électronique en V à la température T_c de la cathode (tungstène).

J_e représente la densité du courant thermoionique en présence d'un champ électrique E_c appliqué dans la zone de la chute cathodique [19]:

$$\ln J_e = \ln J_0 + 0,04402 \sqrt{E_c / T_c} \quad (58)$$

avec:

$$J_0 = A T_c^2 \exp(-11600 \Phi_{i.c}/T_c) \quad (\text{Am}^{-2}) \quad (59)$$

où A est la constante de Richardson.

2.9.6 PUISSANCE FOURNIE PAR RECOMBINAISON IONIQUE

La surface de la cathode est le siège d'un bombardement ionique. Ce phénomène est d'autant plus important que le champ électrique dans la chute cathodique est plus grand. La puissance dégagée par ce phénomène est:

$$Q_{r.ion} = \sum_i J_i^+ \Phi_{i.i} A_c \quad (\text{W}) \quad (60)$$

$\Phi_{i.i}$ est le potentiel d'ionisation en V de l'espèce ionique i.

J_i^+ est la densité du courant ionique de l'espèce i.

2.9.7 PUISSANCE FOURNIE PAR RECOMBINAISON MOLECULAIRE (H-H)

Comme on l'a mentionné au début de ce chapitre, le but de ce travail de recherche est de mettre en évidence la présence d'espèces atomiques à la cathode, qui peuvent jouer un rôle important dans le processus de réactions chimiques se déroulant à sa surface.

Dans le cas présent, on a choisi l'hydrogène atomique qui se manifeste par le transfert d'énergie de recombinaison à la cathode. En l'occurrence, l'hydrogène atomique pouvait se manifester par la réduction d'un oxyde

(par exemple, l'oxyde de chrome). Dans la présente étude, l'effet de la présence de l'hydrogène atomique sera identifié par la chaleur de recombinaison dégagée à la surface de la cathode.

La température dans la colonne positive varie de 7000K à 12000K. La présence des ions positifs d'argon indique que les électrons ionisants possèdent une énergie de l'ordre de 16 eV. Or, l'hydrogène moléculaire se décompose en hydrogène atomique pour des énergies de l'ordre de 4,5 eV. Donc on admet sa décomposition dans la zone où la présence des ions positifs est significative. Le champ électrique dans la colonne positive et le rétrécissement de la décharge à l'approche de la cathode, tel qu'illustré sur la figure 2, accélèrent les ions vers la cathode. Ces ions, par l'intermédiaire de multiples collisions élastiques avec les atomes d'hydrogène, entraînent ces derniers vers la cathode créant ainsi le phénomène de recombinaison moléculaire à sa surface.

2.9.7.1 Mobilité et vitesse de dérive

La diffusion des ions positifs à partir de la limite supérieure de la chute cathodique (niveau B) dans la colonne positive entraîne une présence significative de ces ions jusqu'à un niveau A (fig. 2). Au-delà de ce niveau, on remarque expérimentalement une chute importante de la concentration ionique. À ce niveau, la cinétique de diffusion est équilibrée par une force de rappel due à la présence d'un champ électrique relativement intense au-delà de la zone de la chute cathodique, soit E_0 ce champ.

Le champ électrique E_0 , implique aux ions présents dans la zone AB une mobilité μ^+ vers la cathode de telle façon que:

$$\overline{v^+} = \mu^+ E_0 \quad (\text{m/s}) \quad (61)$$

où:

$$E_0 = V_{AB}/l_{AB} \quad (\text{V/m}) \quad (62)$$

et $V_{AB} = V - V_c \quad (62a)$

$$\mu^+(p,T) = \mu_o^+(T/273)(101.3/p) \quad (\text{m}^2/\text{Vs}) \quad (63)$$

$$\mu_o^+ = 0,38 \times 10^{-19} \frac{35.9}{\sqrt{\xi(A^+ A_0)/(A^+ + A_0)}} \quad (\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}) \quad (64)$$

où V_{AB} est le voltage appliqué dans la zone AB, V_c est du même ordre de grandeur que le potentiel d'ionisation de l'argon, V est le voltage de l'arc. Le symbole l_{AB} représente la distance entre la cathode et le niveau A dans la colonne. Cette distance est déterminée expérimentalement.

La relation (62-a) est justifiée dans la mesure où le voltage de la chute anodique est faible [13].

$\mu^+(p,T)$ est la mobilité des ions positifs en fonction de la pression et de la température du milieu [22], p est la pression kPa et d'après la relation de Dalgarno [20] donne la mobilité réduite μ_o^+ à $p = 101.3$ kPa et $T = 273$ K.

ξ est la polarisabilité du gaz en (m^3). Il faut mentionner que la polarisabilité se manifeste lors de l'interaction non-isotropique entre des

molécules ou des atomes considérés comme dipôles électriques. Il en résulte une dispersion de la distribution de ces particules dans un volume gazeux. Ceci affecte la mobilité des particules dans ce milieu. Pour des études plus poussées de ce phénomène le modèle de Van der Waals et ses diverses applications permettent d'établir le lien entre le potentiel d'interaction et la dispersion découlant de la polarisabilité.

A^+ et A_0 sont les nombres de masse respectifs des ions et des atomes présents dans le plasma. [21]

Dans le cas d'un mélange argon et hydrogène, la mobilité des ions sera calculée en tenant compte de la présence de deux espèces différentes d'atomes. Elle est donnée par la relation suivante [23]:

$$1/\mu_1^+ = f_1/\mu_{11}^+ + f_2/\mu_{12}^+ \quad (65)$$

où f_1 et f_2 sont les fractions molaires des espèces gazeuses présentes, μ_{11}^+ et μ_{12}^+ sont les mobilités de l'espèce 1 en présence respectivement des atomes 1 et 2.

2.9.7.2 Processus d'entraînement des neutres vers la cathode

Les ions positifs présents dans la zone AB de la colonne positive sont sollicités vers la cathode par le champ électrique E_0 . Lors de cette migration et grâce à des collisions élastiques avec les neutres (atomes d'argon et d'hydrogène), les ions entraînent ces derniers vers la cathode.

Dans le cas d'un plasma formé par des atomes et des ions d'une même espèce, (Ar et Ar⁺ par exemple), l'entraînement des neutres résulte directement de leur collision élastique avec les ions positifs.

Dans le cas d'un plasma formé d'un mélange de deux gaz, (Ar + H par exemple), le processus d'entraînement d'une espèce des neutres l'hydrogène par exemple, sera plus compliqué. Développons d'abord le premier cas et examinons ensuite les différentes possibilités du second.

Le nombre de collisions élastiques par unité de volume dN_c entre les ions et les atomes dépend de la section efficace de collision σ_m ($\frac{m^2}{mole}$), de la vitesse v^+ (m/s) des ions ainsi que des concentrations des ions N^+ ($\frac{mole}{m^3}$), et des atomes N_o ($\frac{mole}{m^3}$), de telle sorte que:

$$dN_c = \sigma_m v^+ N^+ N_o dt \quad \left(\frac{\text{collision}}{m^3} \right) \quad (66)$$

L'existence de l'E.T.L. dans la zone AB indique que les ions possèdent une distribution maxwellienne de la vitesse v^+ dont la moyenne est:

$$\overline{v^+} = \int_0^{\infty} v^+ f(v^+) dv^+ \quad (m/s) \quad (67)$$

où $f(v^+)$ est la fonction de distribution des v^+ [6].

D'un autre côté, la relation (61) permet de déterminer $\overline{v^+}$ en fonction de la mobilité des ions et du champ électrique E_0 .

Si on associe à chaque collision entre un ion et un atome, un atome entraîné, le nombre des atomes entraînés sera:

$$dN_{ent} = \sigma_m \overline{v^+} \overline{N^+} (N_o - N_{ent}) dt \quad \left(\frac{\text{atomes}}{m^3} \right) \quad (68)$$

où $\overline{N^+}$ et $\overline{N_o}$ représentent la concentration moyenne des ions et celles des atomes respectivement, N_{ent} désigne la concentration des atomes entraînés. On suppose qu'il existe simultanément d'une part des atomes d'argon au repos ($N_o - N_{ent}$) et d'autre part des atomes d'argon entraînés N_{ent} . Également on se borne à considérer seulement le cas limite pour lequel N_{ent} égale N_o . La relation (68) donne:

$$dN_{ent}/(N_o - N_{ent}) = \sigma_m \overline{v^+} \overline{N^+} dt = \frac{1}{\tau} dt \quad (69)$$

$$\text{où } \tau = (\sigma_m \overline{v^+} \overline{N^+})^{-1} \quad (s) \quad (70)$$

est la constante du temps associée à la collision. Donc:

$$d(N_o - N_{ent})/(N_o - N_{ent}) = -\frac{dt}{\tau} \quad (71)$$

après développement la concentration des atomes neutres entraînés sera:

$$N_{ent} = N_o \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad \left(\frac{\text{atomes}}{m^3} \right) \quad (72)$$

On remarque que N_{ent} tend vers N_o après un temps $t \geq 5 \tau$.

Le flux des atomes neutres qui atteint la surface de la cathode est:

$$I(N_{ent}) = N_{ent} \overline{v} A_c \quad (\text{Atomes/s}) \quad (73)$$

où \overline{v} est la vitesse d'entraînement moyenne des atomes neutres appendice (9-a), cette vitesse dépend de v^+ et A_c est la surface de la cathode exposée à la décharge.

Le champ électrique E_0 accélère les ions positifs vers la cathode. La vitesse des ions engendre un champ magnétique radial qui dévie les ions vers l'axe de la décharge, ce qui entraîne un rétrécissement de la colonne positive à l'approche de la cathode. Ce phénomène est observé expérimentalement.

La figure 2 illustre ce phénomène. La loi de conservation de masse appliquée entre les limites A et B donne:

$$v_A^+ A_A = v_B^+ A_B \quad (74)$$

où $A_A = \pi R_A^2$ est la section au niveau A. R_A est son rayon.

La relation (74) devient:

$$v_B^+ = v_A^+ (R_A/R_B)^2 \quad (75)$$

Notons que la section efficace de collision élastique est donnée par [24]

$$\sigma_m = \frac{1.848 \times 10^{-20}}{\mu_0^+ \sqrt{(A^+ A_0)T/(A^+ + A_0)}} \quad (\text{m}^2) \quad (76)$$

où T , A^+ et A_0 sont respectivement la température et les masses atomiques de l'ion et de l'atome considérés.

Dans le cas du mélange (Ar+H), le milieu du plasma contient des atomes d'argon et d'hydrogène ainsi que des ions Ar^+ et H^+ . Or, la concentration des atomes d'argon $N_0(\text{Ar})$ prédomine dans ce mélange. En effet, elle est de 96% et 85% du mélange selon le cas étudié. En plus le transfert du momentum entre les particules de tailles égales, soit Ar et Ar^+ , est

maximal [29]. Donc, on peut prédire qu'en premier lieu, ce sont les atomes d'argon qui vont subir les collision des Ar^+ . Ces atomes Ar seront ainsi entraînés vers la cathode et on les désigne par \bar{Ar} . Les \bar{Ar} provoquent à leur tour des collisions avec les atomes d'hydrogène H et les entraînent vers la cathode. Les H entraînés seront désignés par \bar{H} . Ce processus prédomine donc sur la possibilité d'entraîner les H par les ions Ar^+ directement.

Quant à la possibilité d'entraîner les H par les H^+ , ce phénomène doit être négligeable. Ceci est dû au fait que $N_{H^+} \ll N_o(Ar)$.

La dernière possibilité de collision qui reste sera entre les H^+ et les Ar. Or, d'après l'appendice (9-a), le transfert de momentum entre H^+ (projectile) et Ar (cible) est très faible. Ceci est dû à ce que la masse de H^+ est de l'ordre 40 fois plus petite que celle de l'Ar.

Le seul processus d'entraînement des atomes d'hydrogène valable sera donc celui qui fait intervenir l'atome d'argon Ar comme intermédiaire entre les ions Ar^+ et les H.

La concentration des atomes d'argon \bar{Ar} qui participent à l'entraînement des H est donnée par la relation (72). Cette relation peut s'écrire ainsi:

$$N_{ent}(Ar) = N_{\bar{Ar}} = N_o(Ar) \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{Ar}}\right)\right) \quad \left(\frac{\text{atomes}}{m^3}\right) \quad (77)$$

$$\text{où } \tau_{Ar} = [\sigma_m(Ar^+, Ar) \bar{V}^+(Ar^+) N^+(Ar^+)]^{-1} \quad (s) \quad (78)$$

est la constante de temps associée à l'entraînement des atomes d'argon.

La concentration des atomes d'hydrogène $N_{\text{ent}}(\text{H})$ qui sont entraînés par les $\bar{\text{Ar}}$ sera donc:

$$N_{\text{ent}}(\text{H}) = N_{\bar{\text{H}}} = N_0(\text{H}) \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{H}}}\right)\right) \quad \left(\frac{\text{atomes}}{\text{m}^3}\right) \quad (79)$$

$$\text{où } \tau_{\text{H}} = [\sigma_{\text{m}}(\bar{\text{Ar}}, \text{H}) V(\bar{\text{Ar}}) N_{\bar{\text{Ar}}}]^{-1} \quad (\text{s}) \quad (80)$$

est la constante de temps nécessaire à l'entraînement de l'hydrogène.

Le flux des atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode sera:

$$I(\bar{\text{H}}) = N_{\bar{\text{H}}} V(\bar{\text{H}}) A_{\text{c}} \quad (\text{Atomes/s}) \quad (81)$$

Il faut noter que dans le cas de l'argon, les atomes d'argon $\bar{\text{Ar}}$ qui sont entraînés après leurs collisions avec les ions $\bar{\text{Ar}}$, participent eux-mêmes à l'entraînement d'autres atomes d'argon et ainsi de suite, de telle façon qu'après un nombre de collisions limité, c'est tout l'argon qui participe à l'entraînement des atomes d'hydrogène. L'appendice (9) montre que la zone d'entraînement AB, d'une longueur $l_{\text{AB}} = 1\text{mm}$, est suffisamment longue afin que le processus de collisions successives implique tout l'argon.

Dans le même appendice, on évalue τ_{H} et on conclut aussi que $N_{\bar{\text{Ar}}} = N_0(\text{Ar})$ et $N_{\bar{\text{H}}} = N_0(\text{H})$.

2.9.7.3 Puissance de recombinaison moléculaire

La puissance dégagée lors de la recombinaison moléculaire des atomes d'hydrogène à la surface de la cathode est:

$$Q_{H-H} = 1/2 I (\bar{H}) E_{H-H} \quad (W) \quad (82)$$

$E_{H-H} = 4,52 \text{ eV}$ est l'énergie de recombinaison pour une molécule d'hydrogène.

2.9.8 PUISSANCE FOURNIE PAR BOMBARDEMENT

Les ions, accélérés dans la chute cathodique sous l'effet du champ électrique qui y règne, soit E_c , deviennent plus énergétiques que les neutres entraînés dans la colonne positives et, sont donc plus susceptibles d'apporter de l'énergie cinétique. La vitesse d'arrivée à la cathode des ions, est:

$$v_2^+ = v_1^+ + 2\Delta S \quad E_c e/m^+ \quad (83)$$

v_2^+ = vitesse à l'arrivée des ions à la cathode.

v_1^+ = vitesse à l'entrée des ions dans la chute cathodique.

La loi de conservation de masse dans la zone d'entraînement AB s'applique aux atomes. Grâce aux collisions élastiques entre ces atomes et les ions, ces derniers auront une vitesse v_1^+ telle que:

$$v_1^+ = v_B^+ = v_A^+ (R_A/R_B)^2 \quad (84)$$

et $E_c = V_c/\Delta S \quad (85)$

La puissance fournie à la cathode par ce bombardement est:

$$Q_{\text{bomb}} = \sum_i \frac{1}{2e} I_i^+ m_i^+ v_{ic}^{+2} \quad (86)$$

L'indice i désigne l'espèce ionique (Ar^+ ou H^+), m^+ est la masse de l'ion positif et v_c est sa vitesse moyenne dans la chute cathodique. D'après [25] cette vitesse est égale à:

$$v_c = 0,75 v_2^+ \quad (87)$$

Le coefficient 0,75 résulte du calcul de la moyenne de la vitesse des ions dans la chute cathodique.

Un calcul de la puissance de bombardement atomique sera fait, en vue de déterminer son ordre de grandeur.

2.10 VERIFICATION DU BILAN

Le modèle du bilan d'échange d'énergie à la surface de la cathode sera appliqué dans différentes conditions de décharge (pression et concentration relatives d'Ar et d' H_2).

Le principe de conservation de l'énergie impose que la puissance fournie doit être égale à celle évacuée à l'équilibre.

$$Q_{e.at} + Q_{réf} + Q_{e.th} + Q_{ray} = Q_{conv} + Q_{r.ion} + Q_{(H-H)} + Q_{bomb} \quad (88)$$

Le chapitre IV illustre les données expérimentales et les calculs associés ainsi que les résultats obtenus sous formes de tableaux et de graphes. Un ensemble d'exemples de calcul est consigné dans les appendices 9, 10, 12 et 13. Un exemple de calcul complet du bilan d'échange d'énergie à la surface de la cathode est donné à l'appendice 14.

CHAPITE III

MONTAGE EXPERIMENTAL

3.1 TECHNIQUE ET FONCTIONNEMENT

Le plasma composé d'argon et d'hydrogène est crée par une décharge électrique dans un arc à courant continu. Figure (1)

La cathode est en tungstène et de forme cylindrique. Le diamètre de sa partie supérieure est égal à 3 mm. L'anode est constituée de la même matière mais elle est de forme conique. Le diamètre de sa base est égal à un centimètre et l'angle avec sa pointe est de 60°.

Les deux électrodes sont refroidies à l'eau. Les températures d'entrée et de sortie de l'eau, ainsi que le débit, sont mesurés à l'aide des thermomètres et de rotamètres. Le circuit d'eau est bien isolé pour diminuer les pertes de chaleur.

Chacune des deux (2) électrodes peut se déplacer verticalement à l'intérieur d'un réacteur de quartz, dont les extrémités sont fixées et isolées par des bouchons en Teflon.

Une pompe à vide est reliée au réacteur. La pression à l'intérieur est mesurée par un manomètre à mercure en U.

Il faut mentionner que la surface réelle de la cathode A_c exposée à la décharge varie en fonction de la pression dans le réacteur et par conséquent A_c n'est pas constante. Son diamètre varie expérimentalement de 0.8 mm à pression atmosphérique pour atteindre son maximum de 3 mm à la pression de 20 kPa.

Un système de trois (3) rotamètres à gaz permet d'acheminer au réacteur le gaz ou le mélange des gaz désiré selon les débits et les pourcentages choisis.

Le gaz est injecté par le haut du réacteur et la pompe en assure l'écoulement. Le réacteur est muni de deux (2) fenêtres, dont une est horizontale et l'autre est à 45° par rapport à la verticale. Ce dispositif, par l'intermédiaire d'un dispositif optique formé de lentilles et de miroirs, permet de viser le plasma à différents niveaux et la surface de la cathode en plusieurs endroits.

Le faisceau d'émission émergeant du système optique est divisé suivant deux directions orthogonales par un verre semi-transparent et deux (2) monochromateurs enregistrent ces émissions. Ceci permet, pour les mêmes conditions de décharges, d'enregistrer l'intensité de deux (2) raies simultanément.

Le montage est complété par un système formé de photo-tubes, d'amplificateurs, d'oscilloscopes et d'une table traçante. Le tout, relié aux

deux (2) monochromateurs, permet d'enregistrer les intensités du spectre discret, du continuum du plasma et de la surface de la cathode.

Un rhéostat refroidi à l'air, relié à une boîte de contrôle et à un générateur DC, règle la puissance électrique de l'arc.

3.2 ETALONNAGE DE L'ENSEMBLE MONOCHROMATEURS-DISPOSITIF OPTIQUE

Le photomultiplicateur couplé à chacun des deux (2) monochromateurs est de marque EMI, type S-20.

Le réseau du monochromateur est constitué de 1300 lignes par mm. Sa fente possède une largeur de 100 micromètres et sa résolution est de l'ordre de 0.4 nm.

Le montage optique permet une résolution de 0,1 mm dans la zone visée de l'arc.

La lampe utilisée pour l'étalonnage, qui est de marque EPI-1 160, permet de corriger la sensibilité du photomultiplicateur dans la bande des longueurs d'onde utilisées à savoir 350-750 nm. Cette lampe est opérée à 8.3 ampères et à 120 volts. Ses caractéristiques sont données par le manufacturier en $\mu\text{W.cm}^{-2}\text{.nm}$ quand elle est située à 50 cm d'un récepteur ayant une ouverture de 1 cm² de surface.

En outre, elle simule le plasma lors de l'étalonnage du système optique et constitue une source d'émission d'intensité connue en fonction de la longueur d'onde. On peut ainsi apporter les corrections de lecture d'intensité dans les cas réels, pour le système optique considéré.

L'intensité enregistrée représente, en fonction de la longueur d'onde, les valeurs données par le manufacturier, à une constante près. Cette constante dépend de la géométrie et de la nature du système optique et dont sa connaissance n'est pas nécessaire lors de l'utilisation de méthodes de calcul appropriées, telles le rapport d'intensité de deux (2) raies ou la droite atomique de Boltzmann.

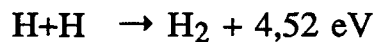
CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CALCULS

4.1 ORIENTATION DE LA RECHERCHE

Le but principal de ce travail de recherche, est de mettre en évidence l'apport énergétique et le rôle des neutres (atomes) dans le bilan d'échange d'énergie entre un plasma d'arc et la cathode.

Ceci n'est possible qu'avec la présence dans le plasma d'atomes de gaz diatomiques, tels l'hydrogène. On sait que:



La décharge est essentiellement réalisée dans l'argon. La température élevée du plasma d'argon (7 000K - 12 000K), dissocie l'hydrogène moléculaire. L'hydrogène atomique est acheminée par la suite sous l'effet des entraînements des ions positifs d'argon et d'hydrogène vers la cathode plus froide (3 500K) pour s'y recombiner et libérer de la puissance.

La variation de la concentration de l'hydrogène pour les mêmes conditions de décharge, doit affecter la puissance récupérée à la cathode. Deux pourcentages sont choisis, soit 2% en H_2 (4% en H) et 8% en H_2 (15% en H). Il faut noter que le pourcentage de 15% en H s'obtient après dissociation de H_2 de la façon suivante: $\frac{2 \times 8\%}{2 \times 8 + 92} = 15\%$ du nouveau mélange (Ar + H).

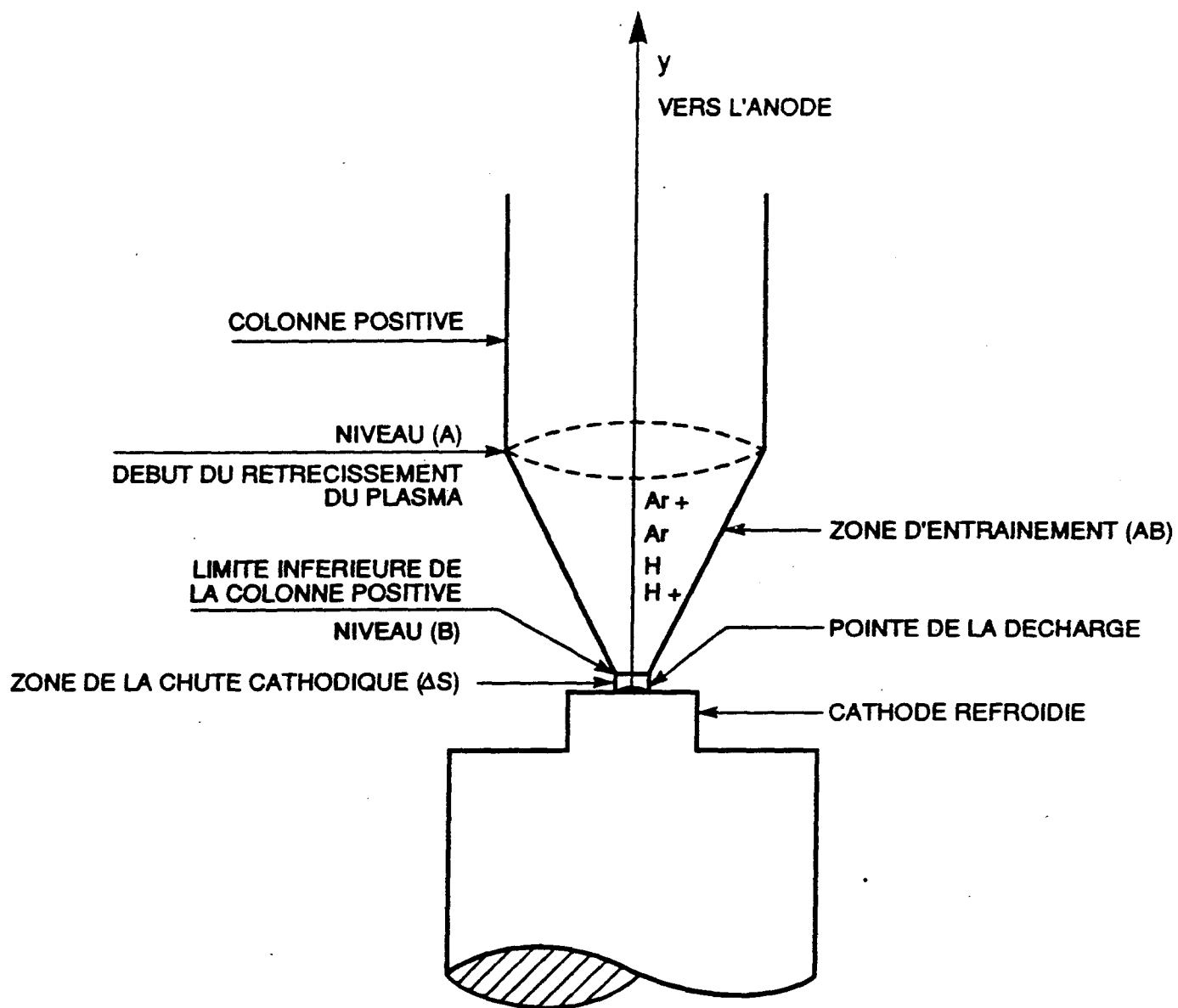


FIGURE 2: Processus d'entraînement des atomes neutres par les ions Ar^+ vers la cathode

En vue d'étudier l'influence de la pression, 3 pressions sont choisies dans le calcul du bilan, soient $p = 100$ kPa, $p = 40$ kPa et $p = 20$ kPa. Il faut mentionner que l'arc utilisé, engendre des problèmes de stabilité pour la décharge quand la pression descend en bas de 20 kPa.

Les conditions permanentes de décharge sont fixées pour une distance inter-électrodes de 5,6 mm et pour un débit de gaz de 1 050 cc/min. Le voltage et le courant varient en fonction de la pression et du pourcentage en H_2 .

Le tableau (1) donne la puissance récupérée par l'eau lors du refroidissement de la cathode en fonction de la puissance appliquée dans l'arc et ceci, pour différentes valeurs de concentration d'hydrogène et de pressions appliquées.

La figure (3) illustre, pour les 3 pourcentages en H_2 dans l'argon, soit 0%, 2% et 8%, le pourcentage de la puissance récupérée à la cathode en fonction de la pression appliquée. La puissance d'arc choisie est une puissance de référence $P_N = 1\,500$ watts et elle est la même pour les trois mélanges.

4.2 MESURE DE LA TEMPÉRATURE DU PLASMA

La température du plasma est calculée d'après la méthode du graphique atomique de Boltzmann. Les mesures sont effectuées pour les raies d'argon et d'argon ionisé dont l'intensité a été déterminée à différentes positions dans la décharge. Les résultats obtenus sont consignés dans les

TABLEAU 1: Pourcentage de la chaleur récupérée à la cathode par refroidissement en fonction de la puissance de l'arc

0 % H₂ 100% Ar : P_N est une puissance de référence choisie à 1500W.

Pression kPa		p = 100	p = 65	p = 40	p = 20
P (W)		840	1 180	1 100	I N S T A B L E
Q _{ref} (W)		143	226	304	
P (W)		980	1340	1 240	
Q _{ref} (W)		147	260	335	
P (W)		1 370	1 480	1 450	
Q _{ref} (W)		196	281	390	
P _N (extrapolée) (W)		1 500	1 500	1 500	
Q _{ref} (W)		213	275	395	
% Q _{ref} /P _N		14,20	18,30	26,50	

2 % H₂ 98% Ar

Pression kPa		p = 100	p = 65	p = 40	p = 20
P (W)		850	1 200	1 250	920
Q _{ref} (W)		155	245	300(*)	380(*)
P (W)		1100	1350	1 260	1 500
Q _{ref} (W)		180(*)	275	350	605
P (W)		1 400	1 500	1 470	1 580
Q _{ref} (W)		220	300	410	640
P _N (extrapolée) (W)		1 500	1 500	1 500	1 500
Q _{ref} (W)		230	300	420	605
% Q _{ref} /P _N		15,23	20,0	28,0	40,30

8 % H₂ 92% Ar

Pression kPa		p = 100	p = 65	p = 40	p = 20
P (W)		1 000	1 160	1 420	1 480
Q _{ref} (W)		215	314	550	726
P (W)		1 260	1480	1 560	1 670
Q _{ref} (W)		280	415	600(*)	800(*)
P (W)		1 560	1 680	1 740	1 800
Q _{ref} (W)		343(*)	460	660	846
P _N (extrapolée) (W)		1 500	1 500	1 500	1 500
Q _{ref} (W)		330	420	585	735
% Q _{ref} /P _N		22,0	28,0	39,0	49,0

(*) Cas de décharge étudié en détail

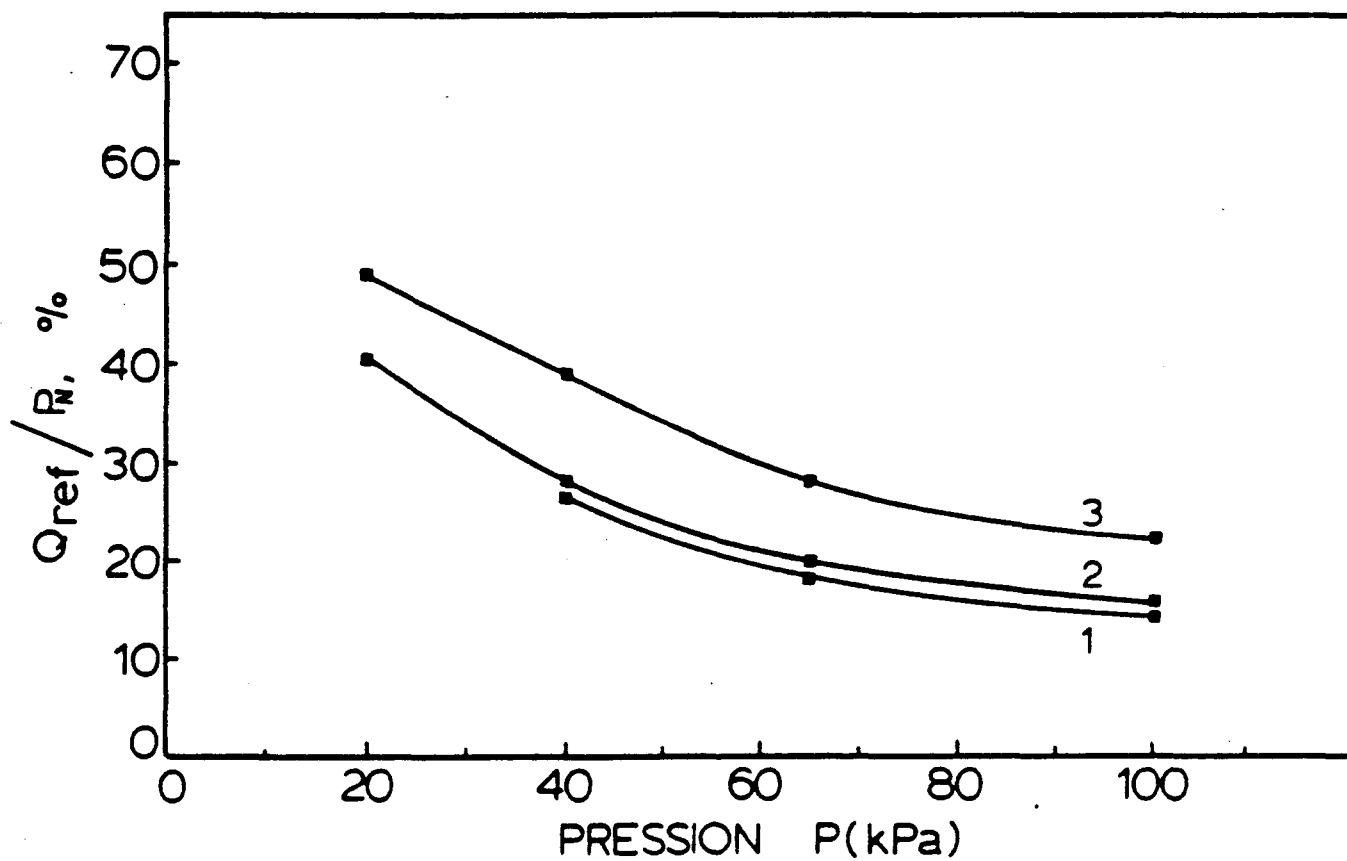


FIGURE 3: Taux de chaleur dissipée à la cathode

- (1) % de Q_{ref}/P_N pour la décharge à 0% H₂ et 100% Ar
 - (2) % de Q_{ref}/P_N pour la décharge à 2% H₂ et 98% Ar
 - (3) % de Q_{ref}/P_N pour la décharge à 8% H₂ et 92% Ar
- P_N = puissance de référence choisie à 1500 W

TABLEAU 1-a: Valeurs des constantes physiques correspondant aux paramètres utilisés dans l'équation de la droite atomique de Boltzmann (Argon atomique ArI)

N°	Raies d'Argon atomique ArI nm	Niveau d'énergie E _n eV	Poids statistique du niveau supérieur g _n	Probabilité de transition A _{nm} (10 ⁸ s ⁻¹)	Fréquence ν(10 ¹⁴ s ⁻¹)	$\left(\frac{1}{g\nu A}\right)(10^{-22}\text{s}^2)$
1	394,8	14,686	3	0.00467	7,598	9,394
2	404,4	14,687	5	0,00346	7,418	7,792
3	415,9	14,528	5	0,0145	7,213	1,912
4	420	14,496	7	0,0103	7,142	1,942
5	425,9	14,737	1	0,0415	7,044	3,42
6	696,5	13,325	3	0,067	4,307	1,155
7	706,7	13,301	5	0,0395	4,245	1,193
8	727,3	13,325	3	0,02	4,125	4,04
9	738,4	13,301	5	0,087	4,063	0,566
10	750,3	13,477	1	0,472	3,998	0,53
11	763,5	13,171	5	0,274	3,929	0,186

TABLEAU 1-b: Valeurs des constantes physiques correspondant aux paramètres utilisés dans l'équation de la droite atomique de Boltzmann (Argon ionisé ArII)

	Raies d'Argon ionisé ArII nm	Niveau d'énergie E_n , eV	Poids statistique du niveau supérieur g_n	Probabilité de transition $A_{nm}(10^8s^{-1})$	Fréquence $\nu(10^{14}s^{-1})$	$\left(\frac{1}{g\nu A}\right)(10^{-25}s^2)$
a	373,79	24,813	8	2,3	8,026	6,77
b	394,6	24,283	6	1,4	7,602	15,66
c	401,38	19,474	8	0,107	7,474	156,3
d	433,1	19,609	4	0,56	6,927	64,44
e	434,8	19,494	8	1,24	6,899	14,61
f	440,1	19,222	6	0,322	6,816	75,941
g	442,6	19,548	6	0,83	6,778	29,62
h	454,5	19,866	4	0,413	6,601	91,70
i	460,9	21,142	14	0,91	6,509	12,06
j	480,6	19,222	6	0,79	6,242	33,80
k	487,98	19,679	6	0,78	6,148	34,75

tableaux (2 à 7) et ceci pour la décharge à 2% en H_2 . La variable y indique la distance mesurée à partir de la cathode. (Les valeurs de g_n , A et E_n sont tirées de la référence [26]).

Les droites d'équation $\log(I/gvA) = f(E_n)$ apparaissant sur les figures (4) et (5), sont tracées selon la méthode des moindres carrés et la température est déterminée à partir de la pente $a = -5\,040/T$, suivant l'équation (20). Un exemple de calcul et de calcul d'erreur est donné dans l'appendice (1). Les graphes des figures (4) et (5) représentent la décharge à (2% H_2 et 98% Ar) à pression atmosphérique et pour $y = 1\text{mm}$. Les conditions de l'E.T.L. par cette méthode, sont vérifiées dans un tel arc pour $0,5 \leq y \leq 2,5\text{ mm}$. Les résultats finaux pour tous les cas de décharge, soit 2% H_2 , 8% H_2 et 0% H_2 , sont résumés dans le tableau (8).

4.3 MESURE DE LA CONCENTRATION ÉLECTRONIQUE DANS LE PLASMA. MÉTHODE D'ÉLARGISSEMENT DE LA RAIE H_α

La concentration électronique N_e , mesurée dans la colonne positive à plusieurs niveaux afin de déterminer sa valeur à la limite de la zone de la chute cathodique, est calculée par la méthode de l'élargissement de la raie H_α . Cette méthode donne la concentration totale des électrons, soit ceux qui sont émis par la cathode (thermoioniques) et ceux qui résultent de l'ionisation de l'argon et de l'hydrogène.

La relation (32) et la référence [10], précisent la façon dont le calcul et les constantes ont été choisis.

TABLEAU 3: Calcul de la température de l'argon atomique d'après la droite atomique de Boltzmann (p=40 kPa, 2% H₂, 98% Ar)

N°	Raies d'Argon atomique ArI nm	Niveau d'énergie E _n eV	Valeurs de Log (I/gvA) pour différentes positions			
			y = 0,5mm	y = 1 mm	y = 1,5mm	y = 2,5mm
1	394,8	14,686	3,77	2,7	2,205	2,035
2	404,4	14,687	3,72	2,625	2,11	1,99
3	415,9	14,528	2,93	2,65	2,13	2,12
4	420	14,496	2,85	2,78	2,305	2,2
5	425,9	14,737	3,4	2,55	1,97	1,9
6	696,5	13,325	4,55	3,39	3,24	3,095
7	706,7	13,301	4,62	3,52	3,21	3,15
8	727,3	13,325	3,42	3,28	3,17	3,05
9	738,4	13,301	3,9	3,45	3,08	3,14
10	750,3	13,477	3,4	3,22	3,205	2,96
11	763,5	13,171	4,07	3,37	3,15	3,21
TEMPERATURE T, K,			10 500	9 200	6 700	6 400
DECHARGE: p = 40 kPa,			I = 48 A,	V = 26 V,	2% H ₂ , 98% Ar	

TABLEAU 5: Calcul de la température de l'argon ionique A_r^+ d'après la droite atomique de Boltzmann (p=100 kPa, 2% H₂, 98% Ar)

N°	Raies d'Argon ionisé ArII nm	Niveau d'énergie E _n eV	Valeurs de Log (I/gVA) pour différentes positions			
			y = 0,5mm	y = 1 mm	y = 1,5mm	y = 2,5mm
			(fig (5))			
a	373,79	24,813	1,9	1,32	—	—
b	394,6	24,283	2,36	1,75	0,215	—
c	401,38	19,494	4,48	4,18	—	—
d	433,1	19,609	4,4	4,16	3,575	—
e	434,8	19,494	4,305	4,4	3,325	—
f	440,1	19,222	4,3	4,225	3,725	—
g	442,6	19,548	4,32	4,1	3,4	—
h	454,5	19,866	3,94	3,86	3,125	—
i	460,9	21,142	3,5	3,3	2,375	—
j	480,6	21,142	—	3,2	2,25	—
k	487,98	19,679	4,275	4,06	3,275	—
TEMPERATURE T, K,			12 000	9 800	7 600	—
DECHARGE: p = 100 kPa, I = 50 A, V = 22 V,			2% H ₂ , 98% Ar			

TABLEAU 7: Calcul de la température de l'argon ionique A_r^+ d'après la droite atomique de Boltzmann (p=20 kPa, 2% H_2 , 98% Ar)

N°	Raies d'Argon ionisé Ar II nm	Niveau d'énergie E_n eV	Valeurs de Log (I/gvA) pour différentes positions			
			y = 0,5mm	y = 1 mm	y = 1,5mm	y = 2,5mm
a	373,79	24,813	2,4	2,2	1,05	—
b	394,6	24,283	3,32	2,87	1,44	—
c	401,38	19,494	5,26	5,4	4,54	2,75
d	433,1	19,609	5,37	5,305	4,305	3,15
e	434,8	19,494	5,06	5,19	4,43	2,58
f	440,1	19,222	5,48	5,5	4,5	3,19
g	442,6	19,548	5,44	5,23	4,305	2,76
h	454,5	19,866	5,03	5,04	4,2	2,73
i	460,9	21,142	4,4	4,32	3,26	1,69
j	480,6	21,142	4,54	4,49	3,3	—
k	487,98	19,679	5,3	5,25	4,3	3,08
TEMPERATURE T, K,			9 500	9 100	7 900	6 800
DECHARGE: p = 20 kPa,			I = 46 A,	V = 30 V,	2% H_2 , 98%Ar	

TABLEAU 8: I/ Température du plasma d'après la méthode du graphisme atomique de Boltzmann, T.K.

Ar I = Raie d'argon atomique

Ar II = Raie d'argon ionisé A_r^+

II/ Température de surface de la cathode. T_c , K

III/ Surface A_c de la cathode soumise à l'impact de la décharge

I/

		2% H ₂ , 98% Ar			8% H ₂ , 92% Ar			0% H ₂ , 100% Ar	
Distance à partir de la cathode y, mm		p=100kPa	p=40kPa	p=20kPa	p=100kPa	p=40kPa	p=20kPa	p=100kPa	p=75kPa
		I=50A V=22V	I=48A V=26V	I=46A V=30V	I=65A V=22V	I=63A V=26V	I=58A V=30V	I=4A V=20V	I=48A V=23V
0,5	Ar I	11 500	10 500	9 200	12 250	11 600	10 500	11 800	12 800
	Ar II	12 000	11 500	9 500	12 450	12 100	10 800	12 300	12 500
1	Ar I	9 500	9 200	8 800	10 200	9 800	9 200	9 200	9 000
	Ar II	9 800	9 400	9 100	10 600	10 100	9 400	9 500	9 200
1,5	Ar I	7 200	6 700	7 800	8 000	8 000	8 100	7 000	6 800
	Ar II	7 600	7 200	7 900	8 400	8 200	8 100	7 200	7 000
2,5	Ar I	6 300	6 400	6 700	6 500	7 000	7 200	6 000	5 600
	Ar II	—	—	6 800	—	—	7 200	—	6 100

II/ T_c , K

3 630	3 400	3 150	3 630	3 450	3 200
-------	-------	-------	-------	-------	-------

III/ A_c , m²(10⁻⁶)

1	2	7,07	1	2	7,07
---	---	------	---	---	------

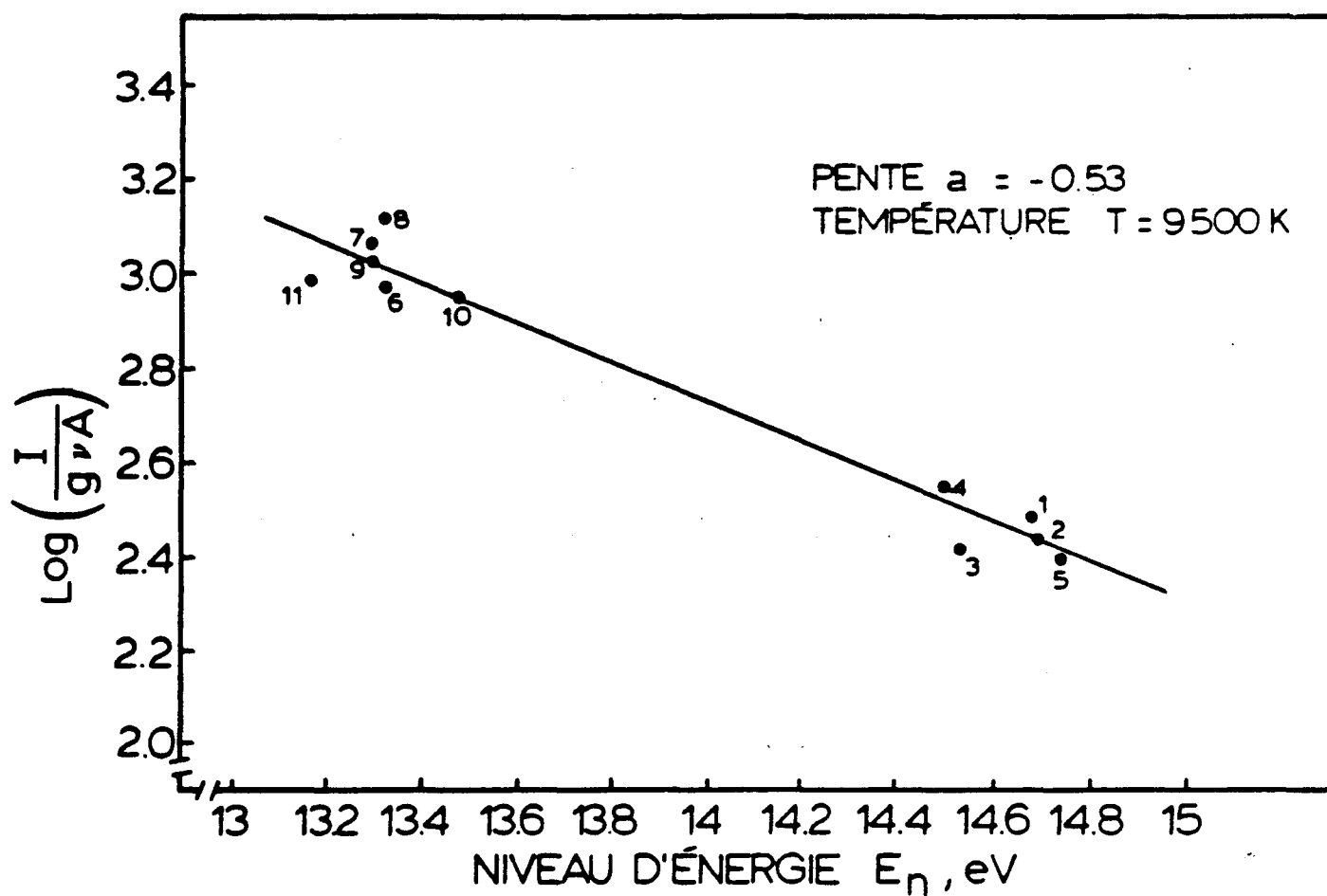


FIGURE 4: Température de l'argon atomique ArI d'après le graphique atomique de Boltzmann (mélange à 2% H₂, 98% Ar, $p = 100\text{kPa}$, $P = 1100 \text{ W}$ et à la position $y = 1\text{mm}$).

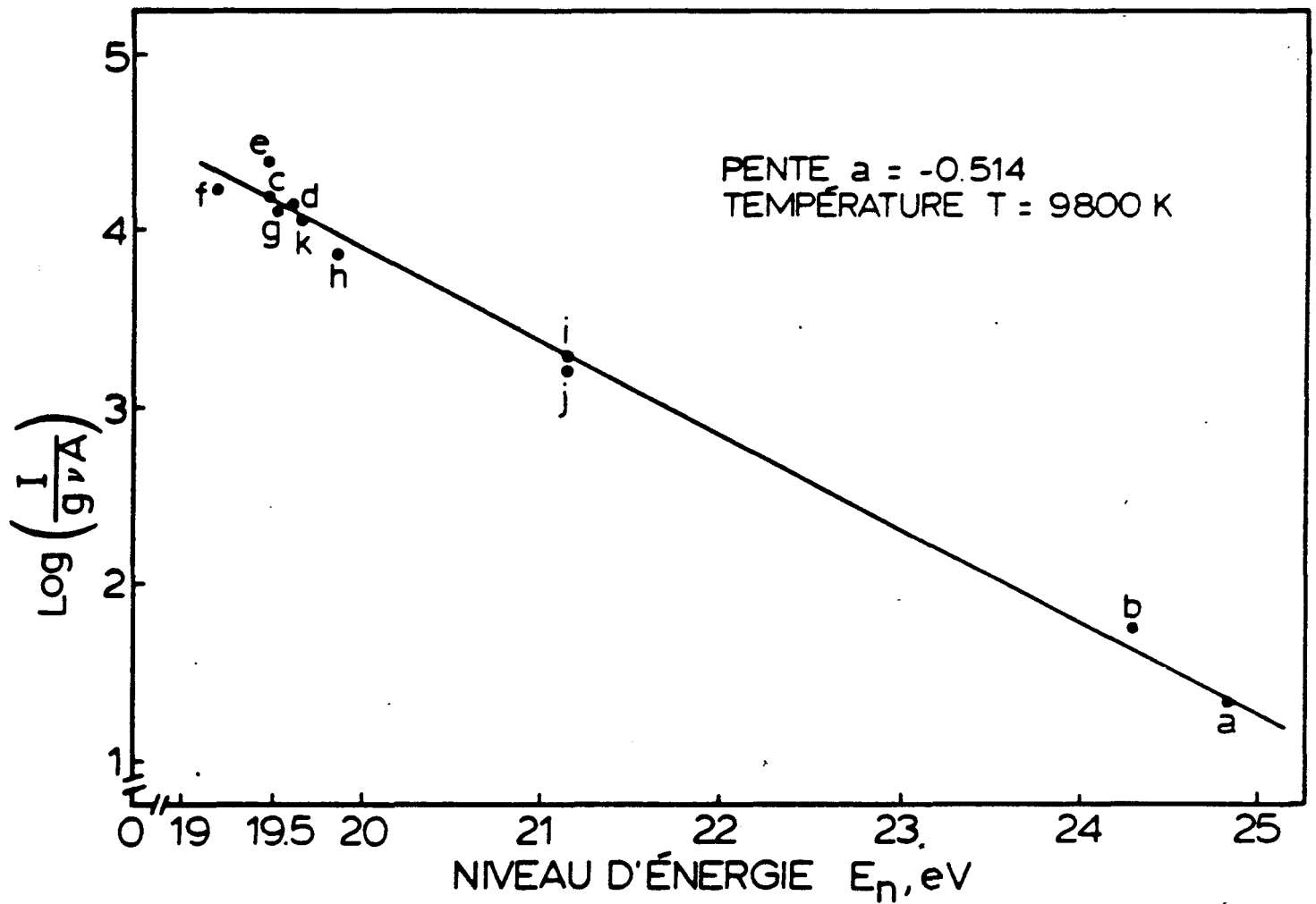


FIGURE 5: Température de l'argon ionique ArII d'après le graphique atomique de Boltzmann (mélange à 2% H₂, 98% Ar, $p = 100\text{kPa}$, $P = 1100 \text{ W}$ et à la position $y = 1\text{mm}$).

Le tableau (9) rassemble les résultats obtenus pour différentes positions et conditions de décharge. L'appendice (2) illustre un exemple de calcul de cette concentration.

Mentionnons que la mesure de la concentration électronique par cette méthode, n'est possible qu'en présence de l'hydrogène. Ceci implique que la vérification du modèle d'échange d'énergie entre le plasma et la surface de la cathode, sera effectuée pour les cas de décharge où l'hydrogène est présent dans l'arc, c'est-à-dire aux pourcentages de 2% et de 8% en H_2 .

Notons qu'il existe des tables donnant l'élargissement de raie pour d'autres gaz (A_r par exemple), mais qui ne sont pas considérés dans ce travail.

Les données de température du plasma et des chaleurs récupérées à la cathode pour les décharges dans un milieu d'argon pur à 100%, serviront à titre de comparaison, tableaux (1) et (8).

4.3.1 VÉRIFICATION DE L'E.T.L

Le critère de Drawin [4] exprimé par la relation (10) indique que l'E.T.L. pour l'argon existe, si la concentration électronique est supérieure à 8.10^{21} m^{-3} . Quant à l'hydrogène, le critère de Drawin implique une concentration inférieure à celle de l'argon. Or, d'après le tableau (9), on trouve que la concentration électronique demeure supérieure à

8.10^{21} m^{-3} , donc, l'E.T.L. est maintenu au cours des différentes expériences effectuées dans ce travail de recherche.

Il faut noter d'après les résultats obtenus, que la concentration électronique diminue avec la baisse de la pression. Ce qui est en accord avec les théories fondamentales sur le plasma qui mentionnent que l'E.T.L. tend à disparaître à basse pression.

La dernière ligne du tableau (9) donne les valeurs de N_e , par extrapolation, à la limite de la zone de la chute cathodique.

4.4 MESURE DE LA CONCENTRATION ATOMIQUE DANS LE PLASMA

La plasma étant considéré comme un gaz parfait, [9], la relation (34) permet de calculer sa concentration en m^{-3} . Le tableau (10) dresse les résultats en fonction des températures calculées d'après le tableau (8), ceci pour les différents cas de décharge et pour y allant de 0,5 mm jusqu'à $y = 2,5$ mm dans la colonne positive. Le calcul se fait pour l'argon et pour l'hydrogène. Un exemple est donné à l'appendice (3).

Quant à la relation (34-a), elle permet de calculer les mêmes concentrations en tenant compte de l'intensité du rayonnement d'une raie spectrale à une longueur d'onde λ . L'appendice (3) montre un exemple de calcul de cette concentration dans le cas de l'hydrogène afin de vérifier sa dissociation complète dans les conditions de décharge au niveau de la cathode.

TABLEAU 9: Concentration électronique dans le plasma (Méthode d'élargissement de la Raie H_{α}). N_e, m^{-3}

	2% H ₂ , 98% Ar			8% H ₂ , 92% Ar		
Distance à partir de la cathode y, mm	p=100kPa I=50A V=22V	p=40kPa I=48A V=26V	p=20kPa I=46A V=30V	p=100kPa I=65A V=22V	p=40kPa I=63A V=26V	p=20kPa I=58A V=30V
0,5	1,48.10 ²³	1,34.10 ²³	1,05.10 ²³	1,66.10 ²³	1,10.10 ²³	7,26.10 ²²
1	1,40.10 ²³	1,29.10 ²³	9,52.10 ²²	1,50.10 ²³	1,07.10 ²³	7,24.10 ²²
1,5	1,30.10 ²³	1,28.10 ²³	9,32.10 ²²	1,26.10 ²³	1,03.10 ²³	7,20.10 ²²
2,5	1,28.10 ²³	1,26.10 ²³	8,73.10 ²²	1,20.10 ²³	9,85.10 ²²	6,95.10 ²²
Valeurs limite à $\Delta s \approx 0$ mm	1,55.10 ²³	1,40.10 ²³	1,30.10 ²²	1,75.10 ²³	1,15.10 ²³	7,30.10 ²²

TABLEAU 10: Concentration des atomes neutres dans le plasma (10^{23}m^{-3})

		2% H ₂ , 98% Ar			8% H ₂ , 92% Ar		
Distance à partir de la cathode y, mm		p=100kPa I=50A V=22V	p=40kPa I=48A V=26V	p=20kPa I=46A V=30V	p=100kPa I=65A V=22V	p=40kPa I=63A V=26V	p=20kPa I=58A V=30V
0,5	Ar H	6,12 0,25	2,64 0,11	1,51 0,063	5,09 0,9	2,12 0,37	1,17 0,206
1	Ar H	7,41 0,31	3,02 0,126	1,58 0,066	6,11 1,08	2,51 0,44	1,33 0,236
1,5	Ar H	9,8 0,407	4,15 0,17	1,78 0,074	7,79 1,37	3,07 0,57	1,52 0,268
2,5	Ar H	11,18 0,46	4,34 0,18	2,07 0,086	9,59 1,69	3,51 0,62	1,71 0,301
Concentration Moyenne pour	Ar	6,76	2,83	1,54	5,6	2,3	1,25
0 < y < 1 mm	H	0,28	0,12	0,07	1	0,4	0,22

4.5 CALCUL DES CONCENTRATIONS IONIQUES

4.5.1 DANS LA COLONNE POSITIVE DU PLASMA

La loi de Saha (8-a) permet de déterminer la concentration des ions en fonction des concentrations électronique et atomique et de la température, dans des conditions d'E.T.L. déjà vérifiées.

La référence [27] permet de trouver la constante de Saha, S^*_T où $N^+ = S^*_T N_0/N_e$, le calcul de N^+ devient plus simplifié. Le tableau (11) montre les résultats de calcul pour N^+ et H^+ dans les différents cas de décharge et à différents niveaux "y" dans la colonne positive à partir de la cathode. L'appendice (4) donne un exemple de calcul de la concentration ionique.

4.5.2 A LA LIMITE DE LA CHUTE CATHODIQUE

Considérant l'équation (38), le calcul de la concentration ionique nécessite la connaissance de la section efficace d'ionisation en fonction de la puissance des électrons émis par la cathode et la connaissance de la distance de la chute cathodique. L'approche suivante a été choisie pour la détermination de ces paramètres.

a / La section efficace d'ionisation pour l'argon et pour l'hydrogène est calculée suivant la référence [28]. Quant à l'énergie de l'électron, elle est déterminée par le voltage total de la décharge. Cette énergie est $E_e = e.V$.

Le tableau (12) donne les valeurs de E_e ainsi que les valeurs de σ_i correspondantes.

b / À la limite entre la colonne positive et la zone de la chute cathodique, (zone d'une longueur de l'ordre d'un micromètre), des concentrations atomique N_0 seront égales à celles calculées au niveau de $y = 0,5$ mm à partir de la cathode. Il faut mentionner que c'est le plus bas niveau dans la colonne positive, que le système optique et spectroscopique peut identifier et qu'un déplacement vers la cathode à partir de ce niveau est à l'intérieur du pouvoir de résolution du système de mesure utilisé.

c / Le calcul de la longueur de la chute cathodique se fait selon la relation (46) développée dans le chapitre II. Ce calcul nécessite la connaissance des vitesses moyennes des ions dans cette chute. Il utilise la mobilité des ions obtenu par application des relations (63) à (65) inclusivement. Un exemple de calcul détaillé dont les données numériques sont tirés des références [12], [20], [21], [22], et [23], se trouve dans les appendices (5), (6), (7), et (8) qui traitent de la mobilité des ions, de leur diffusion à la limite de la zone de la chute cathodique, du calcul de la longueur de cette zone et du calcul des concentrations ioniques obtenues par réactions cinétiques (ionisation par des électrons).

Les résultats du calcul de la diffusion des ions à la limite de la zone cathodique, ont montré que le courant de diffusion J_{D+}^+ est beaucoup plus faible que le courant ionique lui-même. Ceci implique, que le courant

ionique est constitué par la totalité des ions positifs se trouvant à la limite de cette zone. L'appendice (6) donne un calcul détaillé de J^+_{D+} .

Le tableau (13) dresse les résultats de calcul pour les valeurs de la mobilité et ce, pour les différents cas de décharges étudiés et pour les différentes positions dans l'arc. Une valeur moyenne est déduite pour chaque cas. La vitesse v^+_0 qui représente la vitesse moyenne des ions dans la zone d'entraînement AB, d'après la relation (61) et v^+_1 qui représente la vitesse des ions à l'entrée de la zone de la chute cathodique d'après la relation (84), sont données dans ce même tableau.

Il faut noter que la concentration des ions dans la colonne positive calculée d'après Saha (8-a), diminue fortement à partir de $y = 1$ mm (niveau A), étant donné la diminution de la température à partir de cette position. Par conséquent, le calcul de la mobilité dans le tableau (13) ne dépasse pas la position $y = 1$ mm.

Enfin, le tableau (12) rassemble les valeurs calculées, de la longueur de la chute cathodique ΔS , du champ électrique qui y règne E_c ainsi, que des concentrations ioniques de l' Ar^+ et de l' H^+ d'après la relation (38) et en suivant l'approche de calcul cité dans ce paragraphe.

TABLEAU 11: II Concentration des ions positifs dans la colonne positive (E.T.L. SAHA) (10^{20}m^{-3}) et choix expérimental de la distance l_{AB}

II/ Concentration des ions positifs à la limite de la zone de la chute cathodique (réaction cinétique)

III/ Concentration moyenne des ions positifs sur une distance de l_{AB} à partir de la limite de la chute cathodique

I/

		2% H ₂ , 98% Ar			8% H ₂ , 92% Ar		
Distance visée à partir de la cathode y, mm		p=100kPa I=50A V=22V	p=40kPa I=48A V=26V	p=20kPa I=46A V=30V	p=100kPa I=65A V=22V	p=40kPa I=63A V=26V	p=20kPa I=58A V=30V
0,5	Ar ⁺	39,9	16,964	2,7	34,5	18,3	2,32
	H ⁺	9,9	4,24	1,37	20,8	14,2	4,2
1	Ar ⁺	1,05	0,30	0,19	3,39	0,77	0,18
	H ⁺	0,37	0,09	0,04	6,76	1,64	0,32
1,5	Ar ⁺	0,003	0,002	0,006	0,03	0,015	0,01
	H ⁺	0,004	0,0006	0,003	0,12	0,04	0,03
l_{AB} (mm)		1	1	1	1	1	1

II/

(10^{20}m^{-3})

	Ar ⁺	15,9	11,8	9,85	16,5	9,01	6,17
	H ⁺	0,25	0,15	0,085	1,06	0,37	0,21

III/

(10^{20}m^{-3})

$\Delta s \leq y \leq l_{AB}$	Ar ⁺	39.9	12.5	4,2	34.5	13.6	4,3
	H ⁺	9.9	3.1	0,5	20.8	10.6	1,9

TABLEAU 12: II Paramètres utilisés dans le calcul de la chute cathodique
 II/ Concentration ionique produite par réaction cinétique à la limite de la zone de la chute cathodique
 III/ Concentration ionique totale à la limite de la zone cathodique (SAHA)+ réaction cinétique)

I/

		2% H ₂ , 98% Ar : 4%, 96% Ar			8% H ₂ , 92% Ar : 15%H, 85% Ar		
		p=100kPa I=50A V=22V P=1100W	p=40kPa I=48A V=26V P=1250W	p=20kPa I=46A V=30V P=1320W	p=100kPa I=65A V=22V P=1500W	p=40kPa I=63A V=26V P=1640W	p=20kPa I=58A V=30V P=1770W
1: E _e (eV)		22	26	30	22	26	30
2: σ_i (10 ⁻²⁰ m ²)	Ar	0,80	1,50	2,30	0,97	1,76	1,90
	H	0,308	0,44	0,53	0,35	0,42	0,53
3: E _c (10 ⁴ V.cm ⁻¹)		7,5	7,4	7,2	8,2	7,5	6,2
4: E ₀ (V.cm ⁻¹)		65	102	142	65	102	142
5: Δs (10 ⁻⁶ m)		2,1	2,13	2,19	1,92	2,1	2,57

Légende: 1: Energie d'extraction des électrons correspondant aux chutes de tension de l'arc
 2: Section efficace d'ionisation
 3: Champ électrique dans la chute cathodique
 4: Champ électrique dans la zone d'entraînement AB : (fig. 2)
 5: Longueur de la chute cathodique

II/

N⁺(10²⁰m⁻³)

N _{Ar⁺}	15,9	11,8	9,85	16,5	9,01	6,17
N _{H⁺}	0,25	0,15	0,085	1,06	0,37	0,21

III/

N⁺(10²⁰m⁻³)

N _{Ar⁺}	56,4	27,34	10,49	51	27,3	8,49
N _{H⁺}	10,23	4,39	1,45	21,86	14,57	4,41

TABLEAU 13: II Mobilité des ions positifs dans la colonne positive μ^+ , $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
 II/ Vitesse moyenne des ions positifs $0,5 \leq y \leq l_{AB}$ (m/s)
 III/ Vitesse des ions positifs à l'entrée de la chute cathodique (m/s)
 IV/ Vitesse moyenne des ions positifs à l'arrivée à la cathode (m/s)
 V/ Vitesse d'entraînement des atomes d'argon (m/s)

I/

		2% H ₂ , 98% Ar			8% H ₂ , 92% Ar		
Distance à partir de la cathode y, mm		p=100kPa I=50A V=22V	p=40kPa I=48A V=26V	p=20kPa I=46A V=30V	p=100kPa I=65A V=22V	p=40kPa I=63A V=26V	p=20kPa I=58A V=30V
0,5	Ar ⁺	107	255	434	124	302	543
	H ⁺	477	1137	1930	532	1 293	2 320
1	Ar ⁺	89	215	413	105	253	471
	H ⁺	395	961	1840	450	1 084	2 037
Valeur moyenne $0,5 \leq y \leq l_{AB}$	Ar ⁺	107	245	423	124	287	508
	H ⁺	477	1 100	1 885	532	1 240	2 178

II/

$\overline{V^+}$ o	Ar ⁺	133	370	667	155	437	800
	H ⁺	600	1 652	2 968	665	1 874	3 430

III/

V ₁ ⁺	Ar ⁺	1 279	4 137	6 960	1 490	4 886	8 880
	H ⁺	5 700	18 470	30 980	6 390	20 950	38 110

IV/

$\overline{V_c^+}$	Ar ⁺	6 580	7 220	7 400	6 600	7 474	7 985
	H ⁺	42 150	43 500	44 700	42 000	44 100	45 150

V /

$\overline{V(\text{Ar})}$	88,5	172,5	268,5	97	190	300
---------------------------	------	-------	-------	----	-----	-----

4.6 FLUX DES NEUTRES ENTRAÎNÉS VERS LA CATHODE

Les ions positifs sont accélérés vers la cathode par le champ électrique E_0 , dans la zone AB de la colonne positive. Les différentes collisions avec les atomes neutres imposent à ces derniers une vitesse d'entraînement dirigée vers la cathode.

Ces neutres sont composés d'atomes d'argon et d'hydrogène. D'après le paragraphe 2.9.7.2, c'est l'argon \bar{Ar} entraîné par les ions Ar^+ qui est responsable de l'entraînement des atomes d'hydrogène. Soit ($Ar^+ \rightarrow \bar{Ar} \rightarrow H$). La relation (81) détermine le flux de ces neutres (atomes d'hydrogène) dirigés vers la cathode.

L'appendice (9) illustre un exemple de calcul de ce flux d'après les relations (77) à (81). La vitesse de ces atomes est déduite d'après celle des atomes d'argon $v(\bar{Ar})$ entraînés suite aux collisions avec les ions d'argon. L'appendice (9-a) évalue cette vitesse selon le principe de conservation du momentum. Le tableau 14 rassemble les résultats de calcul de ce flux pour les différents cas de décharge étudiés.

4.7 COURANTS IONIQUES DANS LA CHUTE CATHODIQUE

Le calcul des deux courants ioniques (J_{Ar^+} et J_{H^+}) dans la chute cathodique, permet à la fois de connaître la puissance de recombinaison à la surface de la cathode et de calculer la puissance cinétique de bombardement qu'elle subit. Le calcul de ces courants se fait à l'aide de la relation (41-a), appliquée aux ions d'argon et aux ions d'hydrogène.

TABLEAU 14:

I/	<u>Flux de molécules d'hydrogène I_i (H_2) et de son équivalent en atomes d'hydrogène I_i (H) injecté dans le réacteur (10^{19} atomes/s)</u>
II/	<u>Flux des atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode $\overline{I(H)}$</u>
III/	<u>% du flux d'atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode par rapport à celui des atomes injectés dans le réacteur % $\overline{I(H)} / I_i$ (H)</u>
IV/	<u>Courant ionique à la surface de la cathode</u>
V/	<u>Courant thermoionique émis à la surface de la cathode $I_{e,th}$ (A)</u>
VI/	<u>Puissance de recombinaison moléculaire $Q(H-H)$ correspondant au flux des atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode</u>

		2% H_2 , 98% Ar			8% H_2 , 92% Ar		
		p=100kPa I=50A V=22V	p=40kPa I=48A V=26V	p=20kPa I=46A V=30V	p=100kPa I=65A V=22V	p=40kPa I=63A V=26V	p=20kPa I=58A V=30V
I / (10^{19} molécules/sec)	H_2	0,94	0,94	0,94	3,76	3,76	3,76
	H	1,88	1,88	1,88	7,52	7,52	7,52
II/ (10^{19} atomes/sec)		0,25	0,41	1,31	0,95	1,52	4,61
III/ %		13,4	21,8	70	12,6	20,2	61,5

IV /

 I^+ (10^{19} ions/sec)

I^+_{Ar}	6	4	4,37	3,4	4,1	4,7
I^+_H	7	4,2	4,25	9,2	12,9	14

V /

$I_{e,th}$ (A)	37	35	30,2	48,3	37	29
----------------	----	----	------	------	----	----

VI /

Q (H-H) W	1	1,5	4,7	3,4	5,5	16,7
-----------	---	-----	-----	-----	-----	------

La relation (41-a) suggère que le courant de diffusion des ions à la limite de la zone cathodique est négligeable. Ceci est vérifié dans l'appendice (6).

L'appendice (10) donne un exemple de calcul des courants ioniques. Le tableau (14) donne les valeurs de ces courants pour les différents cas de décharge étudiés dans ce travail de recherche.

4.8 MESURE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE DE LA CATHODE

La connaissance de cette température est essentielle à la vérification du bilan d'échange d'énergie entre le plasma et la cathode. Une méthode spectroscopique est utilisée afin de mesurer cette température. Cette méthode est celle du rapport d'intensité de deux raies dans le continuum de tungsten. La relation (31) permet d'effectuer ce calcul.

L'approche expérimentale suivante a été adoptée en vue de réaliser les mesures spectroscopiques nécessaires. La surface de la cathode est visée à travers le plasma par le dispositif optique illustré à la figure (1). Le choix de λ_1 et λ_2 doit être pris en dehors des raies du plasma (argon et hydrogène).

L'intensité enregistrée à ce moment sera la superposition de deux continuums, soit celui de la surface de la cathode et celui du plasma. Pour connaître l'intensité associée au tungstène, on a procédé au choix de trois longueurs d'onde pour chaque série de mesure, soit:

$$\lambda_1 = 500 \text{ nm}, \lambda_2 = 550 \text{ nm} \text{ et } \lambda_3 = 600 \text{ nm}$$

Si on désigne par I_T , I_W et I_P , l'intensité totale enregistrée (superposition de deux continuums), l'intensité du continuum du tungsten et l'intensité du continuum du plasma enregistrée horizontalement au niveau de la cathode, on peut écrire:

$$I_W = I_T - \beta I_P$$

où β , est un facteur dont la valeur est comprise entre 0 et 1. Ce facteur dépend de la géométrie de visée et des conditions de décharge.

Des valeurs arbitraires sont données à β , en vue de calculer la température de surface d'après (31) et selon deux combinaisons différentes du rapport d'intensité de deux raies, soit:

$$\frac{I_1}{I_2} \text{ et } \frac{I_2}{I_3} \text{ par exemple.}$$

La valeur requise de β correspondra à l'obtention de deux valeurs identiques pour la température. L'appendice (11) illustre un exemple complet de calcul de cette température.

Le tableau (8) donne les résultats des calculs de la température de surface de la cathode dans les différents cas de décharge.

4.9 BILAN D'ECHANGE D'ENERGIE A LA SURFACE DE LA CATHODE

Ce bilan constitue d'après la relation (88) la partie du travail de recherche illustrant le rôle de la puissance apportée à la cathode par les atomes d'hydrogène suite au processus d'entraînement cité ci-haut, sous forme de puissance dégagée $Q(H-H)$ après leur recombinaison moléculaire.

4.9.1 PUISSANCE DE RAYONNEMENT PERDUE A LA SURFACE DE LA CATHODE

La relation (51) donne la puissance échangée par rayonnement entre le plasma et la cathode. La première partie de cette relation représente la puissance perdue par la cathode, la deuxième partie donne la puissance fournie à la cathode par le plasma. Un exemple de calcul à l'appendice (12) montre que la première partie est de l'ordre de grandeur de 5 watts.

Quant à la puissance de rayonnement fournie par le plasma, elle sera incluse dans celle de convection totale étudiée au paragraphe 4.9.5.

4.9.2 PUISSANCE PERDUE PAR EVAPORATION ATOMIQUE

Le tungstène à haute température [16] présente un taux d'évaporation élevé. La puissance associée à cette évaporation est donnée par la relation (49). Un exemple de calcul de cette énergie à la température de fusion du tungsten, est donné dans l'appendice (12).

La puissance calculée est très faible par rapport aux termes du bilan proposé. Par conséquent, ce mode d'échange d'énergie est négligé dans le bilan.

4.9.3 PUISSANCE PRELEVEE À LA CATHODE PAR REFROIDISSEMENT

Le dispositif calorimétrique dans le montage expérimental, permet de mesurer la variation de température de l'eau après refroidissement de la cathode, ainsi que le débit de l'eau. La chaleur évacuée est alors calculée en utilisant la relation (50).

L'appendice (12) donne un exemple de calcul de cette chaleur, le tableau (15) rassemble toutes les valeurs calculées pour les différents cas de décharge considérés dans le calcul du bilan. Quant au tableau (1), il rassemble les valeurs de cette puissance dans tous les cas de décharge en vue d'illustrer un rapport entre la chaleur prélevée par refroidissement de la cathode et la puissance électrique appliquée dans l'arc en fonction de la pression dans la décharge et du pourcentage d'hydrogène. La figure (3) illustre ces résultats.

4.9.4 PUISSANCE PERDUE PAR EMISSION THERMOIONIQUE

La cathode est le siège de l'émission thermoionique des électrons. Cette émission dépend de la température de surface, du travail d'extraction des électrons et du champ électrique appliqué à la cathode.

Les relations (57), (58) et (59) permettent de connaître la courant thermoionique et de calculer la puissance perdue à la surface de la cathode par émission de ce courant.

La référence [19] donne les constantes associées à ces relations. L'appendice (13) illustre un exemple de calcul de cette énergie. Le tableau (14) rassemble les résultats calculés de ce courant et le tableau (15) donne les énergies associées à ce courant pour tous les cas de décharge.

4.9.5 PUISSANCE FOURNIE A LA CATHODE PAR CONVECTION

La relation (52) donne la puissance échangée par convection entre le plasma et la cathode. L'enthalpie du plasma est considérée dans cette relation et le rayonnement du plasma y est inclus. D'après la référence [18] et l'application des relations du paragraphe 2.9.4, l'appendice (12) donne un exemple de calcul de cette énergie.

On trouvera comme ordre de grandeur $Q_{\text{conv}} = 7,5$ watts à pressions atmosphérique. Cette valeur diminuera avec la baisse de la pression (diminution de la concentration atomique et de la température du plasma).

La comparaison entre les deux formes d'énergie échangées avec la cathode, (rayonnement de la surface et convection avec le plasma), nous mène à constater:

- a) Les valeurs absolues de ces deux énergies sont faibles par rapport aux autres énergies calculées dans le bilan.
- b) Ces deux énergies sont du même ordre de grandeur à pression atmosphérique et toutes les deux diminuent avec la baisse de la pression.
- c) Ces deux énergies sont de signes contraires, l'une refroidit, l'autre réchauffe la cathode. Donc, on peut les éliminer du bilan final d'échange d'énergie entre le plasma et la cathode.

4.9.6 PUISSANCE FOURNIE PAR RECOMBINAISON IONIQUE À LA SURFACE DE LA CATHODE

Le courant ionique est formé de deux parties, soit: le courant des ions positifs d'argon I_{Ar}^+ et le courant des ions positifs d'hydrogène I_H^+ .

Les ions positifs à l'arrivée de la cathode, se recombinent avec les électrons et fournissent une énergie de recombinaison qui est, en eV, du même ordre de grandeur que le potentiel d'ionisation des atomes. La relation (60) donne cette énergie et (41-a) fournit la densité du courant associé ($J^+ = I^+ / A_c$).

L'appendice (10) illustre un exemple de calcul de cette énergie. Le tableau (15) donne la valeur de cette dernière pour les différents cas de décharge. Enfin, le graphe (6) illustre les résultats en pourcentage par rapport aux puissances d'arcs appliquées dans les différents cas de décharge.

4.9.7 PUISSANCE FOURNIE PAR BOMBARDEMENT IONIQUE A LA SURFACE DE LA CATHODE

Le champ électrique, dans la chute cathodique, procure aux ions positifs une accélération vers la cathode. La vitesse d'arrivée des ions à la cathode est de l'ordre de dix fois supérieure à celle des atomes entraînés vers la cathode, appendice (10). Par conséquent, la puissance cinétique du bombardement qui dépend du carré de la vitesse, sera calculée uniquement pour les ions.

Les relations (83) à (87) permettent de calculer la vitesse d'arrivée à la cathode des ions ainsi que la puissance de bombardement associée à ces ions. Quant à l'appendice (10), il donne un exemple de calcul de cette énergie, le tableau (15) rassemblant les résultats de calcul de cette énergie pour les différents cas de décharge. Et enfin, le graphe (7) illustre cette puissance en pourcentage par rapport aux puissances d'arc appliquées dans les différents cas de décharge.

4.9.8 PUISSANCE FOURNIE PAR RECOMBINAISON MOLECULAIRE (H-H) A LA SURFACE DE LA CATHODE

Le paragraphe 4.6 décrit la démarche physique pour mettre en évidence le processus d'entraînement des neutres (hydrogène) vers la cathode. Les paragraphes 2.9.7 à 2.9.7.3 exposent la théorie et les calculs nécessaires afin de déterminer le flux de ces atomes qui atteignent la cathode et de calculer la puissance de recombinaison moléculaire $Q(H-H)$ associée.

Il faut mentionner que le but principal du travail de recherche dont cette thèse fait l'objet est de mettre en évidence le flux de l'hydrogène entraîné vers la cathode et de calculer la puissance de recombinaison moléculaire associée à ce flux.

Un exemple de calcul illustré à l'appendice (9) montre que ce flux est loin d'être négligeable. En effet, à pression atmosphérique, dans le cas d'une décharge de 8% en H_2 et 92% en Ar, il présente 10% du flux initial $I_i(H)$ injecté dans le réacteur. Ce pourcentage augmente pour atteindre 85% de $I_i(H)$ à la pression de 20kPa. Quant à la puissance associée à la recombinaison moléculaire par le mode d'entraînement, elle est de l'ordre de 4 watts, et la puissance de recombinaison moléculaire (H-H) associée aux ions H^+ après leur recombinaison atomique à la cathode, ils se recombinent en molécules d' H_2 , est de l'ordre de 33 watts. Ces résultats sont confinés aux tableaux 14, 15 et 16.

Il faut mentionner que cette énergie de recombinaison moléculaire n'est qu'une partie du potentiel énergétique que possèdent ces atomes

d'hydrogène entraînés vers la cathode. En effet, étant donné que ces atomes sont hautement réactifs, (température et vitesse élevées), ils peuvent favoriser des réactions chimiques tel que déjà mentionné. La figure (9) illustre le flux de l'hydrogène entraîné en pourcentage du flux d'hydrogène injecté dans le réacteur. La figure (8) illustre les résultats obtenus pour la puissance de recombinaison moléculaire associée à ce flux en pourcentage de la puissance totale fournie à la cathode.

Un exemple de calcul complet du bilan se trouve dans l'appendice (14), il permet de coordonner et de réviser toutes les étapes de calcul associées au bilan d'échange d'énergie entre le plasma et la cathode.

TABLEAU 15: Bilan énergétique à la surface de la cathode et pourcentage d'erreur sur ce bilan.

		2% H ₂ , 98% Ar			8% H ₂ , 92% Ar		
Puissance (W)		p=100kPa I=50A V=22V P=1 100	p=40kPa I=48A V=26V P= 1 250	p=20kPa I=46A V=30V P= 1 380	p=100kPa I=65A V=22V P=1 430	p=40kPa I=63A V=26V P=1 640	p=20kPa I=58A V=30V P=1740
Q _{ref}	(←)	180	300	380	343	600	800
Q _{e.th}	(←)	175	125	110	185	152	130
Q _{r.ion}	(+) Ar ⁺ H ⁺	93 93	111 94	138 109	84 198	102 279	121 311
Q _{b.ion}	(+) Ar ⁺ H ⁺	54 61	74 67	90 78	49 128	76 200	102 245
Q(H-H)	(+)	17	18	22	37	50	70
ΔQ = Q fournie - Q evac.		318-340	364-415	438-490	495-528	705-752	849-930
% $\frac{\Delta Q}{2 \times Q \text{ fournie}}$		3.2	6	5.3	3.3	3.3	4.1
%Q _{r.ion} /Q _{fournie}	Ar ⁺	29.2	30.5	31.5	16.9	14.5	14
	H ⁺	29.2	25.8	24.8	40	39.5	36
%Q _{b.ion} /Q _{fournie}	Ar ⁺	17	20.3	20.5	10	11	13
	H ⁺	19	18.4	18	26	27.5	28.2

TABLEAU 16: Pourcentage de la puissance de recombinaison Q(H-H) à la surface de la cathode par rapport à la puissance totale fournie à la cathode

Composition du plasma	2% H ₂ , 98% Ar			8% H ₂ , 92% Ar		
Paramètres de la décharge	p=100kPa I=50A V=22V P=1100W	p=40kPa I=48A V=26V P=1250W	p=20kPa I=46A V=30V P=1320W	p=100kPa I=65A V=22V P=1430W	p=40kPa I=63A V=26V P=1640W	p=20kPa I=58A V=30V P=1770W
Température moyenne de l'arc (K) $0 \leq y \leq l_{AB}$	10 700	10 100	9 300	11 400	10 900	10 000
Concentration moyenne de l'hydrogène (m ⁻³)	0.28x10 ²³	0.12x10 ²³	0.065x10 ²³	0.99x10 ²³	0.40x10 ²³	0.22x10 ²³
Flux d'hydrogène entraîné vers la cathode (atomes/sec)	0.25x10 ¹⁹	0.41x10 ¹⁹	1.31x10 ¹⁹	0.96x10 ¹⁹	1.52x10 ¹⁹	4.61x10 ¹⁹
Energie de recombinaison Q (H-H) à la cathode par entraînement (W)	1	2	5	4	6	17
Energie totale de recombinaison Q(H-H) à la cathode (W)	17	18	22	37	50	70
Energie totale fournie à la cathode (W)	318	364	422	495	714	849
% de Q(H-H) par rapport à Q fournie	5.3%	5%	5.2%	7%	7%	8.2%

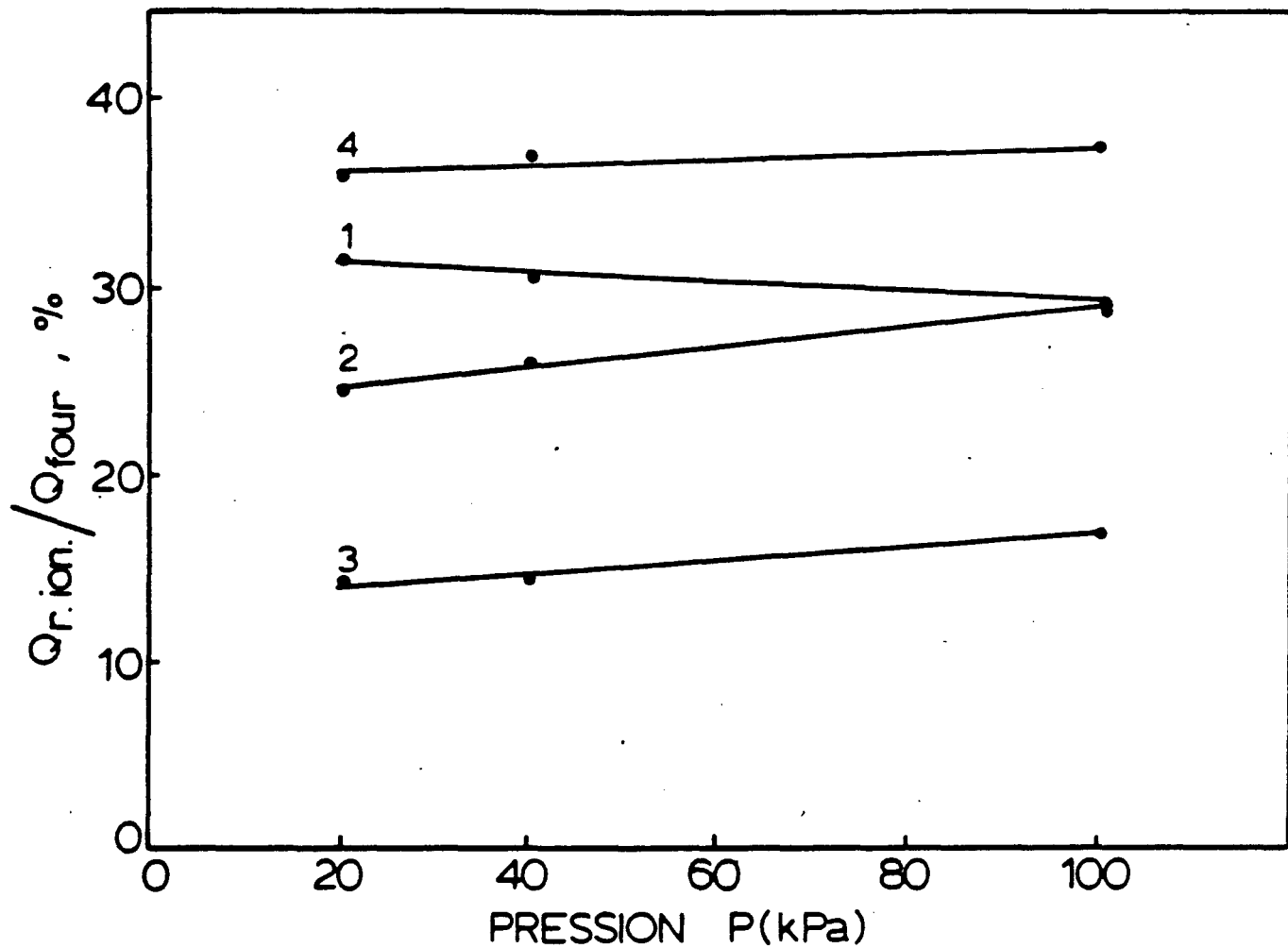


FIGURE 6: % de la puissance de recombinaison ionique cédée à la cathode

- (1) % $Q_{r.ion}/Q_{four}$ pour Ar^+ , mélange à 2% H_2 , 98% Ar
- (2) % $Q_{r.ion}/Q_{four}$ pour H^+ , mélange à 2% H_2 , 98% Ar
- (3) % $Q_{r.ion}/Q_{four}$ pour Ar^+ , mélange à 8% H_2 , 92% Ar
- (4) % $Q_{r.ion}/Q_{four}$ pour H^+ , mélange à 2% H_2 , 98% Ar

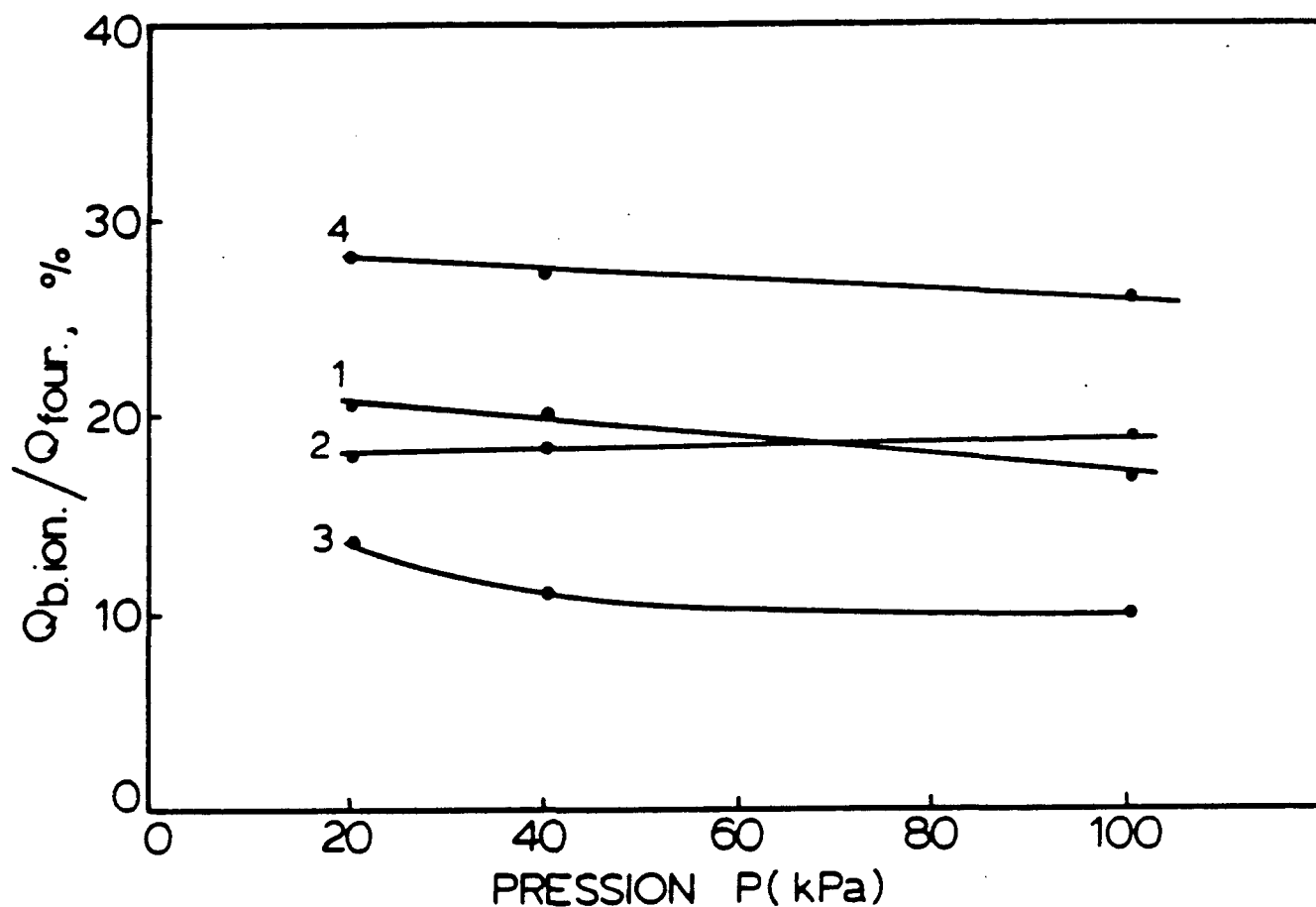


FIGURE 7: % de la puissance de bombardement ionique cédée à la cathode

- (1) % $Q_{b.ion.}/Q_{four.}$ pour Ar^+ , mélange à 2% H_2 , 98% Ar
- (2) % $Q_{b.ion.}/Q_{four.}$ pour H^+ , mélange à 2% H_2 , 98% Ar
- (3) % $Q_{b.ion.}/Q_{four.}$ pour Ar^+ , mélange à 8% H_2 , 92% Ar
- (4) % $Q_{b.ion.}/Q_{four.}$ pour H^+ , mélange à 2% H_2 , 98% Ar

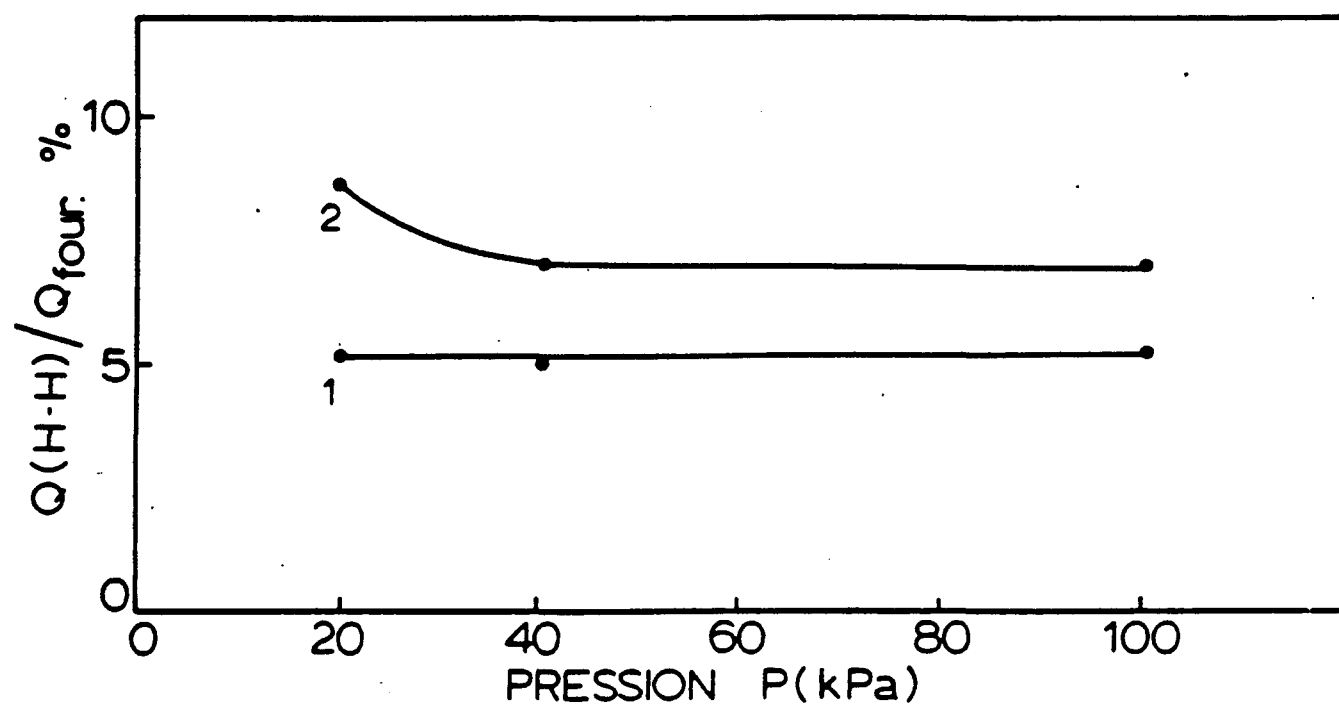


FIGURE 8: % de la puissance de recombinaison atomique cédée à la cathode

- (1) % $Q(H-H)/Q_{four.}$ pour le mélange à 2% H_2 , 98% Ar
 (2) % $Q(H-H)/Q_{four.}$ pour le mélange à 8% H_2 , 92% Ar

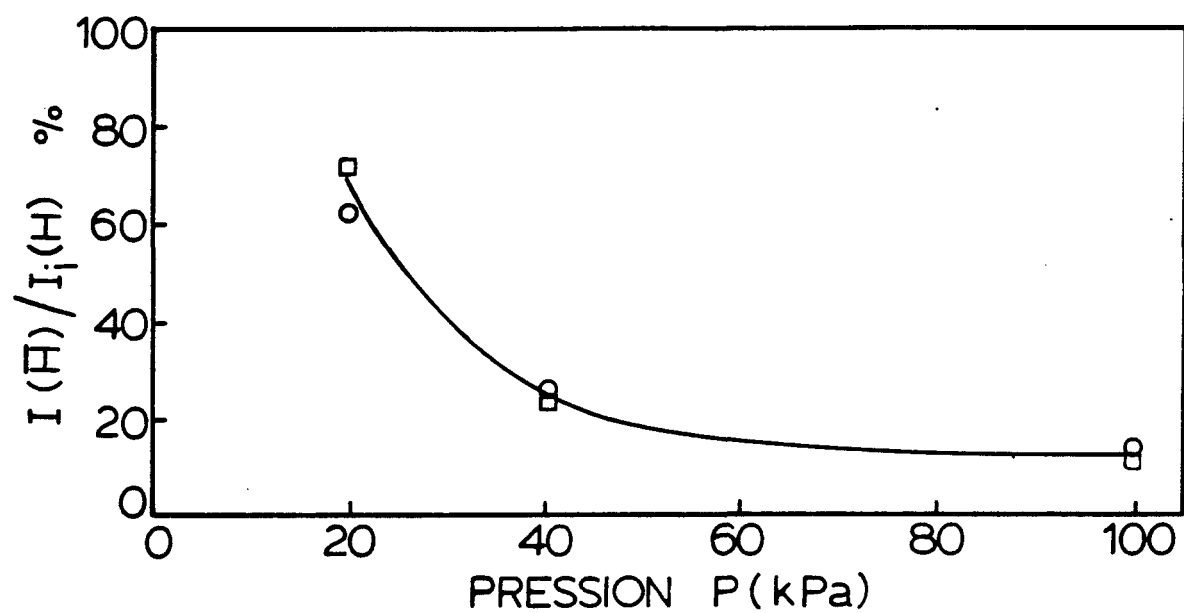


FIGURE 9: % de l'hydrogène atomique entraîné vers la cathode

- % de $I(N(\overline{H})) / I_i(H)$ pour le mélange à 2% H_2 et 98% Ar
- % de $I(N(\overline{H})) / I_i(H)$ pour le mélange à 8% H_2 et 92% Ar

DISCUSSIONS

1. La température du plasma a été déterminée d'après la méthode de la droite atomique de Boltzmann. Le plasma d'argon et d'hydrogène créé par la décharge d'arc à courant continu a été stable lors des mesures spectroscopiques. Le montage expérimental a rempli ses objectifs.

La méthode proposée du calcul de la longueur de la chute cathodique a donné des résultats de l'ordre de 1 à 2 micromètres (tableau 12). Ces résultats s'accordent très bien avec les valeurs que l'on retrouve dans la littérature et justifient en même temps les valeurs des courants ioniques utilisés dans la formule (46). Il faut mentionner ici que ces mêmes courants ioniques vont servir dans le calcul du flux des neutres (atomes d'hydrogène) entraînés vers la cathode (tableau 14).

La méthode utilisée pour le calcul du courant thermoémissif émis à la surface de la cathode selon la température de cette dernière et qui tient compte du champ électrique qui règne dans la chute cathodique a donné des résultats qui compensent l'écart entre le courant électrique de la décharge et la somme des courants ioniques (appendices 10 et 14). Ceci justifie les valeurs des courants ioniques utilisés dans le calcul du flux des neutres entraînés vers la cathode.

Le pourcentage du flux des atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode représente une partie non négligeable du flux d'hydrogène injecté dans le réacteur. Ce pourcentage varie de 10% à pression atmosphérique pour atteindre 85% à la pression de 20kPa. En plus, ce pourcentage est le même pour les décharges à mélange 2% H_2 et 98%Ar.

que pour le mélange à 8% H_2 et 92%Ar pourvu que les deux décharges soient à la même pression.

Quant à la puissance de recombinaison moléculaire $Q(H-H)$, elle représente la somme de deux parties. La première correspond au flux des atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode et produite lors de leurs recombinaisons à sa surface. Et la deuxième est attribuée aux ions d'hydrogène qui suite à leur recombinaison atomique, se recombinent à nouveau sous forme moléculaire. Cette puissance $Q(H-H)$ représente des valeurs faibles mais non négligeables par rapport aux autres puissances fournies à la cathode. En effet, cette puissance représente à peu près 5% de l'ensemble de la puissance fournie à la cathode dans le cas de la décharge à 2% en H_2 , et elle est autour de 8% de l'ensemble des puissances fournies dans le cas de la décharge à 8% en H_2 . L'appendice (9) démontre ces résultats.

Le bilan d'échange d'énergie à la surface de la cathode (87) a été vérifié pour tous les cas de décharge étudiés dans ce travail, soit en fonction de la pression, soit en fonction du pourcentage en H_2 dans le plasma. L'appendice (14) illustre un exemple complet de calcul de ce bilan et le tableau (15) montre que l'écart entre la somme de toutes les énergies fournies à la cathode par rapport à celles dégagées de cette dernière varie entre 3% et 6%. Ces écarts sont acceptables et justifient l'ensemble de l'approche de ce travail.

Les résultats de calcul concernant les atomes et les ions d'argon ont donné des écarts variant de 800 à 500 K pour ces deux espèces et ceci dans les mêmes conditions de décharge (tableau 8). Or, d'après l'appendice (1), l'erreur de calcul sur cette méthode est de l'ordre de

300K. Donc on peut dire que les températures atomiques et ioniques sont sensiblement les mêmes et que par conséquent, on peut interpréter ces résultats comme une des conséquences à l'existence de l'E.T.L. dans le plasma. En général, d'après le tableau (8), on remarque que cette température diminue avec la baisse de la pression. Ceci est en conformité avec la littérature [2], où le libre parcours moyen des espèces devient plus grand et par conséquent on a une diminution du nombre de collisions, ce qui se traduit par une baisse de la température. Il faut noter aussi que la distribution des points autour de la droite de Boltzmann donne un coefficient de corrélation proche de un. Ceci est un autre indice que l'E.T.L. existe.

On a remarqué d'après les mesures calorimétriques que le pourcentage de la puissance totale fournie à la cathode augmente par rapport à la puissance de l'arc en fonction de la baisse de la pression dans la décharge et en fonction de l'augmentation de la concentration de l'hydrogène dans la décharge. Ceci est illustré dans le (tableau 1).

Le tableau (16) dresse des valeurs moyennes de la température du plasma dans la zone AB d'une longueur d'un millimètre à partir de la cathode. Cette zone est identifiée expérimentalement par la présence significative des ions positifs. Cette présence a été calculée expérimentalement d'après les renseignements spectrographiques. Les tableaux 5, 6 et 7 indiquent les températures ioniques calculées d'après leurs intensités selon la méthode de droite de Boltzmann. Quant à la concentration de ces ions, elle a été déterminée par la relation de Saha (8-a) Les deux méthodes confirment une diminution

de la concentration ionique en s'éloignant de la cathode dans la colonne positive du plasma. Ceci appuie le modèle proposé dans les paragraphes 4.5 et 4.6 qui suggèrent la présence de cette zone où un champ électrique important E_0 règne au delà de la chute cathodique afin de permettre le rappel des ions positifs vers la cathode et de déclencher en même temps le processus d'entraînement des neutres vers la cathode.

2. La vérification de l'E.T.L. selon le critère de Drawin, basé sur les valeurs de N_e (relations 10 et 11), a été confirmée dans tous les cas de décharge. Mais on a remarqué que N_e diminue avec la baisse de la pression, en effet, elle est passée de $1.66 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ à la pression de 100 kPa à $7.26 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ à la pression de 20 kPa (décharge à 8% H_2 et 92% Ar et à $y = 0.5\text{mm}$). Ces résultats sont en conformité avec la littérature [18] page 244, qui prévoit que le plasma d'argon commence à s'écarter des conditions de l'E.T.L. pour des pressions inférieures à 4kPa. D'après Drawin, N_e doit être alors de l'ordre de $8 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ selon la relation (11). Tous nos résultats sont supérieurs à cette dernière valeur, ce qui justifie l'utilisation des relations basées sur la présence de l'E.T.L., par exemple la loi de Saha ou le graphique atomique de Boltzmann.
3. La méthode proposée au paragraphe 4.8 pour déterminer la température de surface de la cathode a donné comme résultat à la pression atmosphérique (100 kPa) une valeur $T_c = 3\ 600 \text{ K}$, or expérimentalement on a remarqué la fusion du tungstène ($T_w = 3\ 660 \text{ K}$)

au commencement de la décharge à la pointe de la cathode. La température choisie sera $T_c = 3.630$ K, ce qui représente une valeur moyenne entre ces deux dernières températures. L'écart n'est que de 30 K par rapport au calcul. Ou est à l'intérieur des limites d'erreur (appendice 1). Le résultat de calcul et l'observation expérimentale ne sont pas en contradiction. Ceci justifie la méthode proposée.

4. La méthode proposée du calcul de la longueur de la chute cathodique a donné des résultats de l'ordre de 1 à 2 micromètres (tableau 12). Ces résultats s'accordent très bien avec les valeurs avancées par la littérature. En effet, la référence [2] page 177-178, indique que cette valeur est de l'ordre du libre parcours moyen des électrons, soit autour de un μm . En plus, d'après le tableau (12) on remarque que cette longueur augmente avec la baisse de la pression. Ce résultat est aussi en conformité avec la littérature d'après la même référence. Ceci justifie le choix de la méthode proposée au paragraphe 2.8. Il faut mentionner ici que cette longueur est nécessaire afin de calculer le courant ionique et établir par la suite le bilan énergétique à la surface de la cathode.

5. La détermination du courant thermoionique $I_{e,th}$ à la surface de la cathode, d'après la méthode proposée au paragraphe 2.9.5, où on a pris en considération la température de surface de la cathode et le champ électrique qui règne dans la chute cathodique, a donné des résultats qui compensent l'écart entre la valeur expérimentale du

courant électrique qui traverse la décharge I_{exp} et celui qui représente la somme des courants ioniques $I_T^+ = I^+(Ar^+) + I^+(H^+)$.

En effet, l'appendice 13 nous montre qu'à pression atmosphérique $I_{e,th} = 41A$, et que l'écart d'après l'appendice (10), $I_{exp} - I_T^+ = 45A$. Ceci justifie l'utilisation de cette méthode et en même temps confirme les valeurs du courant ionique.

6. L'énergie apportée à la cathode par convection est du même ordre de grandeur que celle perdue par rayonnement à la surface de la cathode, donc ces deux phénomènes se compensent mutuellement (appendice 12). En plus leur valeur absolue est de l'ordre de 1% par rapport à l'ensemble de la puissance totale fournie ou perdue par la cathode.

7. On a déterminé le flux $I(\bar{H})$ des atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode et calculé la puissance de recombinaison moléculaire $Q(H-H)$ correspondante. L'appendice (9) illustre en détail toutes les étapes de calcul afin de déterminer ce flux et la puissance $Q(H-H)$ correspondante. Le courant ionique $J^+(H^+)$ engendre aussi une puissance de recombinaison moléculaire $Q'(H-H)$ de telle sorte que la valeur totale de cette puissance devient $Q_T(H-H) = Q(H-H)_{ent} + Q'(H-H)$ qui représente une valeur s'élevant à 5 à 8% de l'ensemble de la puissance fournie à la cathode selon le cas de décharge (tableau 15). Quant au flux des atomes d'hydrogène entraînés, il représente de 13% à 65% de l'ensemble de l'hydrogène injecté dans le réacteur. Sa valeur croît avec la baisse de la pression. Il faut mentionner aussi que le

mode de transfert des atomes d'hydrogène à la cathode est dû essentiellement aux atomes d'argon déjà entraînés par les ions Ar^+ .

8. Le bilan d'échange d'énergie à la surface de la cathode, relation (88), a été vérifié dans l'appendice (14). Le tableau (15) dresse les résultats concernant tous les cas de décharge ainsi que le pourcentage d'erreur entre la puissance fournie à la cathode (bilan positif) et la puissance prélevée à la cathode (bilan négatif). On remarque que le modèle est vérifié avec des écarts allant de 3% à 6%.

On remarque aussi que l'écart le plus élevé de 6% revient aux décharges où le pourcentage dans le mélange en H_2 est faible (2%) combiné aux basses pressions, soient 40 kPa et 20 kPa. Ceci est dû à la sensibilité de ces décharges. En effet, on a constaté expérimentalement que le montage réalisé n'était pas capable de fournir une décharge permanente stable dès que la pression diminue au-dessous de 20kPa. Les mesures des intensités d'émission spectrale prélevées à cette pression limite sont donc moins précises par rapport aux autres prélevées à des pressions supérieures à 20 kPa et le débit du gaz injecté sous forme de mélange $\text{Ar} + \text{H}_2$ a été légèrement affecté aussi.

CONCLUSION

Pour terminer on peut dire que le but essentiel de ce travail de recherche a été atteint, soit la mise en évidence de la présence ainsi que du rôle énergétique associé aux neutres (atomes d'hydrogène) dans le processus de transfert d'énergie à la surface de la cathode dans une décharge à courant continue. En plus la puissance de recombinaison moléculaire associé à ces neutres et mise en évidence dans ce travail ne présente qu'une partie du potentiel énergétique que possèdent ces neutres. En effet, ces atomes hautement énergétiques possédant une grande vitesse et une haute température peuvent réagir chimiquement avec des substances déposées à la cathode en accélérant des taux de réaction ou en servant de catalyseur pour d'autres réactions, rôles que les molécules, plus stables chimiquement, ne sont pas capables d'accomplir.

Il faut mentionner aussi que la vérification du bilan d'échange d'énergie à la surface de la cathode dans six cas de décharges différentes, soit à différentes pressions et différentes concentrations d'hydrogène dans le mélange ($\text{Ar} + \text{H}_2$), justifie les hypothèses annoncées dans le calcul des différents paramètres du bilan. Ces hypothèses représentent la vitesse des ions, leurs concentrations ainsi que les températures du plasma et de la surface de la cathode et les différents paramètres associés aux calculs des concentrations électroniques et atomiques et le courant thermoionique etc. Toutes ces hypothèses, avancées dans cet ouvrage, sont considérées aussi dans le calcul du flux d'atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode. Donc, leur vérification justifie le modèle associé à ce flux et valide les modèles correspondant à ce modèle.

BIBLIOGRAPHIE

1. H. LANGE AND P. MEUBUS, Gas and liquid phase interactions at the chromium oxide cathode of a direct current arc discharge, Journal Canadien de physique, V. 61, n° 12, 1983, PP. 1633-1642.
- 1-a. B. CHAPMAN, Glow discharge processes, John Wiley and Sons, 1980, p. 92.
2. E. BADAREU, I. POPESCU, Gaz ionisés, Dunod, Paris, chap. II, pp. 102-114, 1965.
3. R. H. DRAWIN, Thermodynamic properties of the equilibrium and nonequilibrium states of plasma. Reactions under plasma conditions, Ed. M. Venugopalan, vol. 1, ch. 3, Wiley-Interscience, 1971.
4. F. CABANNES, J. CHAPELE, Spectroscopic plasma diagnostics. Reactions under plasma conditions, Ed. M. Venugopalan, vol. 1, ch. 7, Wiley-Interscience, 1971.
5. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, Plasma diagnostics, John Wiley and Sons, N.Y. 1968, chap. 3, pp. 135-184.
6. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, Plasma diagnostics, John Wiley and Sons, N.Y. 1968, chap. 1 et 2, pp. 1-130.
7. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, Plasma diagnostics, John Wiley and Sons, N.Y. 1968, chap. 3, pp. 149-156.
8. H. N. OLSEN, Thermal and electrical properties of an argon plasma, phys. of fluids, 2, 614, 1959.
9. R.H. TOURIN. Spectroscopic gaz temperature measurement. Elsevier publishing Company, N.Y., Chap. 4, p. 47, 1958.

10. R.A. HILL. Fractional Intensity widths and Stark-Broadening Formulas for the Hydrogen Balmer lines, J. Quant. Spectro. Radiat. Transfer, vol. 7, pp. 401-410, 1967.
11. J.B. HASTED, M.A.D. PHIL, Physics of atomic collisions, Butterworth and co. (Publ.) Ltd., chap. 1, p. 13, 1972.
12. R.E. JOHNSON. Introduction to atomic and molecular collisions, Plenum publishing Corp. ISBN 0-306-40787-6, chap. 2, pp.19-28.
13. E. BADAREU, I. POPESCU, Gaz ionisés, Dunod, Paris, chap. II, pp. 114-143, 1965.
14. E. BADAREU, I. POPESCU, Gaz ionisés, Dunod, Paris, chap. II, p. 151, 1965.
15. J.M. MEEK and J.D. CRAGGS, Electrical Breakdown of Gases. John Wiley and Sons, N.Y., ISBN 0-471-995-53-3, chap. 1, pp. 26-117.
16. R.C. WEAST (edit.), Handbook of chemistry and physics. 57th. ed. CRC PRESS, Cleveland, OH., 1977, p. E395.
17. WILLIAM H. McADAMS, Heat transmission, McGraw-Hill, inc., N.Y., 1954, chap. 4, p. 65.
18. J.P. HARTNETT, T.F. IRVINE Jr., Advances in Heat Transfer, 1967, vol. 4, pp. 260-272.
19. J.B. HASTED, M.A.D. PHIL, Physics of atomic collisions, Butterworth and Co., (Pub.) Ltd, chap. 3, pp. 167-171, 1972.
20. J.M. MEEK and J.D. CRAGGS, Electrical Breakdown of Gases. John Wiley and Sons, N.Y., ISBN 0-471-995-53-3, chap. 1, p. 100.

21. HIRSCHFELDER, Curtiss, Bird. Molecular theory of Gases and Liquids, Chap. 13, pp. 946-947, John Wiley and Sons, Inc., N.Y. 1967.
22. J.B. HASTED, M.A.D. PHIL, Physics of atomic collisions, Butterworth and Co., (Pub.) Ltd, chap. 10, p. 540, 1972.
23. SANBORN, C. BROWN, Introduction to electrical discharges in gases, chap. 3, p. 58, John Wiley and Sons, N.Y. 1966.
24. J.B. HASTED, M.A.D. PHIL, Physics of atomic collisions, Butterworth and Co., (Pub.) Ltd, chap. 10, pp. 544-545, 1972.
25. E. BADAREU, I. POPESCU, Gaz ionisés, Dunod, Paris, chap. II, p. 124, 1965.
26. W.L. WIESE, M.W. SMITH, B.M. MILES, Atomic transition probabilities, vol. II, pp. 187-210, NSRDS-NBS22, 1969.
27. H.W. DRAWIN and P. FELENBOK, Data for plasmas in local thermodynamic Equilibrium, Gauthier Villars, Paris, 1965.
28. J.B. HASTED, M.A.D. PHIL, Physics of atomic collisions, Butterworth and Co., (Pub.) Ltd, chap. 6, pp. 385-402, 1972.
29. M. BAYET, Physique nucléaire, Masson et Cie, Paris VI, pp. 49-55, 1960.

APPENDICE 1

1. CALCUL D'ERREUR SUR LA TEMPERATURE DU PLASMA

– Précision sur la calibration: l'erreur sur l'intensité enregistrée lors de la calibration du photomultiplicateur est de $\Delta I_1 = \frac{I}{100}$ (1mm sur 100).

– Précision sur l'oscilloscope: l'erreur de lecture, de l'intensité d'émission du plasma, enregistrée sur l'oscilloscope est de $\Delta I_2 = \frac{I}{100}$.

L'erreur absolue totale sur l'intensité devient:

$$\Delta I = \Delta I_1 + \Delta I_2 = \frac{2}{100} I$$

et l'erreur relative sur l'intensité enregistrée est:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{2}{100}$$

$$\text{Si on pose } \Delta y = \log \frac{I_1}{g_1 v_1 A_1} - \log \frac{I_2}{g_2 v_2 A_2}$$

alors $dy = \frac{1}{2.3} \left(\frac{dI_1}{I_1} - \frac{dI_2}{I_2} \right)$ et l'erreur absolue sur y devient:

$$\Delta y = \frac{1}{2.3} \times \frac{2\Delta I}{I}$$

La pente de la droite de Boltzmann est définie par $a = \frac{\Delta y}{\Delta x}$

où $\Delta x = 2(x_2 - x_1)$ eV représente l'intervalle entre les deux niveaux d'énergie associée aux deux raies les plus rapprochées l'une de l'autre. x_i représente le niveau d'énergie E_i de chaque raie.

Donc, $a = \frac{\Delta y}{\Delta x}$

Pour l'argon, à titre d'exemple, $x_1 = 13.325$ eV et $x_2 = 13.301$ eV correspondant à $\lambda_2 = 727.3$ nm et $\lambda_1 = 706.7$ nm respectivement, on a:

$$\Delta x = 0.048 \text{ eV et}$$

$$a = \frac{2}{2.3} \frac{\Delta I}{I} \frac{1}{\Delta x}$$

La précision sur la pente sera: $\Delta a = \frac{2}{2.3} \frac{\Delta I}{\Delta x} \frac{\Delta I}{I^2}$

La relation (20) donne la température par rapport à la pente dans la droite de Boltzmann. $T = \frac{-5040}{a}$, ce qui donne:

$$\Delta T = 5040 \frac{\Delta a}{a^2} = 5040 \left(\frac{2}{2.3} \frac{\Delta I}{I} \frac{1}{\Delta x} \right)^{-2} \times \frac{2}{2.3} \frac{\Delta I}{\Delta x} \frac{\Delta I}{I^2}$$

ce qui donne $\Delta T = 5040 \times \frac{2.3}{2} \Delta x$

soit $\Delta T = 280$ K.

2. CALCUL D'ERREUR SUR LA TEMPERATURE DE LA CATHODE

La méthode opératoire pour trouver l'intensité de la surface de la cathode est la même que celle utilisée pour trouver l'intensité d'émission du plasma. On a donc:

$$\Delta I = \frac{2}{100} I$$

La température est déduite du rapport d'intensité à $\lambda_1 = 655 \text{ nm}$.
et $\lambda_2 = 500 \text{ nm}$.

L'équation (31) donne l'expression de la température de surface de la particule.

$$T = C_2 \left(\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \right) \frac{1}{L_n \left(\frac{I_1}{I_2} \right) + 5 L_n \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)} \quad \text{ou bien}$$

$$L_n \left(\frac{I_1}{I_2} \right) + 5 L_n \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) = \frac{C_2 (\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{1}{T}$$

La différentielle de cette relation sera:

$$- \frac{C_2 (\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{dT}{T^2} = d \left(\frac{I_1}{I_2} \right) \frac{I_2}{I_1} = \frac{I_2}{I_1} \frac{I_1 dI_2 - I_2 dI_1}{I_2^2}$$

En passant à l'erreur absolue et en considérant $dI_1 = dI_2 = dI$ on aura:

$$\frac{\Delta T}{T^2} \frac{C_2 (\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} = 2\Delta I \frac{[I_1 + I_2]}{I_1 I_2} \equiv \frac{2\Delta I}{I}$$

$$\text{Donc, } \Delta T = T^2 \frac{2\Delta I}{I} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{C_2 (\lambda_1 - \lambda_2)}$$

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{2}{100}$$

$$C_2 = 14\,388 \times 10^{-6} \text{ m K} = 14\,388 \times 10^3 \text{ nm K}$$

$$\lambda_1 = 600 \text{ nm}$$

$$\lambda_2 = 500 \text{ nm}$$

$$\text{Donc, } \Delta T = 4.18 \times 10^{-6} T^2$$

Pour $T_c = 3\,660 \text{ K}$ à $p = 100 \text{ kPa}$ (tableau 8), on trouve

$$\Delta T = 4.18 \times 10^{-6} \times (3\,600)^2 = 56 \text{ K}$$

3. CALCUL DE LA TEMPERATURE DE L'ARGON ATOMIQUE

Les relations (19-b) et (20) de la droite atomique de Boltzmann permettent de connaître la température d'une espèce donnée dans le plasma.

3.a) Température de l'argon atomique: conditions de la décharge, $p = 100 \text{ kPa}$, $P = 1100 \text{ W}$, mélange à 2% H_2 et à 98% Ar , et à la position

$y = 1\text{mm}$. Les intensités d'émission spectrales concernant les raies indiquées au tableau (2) sont:

No de la raie	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$I \text{ (W.m}^{-2}\text{.nm}^{-1}\text{)}$	3.29	3.53	13.75	18.27	73.40	80.80	98.48	32.63	189.31	168.2	513.4
$\frac{1}{g\nu A} \text{ (10}^{-22}\text{s}^2\text{)}$	9.394	7.792	1.912	1.942	3.42	1.155	1.193	4.04	0.566	0.53	0.186
$\frac{I}{g\nu A} \left(\frac{10^{-23}\text{W.s}^2}{\text{m}^2\text{n m}} \right)$	309	275	263	355	251	933	1175	1318	1071	891	955
$\text{Log} \frac{I}{g\nu A} - \text{Log} 10^{-23}$	2.49	2.44	2.42	2.55	2.4	2.97	3.07	3.12	3.03	2.95	2.98

$\log (10^{-23}) = -23$ est une constante à l'origine qui n'altère pas la valeur de la pente.

Les valeurs de $\log \left(\frac{I}{g\nu A} \right)$ rapportées sur un graphique en fonction des niveaux d'énergie E_n correspondant, donnent la figure no 4. Le graphique correspondant est une droite dont la pente $a = -0.53$. L'équation (20) donne alors pour la température $T = \frac{5040}{0.53} \simeq 9500 \text{ K}$. Ce résultat figure au tableau (2).

APPENDICE 2

CALCUL DE LA CONCENTRATION ELECTRONIQUE D'APRES LA METHODE DES ELARGISSEMENTS DE LA RAIE H α

La relation (32) donne pour Ne:

$$N_e = (\Delta\lambda_{1/2})^{3/2} \cdot 10^{19} \left[C_0(T) + \sum_{n=1}^m C_n(T) (L_n(\Delta\lambda_{1/2}))^n \right] \quad (\text{m}^{-3})$$

où $\Delta\lambda_{1/2}$ est la longueur de la raie H α à mi-hauteur en Å.

La référence [10] donne:

$$C_0 = 671.4, \quad C_1 = -227.5, \quad C_2 = 44.72, \quad C_3 = -2.325$$

$$\Delta\lambda_{1/2} = (4.9\text{mm}) \times 2.5 \left(\frac{\text{Å}^\circ}{\text{m m}} \right) = 12.25 \text{ Å}^\circ, \quad (\text{cas } p = 100 \text{ kPa, } 8\% \text{ H}_2$$

et 92% Ar à $y = 1 \text{ mm}$).

Donc:

$$N_e = (12.25)^{3/2} \times 10^{19} [671.4 + (-227.5 \times L_n(11.25) + 44.72 \times (L_n(11.25))^2 - 2.325 \times (L_n(11.25))^3] = 1.50 \times 10^{23} \text{ m}^{-3} \text{ (tableau no 9)}.$$

APPENDICE 3

MESURE DE LA CONCENTRATION ATOMIQUE DANS LE PLASMA

La relation (34) permet de calculer cette concentration en fonction de la température et de la pression.

$$N_o = 2.6873 \times 10^{25} \times \frac{p}{101.3} \times \frac{273}{T} \quad (m^{-3})$$

A titre d'exemple: $p = 100$ kPa pour la décharge à (15% H et 85% Ar) et à $y = 1$ mm de la cathode.

$$\begin{aligned} \text{a) pour l'argon: } N_o (\text{Ar}) &= \frac{85}{100} \times 2.6873 \times 10^{25} \times \frac{100}{101.3} \times \frac{273}{10 \times 200} = \\ &= 6.11 \times 10^{23} (m^{-3}). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{a) pour l'hydrogène: } N_o (\text{H}) &= \frac{15}{100} \times 2.6873 \times 10^{25} \times \frac{100}{101.3} \times \frac{273}{10 \times 200} \\ &= 1.08 \times 10^{23} (m^{-3}). \end{aligned}$$

Ces deux résultats ainsi que les autres calculs de N_o concernant les différents cas de décharge sont confinés dans le tableau 10.

L'application de la relation (34-a) permet de vérifier les résultats dressés dans le tableau 10, à titre d'exemple, on va considérer le cas de décharge à la pression de 20kPa, pour le mélange à 2% en H_2 et 98% en A_r . Il faut noter que d'après les résultats de calcul des

températures du plasma, c'est à la pression de 20 kPa où la température est la plus basse (9500 K à $y = 0,5$ mm) par rapport aux pressions supérieures.

La relation (34-a) donne:

$$N = \frac{4\pi 10^4 \lambda_{nm}^3}{\frac{2}{3} h \cdot c} \frac{e^{E_n/kT} U_T \cdot I_{nm}}{g_m f_{nm}} \quad (m^{-3}) \quad (34-a)$$

Il faut noter que $h = 6.625 \times 10^{-34}$ (J.s) et $c = 3 \times 10^8$ m/s et $k = 1.38 \times 10^{-23}$ (J.K⁻¹) et $T = 9500$ K.

Pour l'hydrogène, dans les mêmes conditions de décharge, on a $\lambda_{H\alpha} = 656.28 \times 10^{-9}$ m, $E_n = 1.934 \times 10^{-18}$ J, $g_m = 8$, $f_{nm} = 0.6407$, $U(T) = 2$ et l'intensité de la raie $H\alpha$ est $I_{H\alpha} = 12900$ W. sr⁻¹ m⁻³.

La valeur de la concentration sera:

$$N_{(H)} = \frac{4\pi \times 10^4 \times (656.23)^3 \times 10^{-27} \exp\left(\frac{1.934 \times 10^{-18}}{1.38 \times 10^{-23} \times 900}\right) \times 2 \times 12900}{\frac{2}{3} \times 6.625 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8 \times 8 \times 0.6407}$$

$$= 0.056 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}.$$

La dissociation complète de l'hydrogène donne pour $N_o(H) = 0.063 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (tableau 10). Ces deux valeurs se rapprochent à 11% de

différence. En tenant compte du calcul d'erreur sur l'intensité de la raie H_α et sur la température, on peut admettre que ces deux valeurs sont à l'intérieur de limites d'erreur et par conséquent la dissociation de l'hydrogène est complète.

Un calcul similaire à la pression atmosphérique et dans le cas de la décharge à 2% en H_2 et à $y = 0.5$ mm, où $I_{H_\alpha} = 60340 \text{ W.sr}^{-1} \text{ m}^{-3}$, ce qui correspond à une concentration $N(H) = 0.263 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Or la valeur de $N_0(H)$ qui correspond à une dissociation complète de l'hydrogène est $N_0(H) = 0.25 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Ce résultat confirme aussi l'hypothèse de la dissociation complète de l'hydrogène.

Il faut noter que la concentration de l'hydrogène d'après la relation (34-a) est directement proportionnelle à l'intensité de la raie H_α , les autres paramètres de cette équation sont constants, à condition que les températures soient semblables. Or, dans tous les cas de décharge à la position $y = 0,5\text{mm}$, les températures calculées représentent des valeurs de l'ordre de 10000 K (tableau 8). La concentration de l'hydrogène sera déduite donc, par comparaison des valeurs de l'intensité de la raie H_α , ou par comparaison de la surface sous la courbe de cete même raie.

Le tableau suivant dresse un rapport de surfaces de la raie H_α dans le cas d'une décharge à 8% en H_2 et de la même raie dans le cas d'une décharge à 2% en H_2 . Ce rapport s'effectue dans les mêmes

conditions de pression et à des températures qui sont proches, ainsi qu'au même niveau $y = 0,5$ mm à partir de la cathode.

$y = 0.5$ mm	$p = 100$ kPa	$p = 40$ kPa	$p = 20$ kPa
I (H_{α}), 8% H_2	4,1	3,6	3,7
I (H_{α}), 2% H_2			

Le tableau indique que la valeur de l'intensité de la raie H_{α} dans le cas de la décharge à 8% en H_2 est de l'ordre de quatre fois supérieure à celle de la même raie dans le cas de la décharge à 2% en H_2 . D'après l'énoncé ci-haut, on conclut donc que la concentration de l'hydrogène atomique $N_o(H)$ est de l'ordre de quatre fois supérieure dans les décharges à 8% en H_2 que celles à 2% en H_2 . La concentration de l'hydrogène atomique est donc directement proportionnelle au pourcentage de l'hydrogène moléculaire dans le mélange. Or, le calcul au début de l'appendice a montré que la dissociation de l'hydrogène est complète dans le cas de 2% en H_2 , donc on conclut que cette dissociation est aussi complète dans le cas de la décharge à 8% en H_2 .

APPENDICE 4

CALCUL DE LA CONCENTRATION IONIQUE D'APRES LA LOI DE SAHA DANS LA COLONNE POSITIVE

Conditions de la décharge:

$p = 100$ kPa, mélange 8% H_2 et 92% Ar, position de visée $y = 0.5$ mm, température $T=12\ 300$ K (tableau 8) concentration électronique $N_e = 1.66 \times 10^{23} m^{-3}$ (tableau 9),

Concentration des neutres $N_o(Ar) = 5.09 \times 10^{23} m^{-3}$ (tableau 10).

La loi de Saha (8-a) permet d'écrire:

$$N^+ = \frac{S^* N_o}{N_e} \quad (8-a)$$

La référence [27] donne

$S^*_{Ar} (T = 12\ 300\ K) = 11.28 \times 10^{20} m^{-3}$; alors

$$N^+_{Ar} = \frac{11.28 \times 10^{20} \times 5.09 \times 10^{23}}{1.66 \times 10^{23}} = 34.5 \times 10^{20} m^{-3}$$

Ce résultat ainsi que les autres concernant tous les cas de décharge étudiés sont confinés dans le tableau (11).

APPENDICE 5

I. EXEMPLE DE CALCUL DE LA MOBILITE

La relation (64) permet de connaître la mobilité d'un ion dans un gaz et la relation (65) permet de la déterminer dans un mélange de deux gaz. Quant à la relation (63), elle permet de calculer la mobilité en fonction de la température et de la pression qui règnent dans la décharge.

$$\mu_{o^+} = 0,38 \times 10^{-19} \frac{35.9}{\sqrt{\xi(A^+ A_0)/(A^+ + A_0)}} \quad (m^2V^{-1}s^{-1}) \quad (64)$$

$$\mu^+(p,T) = \mu_{o^+}(T/273)(101.3/p) \quad (63)$$

$$\frac{1}{\mu_1^+} = \frac{f_1}{\mu_{11}^+} + \frac{f_2}{\mu_{12}^+} \quad (65)$$

Condition de décharge: $p = 20\text{kPa}$, $T = 10\,000\text{ K}$, 15% H et 85% Ar.

Pour calculer la mobilité de l'argon dans un mélange d'argon et d'hydrogène les paramètres des relations (64) et (65) sont:

polarisabilité de l'argon $\xi (\text{Ar}) = 1.64 \times 10^{-30} \text{ (m}^3\text{)}$ référence [21] et la polarisabilité de l'hydrogène: $\xi (\text{H}) = 0.8 \times 10^{-30} \text{ (m}^3\text{)}$.

masse atomique de l'argon ionisé: $A^+ (\text{Ar}^+) = 40$

masse atomique de l'argon: $A_0 (\text{Ar}) = 40$

masse atomique de l'hydrogène ionisé: $A^+ (\text{H}^+) = 1$

masse atomique de l'hydrogène: $A_0 (\text{H}) = 1$.

La mobilité de l' Ar^+ dans l'argon sera:

$$\mu_{\text{Ar}^+(\text{Ar})} = \frac{0.38 \times 10^{-19} \times 35.9}{\sqrt{1.64 \times 10^{-30} \times \frac{40 \times 40}{40+40}}} = 2.41 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

La mobilité de l' Ar^+ dans l'hydrogène sera:

$$\mu_{\text{Ar}^+(\text{H})} = \frac{0.38 \times 10^{-19} \times 35.9}{\sqrt{0.8 \times 10^{-30} \times \frac{40 \times 1}{40+1}}} = 15.44 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

De la même façon, on trouve:

$$\begin{aligned} \mu_{\text{H}^+(\text{Ar})} &= 10.92 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ et } \mu_{\text{H}^+(\text{H})} \\ &= 21.85 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

La fraction molaire de l'argon $f_{\text{Ar}} = 0.85$ et celle de l'hydrogène $f_{\text{H}} = 0.15$. La relation (65) donne la valeur de la mobilité de ce mélange:

$$\frac{1}{\mu_{O^{+}Ar^{+}}(H + Ar)} = \frac{0.85}{\mu_{O^{+}Ar^{+}}(Ar)} + \frac{0.15}{\mu_{O^{+}Ar^{+}}(H)} = \frac{0.85 \times 10^4}{2.41} + \frac{0.15 \times 10^4}{15.44}$$

soit: $\mu_{O^{+}Ar^{+}}(H + Ar) = 2.76 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$

et la relation (63) indique cette valeur en fonction de la température et de la pression:

$$\mu_{O^{+}Ar^{+}}(p,T) = 2.76 \times 10^{-4} \times \frac{101.3}{20} \times \frac{10\,000}{273} = 545 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}.$$

De la même façon on obtient la valeur de la mobilité réduite de l'hydrogène dans ce mélange:

$$\mu_{O^{+}H^{+}}(Ar + H) = 11.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ et}$$

$$\mu_{O^{+}H^{+}}(p,T) = 2\,320 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Dans le cas de la décharge à 4% H et 96% Ar, les paramètres qui changent sont les fractions molaires, soit $f_{Ar} = 0.96$ et $f_H = 0.04$

Le reste des résultats est confiné au tableau (13).

II. CALCUL DES VITESSES DES IONS DANS LA COLONNE POSITIVE

La relation (61) permet de déterminer la vitesse des ions d'après la mobilité et le champ électrique et la relation (62) donne la valeur du champ électrique dans la zone d'entraînement AB à la fin de la colonne positive.

$$\overline{v^+} = \mu^+ E_0 \quad (61)$$

$$E_0 = V_{AB}/l_{AB} \quad (62)$$

$$E_0 = \frac{30-15.75}{0.1} = 158 \text{ V/cm ou } 158 \times 10^2 \text{ V/m}$$

cas de décharge qui correspond à $p = 20 \text{ kPa}$ avec 8% H_2 et 92% Ar : d'après le tableau (13) la valeur moyenne de $\mu^+(\text{H}^+)$ sur la distance AB est $\mu^+(\text{H}^+) = 2178 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\overline{v^+}(\text{H}^+) = 2178 \times 10^{-4} \times 158 \times 10^2 = 34.3 \times 10^2 \text{ m/s}$ et la relation (81) donne la valeur de cette vitesse à l'entrée de la chute cathodique.

$$v_1^+(\text{H}^+) = v_0^+ (R_A/R_B)^2 = 34.3 \times 10^2 \left(\frac{5 \text{ mm}}{1.5 \text{ mm}} \right)^2 = 38\,100 \text{ m/s}$$

Ces résultats et le reste des calculs concernant les autres cas de décharge sont confinés au tableau (13).

APPENDICE 6

CALCUL DU COURANT DE DIFFUSION A LA LIMITE DE LA ZONE DE LA CHUTE CATHODIQUE

La relation (43) permet de déterminer la constante de diffusion D^+ :

$$D^+ = \mu^+ k T^+/e \quad (43)$$

Condition de la décharge: $p = 100\text{kPa}$, 8% H_2 et 92% Ar

pour $T = 12\,300\text{K}$ (tableau 8) on a $\mu^+(\text{Ar}^+) = 124 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et $\mu^+(\text{H}^+) = 532 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (tableau 13)

$$\text{Alors } D^+(\text{Ar}^+) = \frac{124 \times 10^{-4} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 12\,300}{1.6 \times 10^{-19}} =$$

$0.013 \text{ (m}^2 \text{ W V}^{-1} \text{ C}^{-1})$ et de la même façon on a: $D^+(\text{H}^+) =$

$0.055 \text{ (m}^2 \text{ W V}^{-1} \text{ C}^{-1})$

La relation (42) donne le courant de diffusion ionique:

$$J^+_{D^+} = D^+ \frac{dN^+}{dy} \quad (42)$$

$dy = 0.5 \text{ mm}$ (limite de résolution optique)

$dN^+(\text{Ar}^+) = (34.5 - 3.39) \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (tableau 11) $= 31.11 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$

$dN^+(\text{H}^+) = (20.8 - 6.76) \times 10^{20} \text{ m}^{-3} = 14.04 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$

Le courant de diffusion pour Ar^+ sera:

$$J^+_{D^+}(Ar^+) = \frac{0.013 \times 31.11 \times 10^{+20}}{0.5 \times 10^{-3}} = 0.81 \times 10^{23} \text{ W m}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ C}^{-1}$$

or le courant ionique est donné par la relation (40)

$$J^+ = \alpha \cdot e \cdot \overline{v^+} \cdot N^+ \quad (40)$$

où $\alpha = \frac{J^+(Ar^+)}{J^+(Ar^+) + J^+_{D^+}(Ar^+)}$ est un facteur qui dépend de la diffusion à la limite de la zone de la chute cathodique $0 \leq \alpha \leq 1$.

En excluant la charge e , afin de maintenir le système d'unité entre les relations (42) et (40)

$$\text{on aura } J^+(Ar^+) = \alpha \cdot \overline{v^+}(Ar^+) \cdot N^+(Ar^+)$$

Le tableau (11) donne $N^+(Ar^+) = 34.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ à $y = 0.5 \text{ mm}$
et le tableau (13) donne $v^+(Ar^+) = 1\,490 \text{ m/s}$ (limite de la chute de la zone cathodique).

$$\text{Alors } J^+(Ar^+)/\alpha = 1\,490 \times 34.5 \times 10^{20} = 51.4 \times 10^{23} \text{ W m}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ C}^{-1}$$

donc $J^+_{D^+}(Ar^+) = 1,6\% J^+(Ar^+)$, ce qui justifie le choix du facteur α comme $= 1$.

Un calcul semblable pour le courant de diffusion de l'hydrogène confirme ce résultat.

APPENDICE 7

CALCUL DE LA DISTANCE DE LA CHUTE CATHODIQUE

La relation (46) détermine cette longueur

$$\Delta S = \sqrt[3]{\frac{\epsilon_0 \sqrt{2/e} \sqrt{V_c^3} (\gamma_{Ar^+} / \sqrt{m_{Ar}} + (\gamma_{H^+} / \sqrt{m_{H^+}}))}{8\pi N_e [(v^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+} + (v^+ \sigma_i N_0)_{H^+}]}} \quad (46)$$

Condition de décharge: $p = 100\text{kPa}$, 8% H_2 , 92% Ar .

$V_c = 15.75 \text{ V}$, $m_{Ar^+} = 66.8 \times 10^{-27} \text{ kg}$, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$,

$m_{H^+} = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$, $N_e = 1.75 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (tableau 9)

$N_o (Ar) = 5.09 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $N_o(H) = 0.9 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (tableau 10)

$v_1^+ (Ar^+) = 1\,490 \text{ m/s}$, $v_1^+ (H^+) = 6\,390 \text{ m/s}$ (tableau 13),

$\sigma_i^+ (Ar) = 0.97 \times 10^{-20} \text{ m}^2$, $\sigma_i (H) = 0.35 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ (tableau 12)

Les relations (47) et (48) permettent de déterminer les constantes

γ_{Ar^+} et γ_{H^+} . En effet,

$$\gamma_{Ar^+} = N_e (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+} / N^+ = \frac{(\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+}}{(\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+} + (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{H^+}} \quad (47)$$

$$\gamma_{H^+} = N_e (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{H^+} / N^+ = (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+} / ((\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{Ar^+} + (\bar{v}^+ \sigma_i N_0)_{H^+}) \quad (48)$$

Alors $\gamma_{Ar+} =$

$$\frac{0.97 \times 10^{-20} \times 5.09 \times 10^{23} \times 1\,490}{0.97 \times 10^{-20} \times 5.09 \times 10^{23} \times 1\,490 + 0.35 \times 10^{-20} \times 0.9 \times 10^{23} \times 6\,390}$$

$= 0.785$

de la même façon on aura: $\gamma_{H+} = 0.215$

Après remplacement de toutes ces données dans (46) on aura:

$$\Delta S = 1.92 \times 10^{-6} \text{m soit } \Delta S = 1.92 \, \mu\text{m}$$

Ce résultat ainsi que les autres valeurs de ΔS concernant tous les cas de décharge sont confinés au tableau (12).

APPENDICE 8

CALCUL DES CONCENTRATIONS IONIQUES A LA LIMITE DE LA ZONE CATHODIQUE (METHODE DE REACTION CINETIQUE ELECTRON-ATOME)

La concentration des ions d'argon formés à la limite de la chute cathodique par ionisation est donnée par la relation (38)

$$N^+ = \sigma_i N_e N_0 \Delta S \quad m^{-3} \quad (38)$$

pour la décharge à $p = 100\text{kPa}$, 8% H_2 et 92% Ar ,

dans le cas de l'argon on a:

$\sigma_i = 0.97 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ (tableau 12), $N_e = 1.75 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (tableau 9),
 $N_0 (Ar) = 5.09 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (tableau 10) et $\Delta S = 1.92 \times 10^{-6} \text{ m}$ (tableau 12).

$$N^+(Ar^+) = 0.97 \times 10^{-20} \times 1.75 \times 10^{23} \times 5.09 \times 10^{23} \times 1.92 \times 10^{-6} = 16.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}.$$

La concentration totale des ions d'argon à l'entrée de la zone de la chute cathodique sera:

$$N^+(Ar^+) = N^+(Ar^+) (SAHA) + N^+(Ar^+) (Reac. cinétique)$$

$$N^+(Ar^+) = 34.5 \times 10^{20} + 16.5 \times 10^{20} = 51 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}.$$

Ces résultats ainsi que les autres concernant les différents cas de décharge sont confinés au tableau (12).

$A_c = 2 \frac{\Pi \cdot D_c^2}{4} = 2 \frac{\Pi \times (0.8)^2}{4} = 1 \text{ mm}^2 = 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, $\bar{V}^+ (\text{Ar}^+) = 180 \text{ m/s}$ (tableau 13), $N_0(\text{Ar}) = 5,6 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $N_0(\text{H}) = 0,99 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (tableau 10) et $\bar{N}^+(\text{Ar}^+) = 34,5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (tableau 11).

La relation (76) permet de calculer la section efficace de collision σ_m

$$\sigma_m = \frac{1.848 \times 10^{-20}}{\mu_{O^+} \sqrt{(A^+ \cdot A_0) \cdot T / (A^+ + A_0)}} \text{ (m}^2\text{)} \quad (76)$$

or $T = 11\,400$ (tableau 16), $\mu_{O^+}(\text{Ar}^+) = 2,76 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (appendice 5), $A^+ (\text{Ar}^+) = 40$, $A_0 (\text{Ar}) = 40$, donc

$$\sigma_m = \frac{1.848 \times 10^{-20}}{2.76 \times 10^{-4} \sqrt{\frac{40 \times 40}{40+40} \times 11\,400}} = 1.48 \times 10^{-19} \text{ m}^2$$

La constante de temps τ_{Ar} donnée par la relation (78) sera égale:

$\tau_{\text{Ar}} = (1,48 \times 10^{-19} \times 180 \times 34,5 \times 10^{20})^{-1} = 5,2 \times 10^{-5} \text{ s}$, c'est un temps relativement court. Or, d'après le paragraphe 2.9.7.2, suite à chaque collision, l'argon $\bar{\text{Ar}}$ continue à provoquer d'autres collisions (sauf si la collision initiale est axiale) avec les atomes d'argon en les entraînant.

Or, le rapport de concentration entre les Ar et Ar^+ est égale

$$\frac{N_0(\text{Ar})}{N^+(\text{Ar}^+)} = \frac{5,6 \times 10^{23}}{34,5 \times 10^{20}} = 162.$$

Donc, pour que tout l'argon Ar devienne $\bar{\text{Ar}}$, il faut un nombre n successif de collisions tel que $162 = (2)^n$, ceci entraîne $n \cong 8$.

APPENDICE 9

CALCUL DU FLUX DES ATOMES D'HYDROGENE ENTRAINES VERS LA CATHODE ET DE L'ENERGIE DE RECOMBINAISON MOLECULAIRE (H-H) ASSOCIEE A CES ATOMES A LA SURFACE DE LA CATHODE

Les relations (77) à (81) permettent de calculer le flux des atomes d'hydrogène entraînés vers la cathode.

$$N_{\text{ent}}(\text{Ar}) = N_{\bar{\text{Ar}}} = N_0(\text{Ar}) \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{Ar}}}\right)\right) \left(\frac{\text{atomes}}{\text{m}^3}\right) \quad (77)$$

$$\text{où } \tau_{\text{Ar}} = [\sigma_m(\text{Ar}^+, \text{Ar}) \bar{V}^+(\text{Ar}^+) N^+(\text{Ar}^+)]^{-1} \quad (\text{s}) \quad (78)$$

$$N_{\text{ent}}(\text{H}) = N_{\bar{\text{H}}} = N_0(\text{H}) \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{H}}}\right)\right) \left(\frac{\text{atomes}}{\text{m}^3}\right) \quad (79)$$

$$\text{où } \tau_{\text{H}} = [\sigma_m(\bar{\text{Ar}}, \text{H}) \bar{V}(\bar{\text{Ar}}) N_{\bar{\text{Ar}}}]^{-1} \quad (\text{s}) \quad (80)$$

$$I(\text{H}) = N_{\bar{\text{H}}} \bar{V}(\text{H}) A_c \quad (\text{Atomes/s}) \quad (81)$$

Les relations (77) et (78) permettent de connaître la concentration des atomes d'argon $\bar{\text{Ar}}$, qui participent à l'entraînement des atomes d'hydrogène.

Considérons le cas de la décharge $p = 100 \text{ kPa}$, 8% H_2 et 92% Ar.

Le temps d'interaction moyen devient alors $\tau_{\bar{Ar}} = \tau_{Ar}/n = \frac{5.2 \times 10^{-5}}{8}$
 $= 6.2 \times 10^{-6}$ s.

en admettant que, selon l'appendice (9-a), $\bar{v}(\bar{Ar}) = \frac{1}{2\pi} v^+(Ar^+) = \frac{610}{2\pi} =$
 97 m/s, la distance moyenne de parcours \bar{y} , afin que tout l'argon
 devienne \bar{Ar} , est $\bar{y} = \tau_{\bar{Ar}} \bar{v}(\bar{Ar}) = 6.2 \times 10^{-6} \times 97 = 6.0 \times 10^{-4}$ m =
 0.6 mm. Or, expérimentalement la zone d'entraînement AB possède
 une longueur $l_{AB} = 1$ mm. Ce résultat confirme l'hypothèse que c'est
 tout l'argon dans la zone AB qui participe à l'entraînement des atomes
 d'hydrogène. Par la suite, on considère $N_{\bar{Ar}} = N_0(Ar)$.

La relation (80) permet de connaître la constante de temps τ_H associé
 à l'entraînement des atomes d'hydrogène par les \bar{Ar} .

Or $N_{\bar{Ar}} = N_0(Ar) = 5.6 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et $\sigma_m(\bar{Ar}, H) = 6.62 \times 10^{-19} \text{ m}^2$
 (relation 76) et $\bar{v}(\bar{Ar}) = 97 \text{ m/s}$, on aura:

$$\tau_H = (6.62 \times 10^{-19} \times 97 \times 5.6 \times 10^{23})^{-1} = 4.1 \times 10^{-8} \text{ s.}$$

La relation (79) indique que $N_{\bar{H}} = N_0(H)$ pour $t \geq 5 \tau_H = 5 \times 4.1 \times 10^{-8} =$
 2×10^{-7} s. Ce temps est très court, il est de l'ordre du temps de
 relaxation entre les espèces. Ceci implique que tout l'hydrogène $N_0(H)$
 dans la zone AB sera entraîné vers la cathode.

La relation (81) donne la valeur du flux des atomes H entraînés et
 d'après l'appendice (9-a) on a:

$$I(\bar{H}) = x \cdot 0.99 \times 10^{23} \times 97 \times 1 \times 10^{-6} = 0.96 \times 10^{19} \text{ atomes/s.}$$

Ce résultat et les autres concernant les différents cas de décharge étudiés sont confinés dans le tableau (14).

Le pourcentage du flux $I(\bar{H})$ par rapport à celui injecté dans le réacteur $I_i(H)$ sera égal à:

$$\% \frac{I(\bar{H})}{I_i(H)} = \frac{I(\bar{H})}{2I_i(H_2)} \times 100,$$

$$\text{or } I_i(H_2) = \frac{8}{100} \times \frac{1.05 \text{ l}}{60 \text{ s}} \times \frac{6.023 \times 10^{23} \text{ molécules}}{22.4 \text{ l}} = 3.76 \times 10^{19}$$

$$\text{molécules/s, donc: } \% \frac{I(\bar{H})}{I_i(H)} = \frac{0.96 \times 10^{19}}{2 \times 3.76 \times 10^{19}} \times 100 = 12.8\%.$$

Ce résultat, ainsi que les autres concernant les autres cas de décharge sont confinés au tableau 14 et présentés dans la figure (9).

L'énergie de recombinaison moléculaire est donnée par la relation (82).

$$Q_{H-H} = 1/2 I(\bar{H}) E_{H-H} \quad (W) \quad (82)$$

Dans ce cas: $Q_{H-H} = 0.96 \times 10^{19} \times 4.52 \times 1.6 \times 10^{-19} = 4.3 \text{ watts}.$

Cette énergie est faible, mais elle devient non négligeable une fois combinée à celle dégagée lors de la recombinaison H-H entre les atomes H associés aux ions H^+ du courant ionique $I^+(H^+)$ après leur recombinaison atomique, se recombinant à nouveau sous forme moléculaire. L'appendice (10) illustre ce calcul.

APPENDICE (9a)

MODELE DE COLLISIONS ET D'ENTRAINEMENT ENTRE LES IONS ET LES ATOMES D'ARGON ET LES ATOMES D'HYDROGENE

I. ENTRAINEMENT DES ATOMES D'ARGON Ar PAR LES IONS D'ARGON Ar^+ (EFFET DU CHAMP ELECTRIQUE E_0)

Les ions d'argon Ar^+ , suite aux collisions, communiquent en premier lieu leurs énergies cinétiques, acquises dans le champ électrique E_0 , aux atomes d'argon Ar . Ce raisonnement est basé sur la nette prédominance des atomes Ar dans le mélange ($\text{Ar} + \text{H}$). En effet, l'argon représente 96% du mélange dans un cas de décharge et 85% dans un autre cas, en admettant que l'hydrogène est complètement dissocié (appendice 3).

Lors de chaque collision Ar^+ avec Ar , une partie de l'énergie cinétique de Ar^+ est transmise à Ar . Ce transfert se réalise selon une distribution continue en fonction de l'angle de collision. Une collision frontale permet un transfert maximal de l'énergie cinétique, dans ce cas l'atome Ar acquiert la vitesse de l'ion Ar^+ et ce dernier se trouve momentanément à une vitesse nulle. Immédiatement après le choc, le champ électrique E_0 accélère l'ion Ar^+ le long d'une distance de l'ordre du libre parcours moyen $\bar{\lambda}$.

Un calcul simple permet d'évaluer cette vitesse de l'ion Ar^+ à la fin de cette distance. En effet, l'accélération de Ar^+ est égale à $\frac{eE_0}{m(\text{Ar}^+)}$ et la valeur de \bar{l} selon la référence [11] est égale à $\frac{1}{N_0(\text{Ar}) \sigma_m (\text{Ar}^+-\text{Ar})}$, la vitesse finale de l'ion Ar^+ après le parcours de cette distance est

$$v^+(\text{Ar}^+) = \left(\frac{2eE_0 \bar{l}}{m(\text{Ar}^+)} \right)^{1/2}.$$

À titre d'exemple, considérons le cas de la décharge à 8% H_2 , 92% Ar et $p = 100\text{kPa}$, on a $E_0 = 65 \times 10^2 \text{ V/m}$, $N_0(\text{Ar}) = 5.6 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $\sigma_m (\text{Ar}^+-\text{Ar}) = 1.48 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ (appendice 9), $m(\text{Ar}^+) = 66.8 \times 10^{-27} \text{ kg}$, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ et $N(\text{Ar}^+) = 34.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Donc:

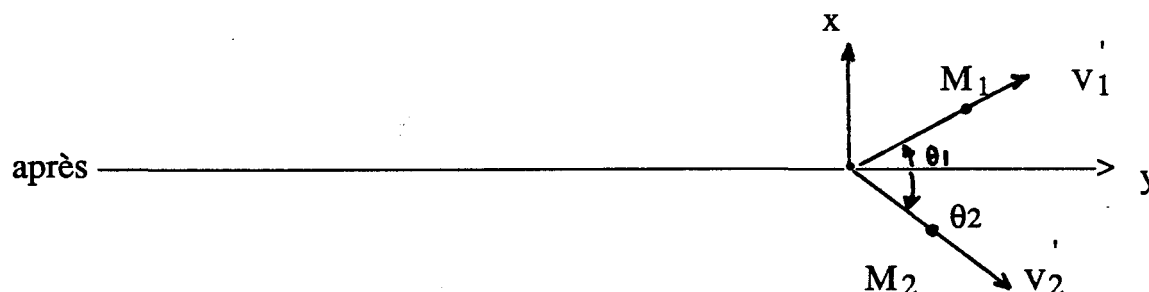
$$\bar{l} = \frac{1}{5.6 \times 10^{23} \times 1.48 \times 10^{-19}} = 0.12 \times 10^{-4} \text{ m}$$

$$\text{et } v^+(\text{Ar}^+) = \left(\frac{2 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 65 \times 10^2 \times 0.12 \times 10^{-4}}{66.8 \times 10^{-27}} \right)^{1/2}$$

$$= 610 \text{ m/s}$$

Dans la réalité l'atome d'argon aura une vitesse moyenne variant de 0 à la valeur de $v^+(\text{Ar}^+)$, ceci dépend de l'angle de collision.





où $M_1 = m(\text{Ar}^+)$ masse de Ar^+ , $v_1 = v^+(\text{Ar}^+)$ vitesse initiale de Ar^+

$M_2 = m(\text{Ar})$ masse de Ar , $v_1 = v_1(\text{Ar}^+)$ vitesse après la collision de Ar^+
et $v_2 = v_2(\text{Ar})$ vitesse après collision de Ar .

La loi de conservation du momentum permet d'écrire, selon l'axe y:
 $m(\text{Ar}^+) v^+(\text{Ar}^+) = m(\text{Ar}^+) v_1(\text{Ar}^+) \cos\theta_1 + m(\text{Ar}) v_2(\text{Ar}) \cos\theta_2$.

Or $m(\text{Ar}^+) \simeq m(\text{Ar})$, on aura alors selon y: $v^+(\text{Ar}^+) = v_1(\text{Ar}^+) \cos\theta_1 + v_2(\text{Ar}) \cos\theta_2$. et selon x: $0 = v_1(\text{Ar}^+) \sin\theta_1 - v_2(\text{Ar}) \sin\theta_2$.

Le nombre de ces collisions dans un volume donné est très grand. Il est de l'ordre de la valeur de la concentration ionique de l'argon $N^+(\text{Ar}^+)$. Donc on peut conclure qu'il y aura probablement autant de valeurs de θ_1 qui sont égales aux valeurs de θ_2 . Donc statistiquement, on peut considérer que la valeur moyenne de l'ensemble de θ_1 est égale à la valeur moyenne de l'ensemble des θ_2 . Avec ce raisonnement, les deux relations ci-dessus donnent avec $\bar{\theta}_1 = \bar{\theta}_2 = \theta$,
 $v_1(\text{Ar}^+) = v_2(\text{Ar}) = \frac{1}{2} v^+(\text{Ar}^+) = \frac{610}{2} = 305 \text{ m/s}$.

La vitesse de l'atome d'argon $v_2(\text{Ar})$ selon θ possède une composante selon l'axe y du champ électrique E_0 . La valeur moyenne de cette composante suite à la première collision avec un Ar^+ sur l'intervalle $0 \leq \theta \leq \pi$ est:

$$v_1(\bar{\text{Ar}}) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{v_2(\text{Ar}) \cos \theta \cdot d\theta}{\pi} = \frac{2}{\pi} v_2(\text{Ar}) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta d\theta$$

$$= \frac{2}{\pi} v_2(\text{Ar}) = \frac{2}{\pi} \times \frac{v^+(\text{Ar}^+)}{2} = \frac{v^+(\text{Ar}^+)}{\pi}.$$

Après cette collision $\bar{\text{Ar}}$ dissipe son énergie cinétique avec les autres atomes Ar. Donc la valeur moyenne de la vitesse des atomes d'argon entraînés vers la cathode est

$$v(\bar{\text{Ar}}) = \frac{v_1(\bar{\text{Ar}})}{2} = \frac{v^+(\text{Ar}^+)}{2\pi}$$

Dans notre exemple de calcul, la valeur de $v(\bar{\text{Ar}})$ sera: $v(\bar{\text{Ar}}) = \frac{610}{2\pi} =$

97 m/s. (tableau 13). Cette vitesse se communique aux autres atomes d'argon sous l'effet de collisions élastiques, donc sans perte d'énergie (atome-atome) et ainsi de suite. Le champ électrique E_0 régénère la vitesse des ions et le processus de collisions avec les atomes d'argon, et par conséquent le transfert de la vitesse $v(\bar{\text{Ar}})$ à ces atomes, se poursuit.

Le transfert de cette vitesse s'effectue selon une progression géométrique. Le nombre n de collisions successives nécessaires afin

que l'ensemble des atomes d'argon acquiert la vitesse $\bar{v}(\text{Ar})$ est tel que: $\frac{N_0(\text{Ar})}{N(\text{Ar}^+)} = (2)^n$. Dans notre exemple de calcul, on aura:

$$\left(\frac{5.6 \times 10^{23}}{34.5 \times 10^{20}} \right) = (2)^n \Rightarrow n \simeq 8.$$

Donc pour une distance $d_n = 8 \bar{l}$, on peut affirmer que c'est l'ensemble de l'argon atomique qui aura la vitesse $v(\bar{\text{Ar}})$ acquise lors des premières collisions. Numériquement, dans notre exemple de calcul, on aura: $d_n = 8 \times 0.12 \times 10^{-4} \simeq 0.1 \times 10^{-3} \text{ m}$.

Or la zone d'entraînement AB, déterminée expérimentalement, est égale à 1 mm, soit dix fois la distance d_n . On peut affirmer donc que c'est la totalité des atomes d'argon qui participe à l'entraînement vers la cathode. Également, les particules d'argon seront soumises à un processus répété de collisions vers la cathode, si bien que la vitesse acquise par les atomes d'hydrogène sera supérieure à celle calculée d'après le modèle établi pour les cas à pressions opératoires moins élevées. Il en résulte un flux d'atomes d'hydrogène à la cathode plus élevés que ceux calculés pour les cas respectifs de 40 kPa et 20 kPa.

II. ENTRAINEMENT DES ATOMES D'HYDROGENE PAR LES ATOMES D'ARGON

L'effet du champ électrique E_0 sur les collisions atome-atome n'existe pas. Dans l'ensemble, on peut considérer ces collisions comme élastiques. Dans le cas de la collision d'un atome Ar avec un atome H

servant comme cible, il y a un transfert d'une partie de l'énergie cinétique de l'atome d'argon vers l'atome d'hydrogène. Le modèle suivant donne la valeur de la vitesse acquise par l'hydrogène. Les paramètres du schéma ci-haut représentent ici: M_1 = masse de l'Ar, v_1 = vitesse initiale de l'Ar, v_1' = vitesse après collisions de l'Ar, M_2 = masse de l'H et v_2 = vitesse après collisions de l'H.

- La loi de conservation de l'énergie cinétique =>

$$\frac{1}{2} M_1 v_1^2 = \frac{1}{2} M_1 v_1'^2 + \frac{1}{2} M_2 v_2'^2 \quad \langle 1 \rangle$$

- La loi de conservation de la quantité de mouvement =>

$$a) \text{ selon } y: M_1 v_1 = M_1 v_1' \cos \theta_1 + M_2 v_2' \cos \theta_2 \quad \langle 2 \rangle$$

$$b) \text{ selon } x: 0 = M_1 v_1' \sin \theta_1 - M_2 v_2' \sin \theta_2 \quad \langle 3 \rangle$$

or $M_1 \gg M_2$, cas d'un atome d'hydrogène (cible) et d'un atome d'argon (projectile).

$$\langle 1 \rangle \Rightarrow \frac{M_1}{M_2} (v_1^2 - v_1'^2) = v_2'^2 \quad \langle 4 \rangle$$

comme $M_1 \gg M_2 = \frac{1}{40} M_1 \Rightarrow 0 \leq \theta_1 \leq \frac{1}{40} \text{ (rd)}$, ref. [12] et [29]

$$\Rightarrow \theta_1 \simeq 0 \Rightarrow \theta_2 \simeq 0 \Rightarrow v_1 \simeq v_1' \text{ et } v_2 \simeq v_1 \quad \langle 6 \rangle$$

c'est-à-dire que l'atome hydrogène va acquérir la même vitesse que l'atome d'argon.

Ce résultat indique que la vitesse d'entraînement des atomes d'hydrogène $\overline{v(H)}$ est égale à celle que les atomes d'argon ont déjà acquises $\overline{v(Ar)}$.

L'énergie cinétique transmise à l'atome d'hydrogène est très faible par rapport à celle que possède l'atome d'argon, en effet:

$$W(H) = \frac{1}{2} m(H) v(\overline{H})^2 = \frac{1}{2} \frac{m(Ar)}{40} \cdot v^2(\overline{Ar}) = \frac{1}{40} W(Ar).$$

L'énergie cinétique de l'atome d'argon est donc presque inchangée après sa collision avec l'atome d'hydrogène.

Il faut rappeler ici que la probabilité de collision entre un ion d'argon Ar^+ et un atome d'hydrogène est très faible, en effet la concentration des ions Ar^+ est de l'ordre 300 fois plus petite que celles des atomes d'argon.

Donc on conclut que le modèle d'entraînement développé ci-dessus propose que ce sont les ions d'argon Ar^+ qui sont responsables de l'entraînement des atomes d'argon Ar , et que ce sont ces derniers qui sont responsables de l'entraînement des atomes d'hydrogène. Enfin, la vitesse d'entraînement $v(\overline{H}) = v(\overline{Ar}) = \frac{v^+(Ar^+)}{2\pi}$.

Les atomes d'hydrogène entraînés \overline{H} peuvent rentrer en collision avec les atomes d'argon Ar . Or $M(H) \ll M(Ar)$, ce qui implique un rebondissement de l'atome d'hydrogène. Ce rebondissement s'annulera lors d'une deuxième collision avec un atome \overline{Ar} . Au niveau B, il y a autant d'atomes d'hydrogène qui peuvent s'échapper vers la cathode à la vitesse $v(\overline{H})$ qu'il y en a qui rebondissent. Donc le flux des atomes d'hydrogène $I(N\overline{H})$ sera: $I(\overline{H}) = N(\overline{H}) v(\overline{H}) A_c$.

APPENDICE 10

CALCUL DU COURANT IONIQUE ET DES ENERGIES DE RECOMBINAISON ET DE BOMBARDEMENT RESULTANTES A LA SURFACE DE LA CATHODE

La relation (40), d'après le développement dans l'appendice 6 donne la densité du courant ionique sous forme:

$$J^+ = e \overline{v^+} N^+ \quad (\text{A/m}^2) \quad (40)$$

et la relation (60) indique la puissance de recombinaison associée à ce courant

$$Q_{r,ion} = \sum_i J_i^+ \Phi_{i,i} A_c \quad (\text{W}) \quad (60)$$

quant à la relation (86) elle donne la puissance de bombardement associée à ce courant

$$Q_{bomb} = \sum_i \frac{1}{2e} I_i^+ m_i^+ v_{ic}^+ \quad (86)$$

où $\Phi_i (\text{Ar}) = 15.75 \text{ V}$ et $\Phi_i (\text{H}) = 13.6 \text{ V}$

Pour les conditions de décharge à $p = 100 \text{ kPa}$, 8% H_2 et 92% Ar , on a:

$$A_c = 2 \times \frac{\pi \times D_c^2}{4} = 2 \times \frac{\pi \times (0.81)^2}{4} = 1 \text{ mm}^2 = 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2$$

Il faut noter ici que la surface A_c exposée au plasma, augmente avec la baisse de la pression, ceci est dû à l'augmentation du volume de la décharge. Expérimentalement, on a trouvé $A_c = 2 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ ($p = 40 \text{ kPa}$) et $A_c = 7.07 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ ($p = 20 \text{ kPa}$).

$v_c^+ = 0.75 \times v_2^+$ (relation 87) et d'après la relation (83) on aura:

$$v_c^+ = 0.75 \times (v_1^{+2} + 2 \cdot \frac{E_c e}{m^+} \Delta S)^{1/2}$$

Pour l'argon on a: $E_c = 8.2 \times 10^6$ V/m, $m^+(Ar^+) = 66.8 \times 10^{-27}$ kg, $\Delta S = 1.92 \times 10^{-6}$ m, $v_1^+(Ar) = 1\,490$ m/s. et $N^+(Ar^+) = 51 \times 10^{20}$ m⁻³ et $N^+(H^+) = 21.86 \times 10^{20}$ m⁻³ (tableaux 12 et 13).

$$\text{Donc } v_c^+ = 0.75 \left((1\,490)^2 + \frac{2 \times 8.2 \times 10^6 \times 1.6 \times 10^{-19}}{66.8 \times 10^{-27}} \times 1.92 \times 10^{-6} \right)^{1/2}$$

$$= 6\,600 \text{ m/s (tableau 13).}$$

de la même façon, on trouve $v_c^+(H) = 42\,000$ m/s, alors la densité du courant ionique pour Ar^+ sera:

$$J^+(Ar^+) = 51 \times 10^{20} \times 6\,600 \times 1.6 \times 10^{-19} = 53\,856 \times 10^2 \text{ A/m}^2$$

$$\text{et } I^+(Ar^+) = 53\,856 \times 10^2 \times 1 \times 10^{-6} = 5.4 \text{ A}$$

$$\text{et } Q_{r.\text{ion}}(Ar^+) = 53\,856 \times 10^2 \times 1 \times 10^{-6} \times 15.75 = 84 \text{ W}$$

$$\text{de la même façon on trouve } J^+(H^+) = 14\,656 \times 10^3 \text{ A/m}^2$$

$$\text{et } Q_{r.\text{ion}}(H^+) = 198 \text{ W (tableau 15)}$$

$$\text{et } I^+(H^+) = 14\,656 \times 10^3 \times 1 \times 10^{-6} = 14.6 \text{ A}$$

en divisant par la charge élémentaire on aura le nombre des ions par seconde qui arrivent à la cathode, soit:

$$I^+(\text{Ar}^+)/e = \frac{5.38}{1.6 \times 10^{-19}} = 3.4 \times 10^{19} \text{ ions/s.}$$

Ce résultat ainsi que les autres pour les différentes conditions de décharge sont confinés au tableau (14).

Pour la puissance de bombardement, on aura:

$$Q_{\text{bomb}}(\text{Ar}^+) = \frac{1}{2} \times 3.4 \times 10^{19} \times 66.8 \times 10^{-27} \times (6600)^2 = 49 \text{ W}$$

ainsi que $Q_{\text{bomb}}(\text{H}^+) = 128 \text{ W}$.

$$\begin{aligned} \text{L'énergie de recombinaison totale} &= Q_{\text{r.ion}}(\text{Ar}^+) + Q_{\text{r.ion}}(\text{H}^+) = 84 + 198 \\ &= 282 \text{ W et celle de bombardement totale} = 49 + 128 = 177 \text{ W.} \end{aligned}$$

Il faut noter que les ions d'hydrogène après leur recombinaison atomique, se recombinent à nouveau sous forme moléculaire.

L'énergie $Q'(\text{H-H})$ associée au courant ionique sera:

$$\begin{aligned} Q'(\text{H-H}) &= \frac{1}{2} J^+(\text{H}^+) A_c \times 4.52 = \frac{1}{2} \times 14\,656 \times 10^3 \times 1 \times 10^{-6} \times 4.52 \\ &= 33 \text{ W.} \end{aligned}$$

L'énergie totale de recombinaison moléculaire $Q_t(\text{H-H})$ sera:

$$Q_T(\text{H-H}) = Q_{\text{ent.}(\text{H-H})} + Q'(\text{H-H}) = 4 \text{ (appendice 9)} + 33 = 37 \text{ W.}$$

Ce résultat figure dans le tableau (15).

$$\begin{aligned} &+ \\ \text{Quant au courant ionique total } I_T &= I^+(\text{Ar}^+) + I^+(\text{H}^+) = 5.4 + 14.6 = 20\text{A.} \end{aligned}$$

Or, Le courant de la décharge est $I_{exp} = 65A$, donc le courant thermoionique nécessaire pour entretenir la décharge doit être: $I_{e.th} = I_{exp} - I_T$ soit: $I_{e.th} = 65 - 20 = 45 A$.

L'appendice (13) justifie cette dernière valeur.

APPENDICE 11

CALCUL DE LA TEMPERATURE DE SURFACE DE LA CATHODE

La relation (31) permet de calculer la température de surface de la cathode. En effet,

$$T_c = C_2 \cdot \frac{(\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \cdot \lambda_2} \cdot \left[\frac{1}{[\ln(I_1/I_2) + 5 \ln(\lambda_1/\lambda_2)]} \right] \quad (31)$$

$$C_2 = 1.4388 \times 10^{-2} \text{ m.K.}$$

Le paragraphe 4.8 indique la démarche afin de déterminer cette température.

L'intensité de rayonnement I_W émise à la surface de la cathode (tungstène) est liée à celle émise par la surface et le plasma ensemble I_T et celle émise uniquement par le plasma par la relation: $I_W = I_T \cdot \beta$ I_p où β est un facteur de correction qui dépend de la géométrie de visée $0 \leq \beta \leq 1$.

β est déterminé expérimentalement en calculant T_c pour trois combinaisons de longueurs d'onde soit:

$$\lambda_1 = 500 \text{ nm avec } I_T(\lambda_1) = 2.78 \text{ et } I_p(\lambda_1) = 4.56$$

$$\text{décharge} \quad \lambda_2 = 550 \text{ nm avec } I_T(\lambda_2) = 2.05 \text{ et } I_p(\lambda_2) = 3.1$$

$$p = 100 \text{ kPa}$$

$$2\%H_2 \text{ et } 98Ar \quad \lambda_3 = 600 \text{ nm avec } I_T(\lambda_3) = 1.52 \text{ et } I_p(\lambda_3) = 2.2$$

Les intensités sont données en valeurs relatives.

Après correction avec la lampe d'étalonnage

on multiplie l'intensité pour λ_1 par $46 \mu\text{W cm}^{-2} \text{ nm}^{-1}$

et on multiplie l'intensité pour λ_2 par $57 \mu\text{W cm}^{-2} \text{ nm}^{-1}$

et on multiplie l'intensité pour λ_3 par $80 \mu\text{W cm}^{-2} \text{ nm}^{-1}$

Ce qui donne

$$I_W(\lambda_1) = (2.78 - \beta \ 4.56) \times 46 \mu\text{W cm}^{-2} \text{ nm}^{-1}$$

$$I_W(\lambda_2) = (2.05 - \beta \ 3.1) \times 57 \mu\text{W cm}^{-2} \text{ nm}^{-1}$$

$$I_W(\lambda_3) = (1.52 - \beta \ 2.2) \times 80 \mu\text{W cm}^{-2} \text{ nm}^{-1}$$

En rentrant ces données dans la relation (31) pour trois combinaisons, soit: $T_c(\lambda_1, \lambda_2)$, $T_c(\lambda_2, \lambda_3)$ et $T_c(\lambda_1, \lambda_3)$, on aura les valeurs suivantes 3 620 K, 3 570 K et 3 600 K respectivement.

La valeur de β correspondant est $\beta = 0.51$. Cette valeur est la seule à donner des résultats aussi rapprochés pour la même température.

Une valeur moyenne donne $T_c = 3\ 600\ \text{K}$.

Expérimentalement on a remarqué la fusion du tungsten au début de la décharge sur la pointe de la cathode. Or la température de fusion est $T_c = 3\ 660\ \text{K}$. L'écart n'est que de 60 K par rapport au calcul, donc on est à l'intérieur des limites d'erreur (appendice 1). Pour les fins de calcul, on choisira $T_c = 3\ 630\ \text{K}$ comme température moyenne de surface à pression atmosphérique (en régime permanent la pointe de la cathode demeure solide).

Ces résultats et les autres concernant les différents cas de décharge sont confinés au tableau 8.

APPENDICE 12

CALCUL DE QUELQUES PARAMETRES DU BILAN D'ECHANGE D'ENERGIE

1. ENERGIE D'EVAPORATION ATOMIQUE A LA SURFACE DE LA CATHODE

La relation (49) permet de calculer cette énergie

$$Q_{e.at.} = \dot{m}_{e.at} \Delta H A_c \quad (W) \quad (49)$$

à la pression atmosphérique la température de surface de la cathode $T_c = 3\,630\text{ K}$. Pour le tungstène la référence [16] donne:

$\dot{m}_{e.at} = 7.5 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^2.s$ et $\Delta H = 4\,002 \times 10^3 \text{ J/kg}$ et $A_c = 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, donc

$$Q_{e.at.} = 7.5 \times 10^{-4} \times 4\,002 \times 10^3 \times 1 \times 10^{-6} \approx 0.003 \text{ (W)}$$

Cette valeur est négligeable par rapport aux autres énergies, par conséquent on ne tiendra pas compte de ce mode d'échange d'énergie à la surface de la cathode.

II. ENERGIE PERDUE PAR RAYONNEMENT

L'énergie échangée par rayonnement à la surface de la cathode est donnée par la relation (51)

$$Q_{ray} = \sigma_B A_c (\epsilon_c T_c^4 - \epsilon_p T_p^4) \quad (W) \quad (51)$$

Le terme $\sigma_B \epsilon_p T_p^4 A_c$ représente la puissance de rayonnement fournie à la cathode par le plasma. Ce terme sera inclus dans l'étude de la convection générale plus loin dans cet appendice. L'énergie perdue par rayonnement à la surface de la cathode sera:

$$Q_{\text{ray}} = \sigma_B A_B \epsilon_c T_c^4 A_c$$

or $\sigma_B = 5.67 \times 10^{-8} \text{ (W m}^{-2} \text{ K}^{-4})$, ϵ_c (tungsten) = 0.361 à la température 3 630 K, ref. [13].

$$\text{donc } Q_{\text{ray}} = 5.67 \times 10^{-8} \times 0.351 \times (3\,630)^4 \times 1 \times 10^{-6} = 3.5 \text{ W}$$

III. ENERGIE FOURNIE A LA CATHODE PAR CONVECTION

Dans les différents cas de décharge étudiés, c'est l'argon qui forme la majorité du mélange. Les valeurs des paramètres utilisés dans la relation (52) seront considérées pour l'argon:

$$Q_c = \bar{h}_c A_c (\Delta H_p - \Delta H_c) \quad (\text{W}) \quad (52)$$

$$\Delta H_p (T_p = 9\,000 \text{ K}) = 5.5 \times 10^6 \text{ J/kg et } \Delta H_c (T_c = 3\,630 \text{ K}) = 3.2 \times 10^6 \text{ J/kg, réf. [18] et } A_c = \frac{2 \times \pi \cdot d^2}{4} = \frac{2 \times \pi \cdot (0.8)^2}{4} = 1 \text{ mm}^2$$

Condition de la décharge 2% H₂, 98% Ar et p = 100 kPa.

Les relations (53) à (56) inclusivement permettent de déterminer la valeur de \bar{h}_c

$$Nu = 0,76 Re^{1/2} Pr^{0,4} \quad (53)$$

$$Re = d \bar{v} \rho / \mu \quad (54)$$

$$Pr = C_p \mu / K_p \quad (55)$$

$$\bar{h}_c = N_u K_p / C_p d \quad (56)$$

or: $d = 0,9 \text{ mm}$

$$\bar{v}(\text{Ar}) = \frac{1}{2} v_1^+(\text{Ar}^+) \text{ (appendice 9-a)} = \frac{1}{2} \times 1\,279 \text{ (tableau 13)} =$$

640 m/s,

$\rho = 5 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^3$, $\mu = 2 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $C_p = 1.5 \times 10^3 \text{ J/kg K}$,

$K_p = 5 \times 10^{-1} \text{ W/m K}$. Toutes ces données sont tirées de la référence [18]. Donc

$$R_e = \frac{0.80 \times 10^{-3} \times 640 \times 5 \times 10^{-2}}{2 \times 10^{-4}} = 128$$

$$P_r = \frac{1.5 \times 10^3 \times 2 \times 10^{-4}}{5 \times 10^{-1}} = 0.6.$$

Cette valeur de P_r est du même ordre de grandeur pour les gaz donnés dans la littérature.

$$N_u = 0.76 (128)^{1/2} \times (0.6)^{0.4} = 7$$

$$\text{alors } \bar{h}_c = \frac{7 \times 5 \times 10^{-1}}{1.5 \times 10^3 \times 0.8 \times 10^{-3}} = 2.91 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$$

$$\text{Alors } Q_{\text{conv}} = 2.91 \times 1 \times 10^{-6} \times (5.5 - 3.2) \times 10^6 = 6.7 \text{ W}.$$

Cette valeur est petite par rapport à celles des autres modes d'énergie. En plus, elle doit diminuer avec la baisse de la pression. D'un autre

côté, cette valeur est du même ordre de grandeur que la puissance perdue par rayonnement. Donc, ces deux phénomènes se compensent mutuellement et ils seront éliminés du bilan final d'échange d'énergie.

IV. CHALEUR PRELEVEE A LA CATHODE PAR REFROIDISSEMENT

La relation (50) donne la valeur de cette chaleur en fonction du débit d'eau.

$$Q_{\text{réf.}} = \dot{m}_{\text{eau}} C_p \cdot (T_2 - T_1) \quad (\text{W}) \quad (50)$$

dans le cas de la décharge à $p = 100 \text{ kPa}$, 2% H_2 et 98% Ar , on a les données suivantes: $\dot{m}_{\text{eau}} = 10.9 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, $C_p = 4187 \text{ J/kg K}$, $T_2 - T_1 = 3.6 \text{ K}$, donc: $Q_{\text{réf.}} = 11.8 \times 10^{-3} \times 4187 \times 3.6 = 180 \text{ W}$.

Ce résultat figure dans les tableaux (1) et (15), ces tableaux rassemblent aussi tous les résultats de calcul de cette chaleur pour les différents cas de décharge.

APPENDICE 13

ENERGIE PERDUE A LA CATHODE PAR EVAPORATION DES ELECTRONS THERMOEMISSIFS

Les relations (57), (58) et (59) permettent de calculer la puissance dégagée lors de l'évaporation des électrons thermoioniques à la surface de la cathode.

$$Q_{e.th} = A_c J_e \Phi_{i.c} \quad (W) \quad (57)$$

$$\ln J_e = \ln J_0 + 0,04402 \sqrt{E_c/T_c} \quad (58)$$

$$J_0 = A T_c^2 \exp(-11600 \Phi_{i.c}/T_c) \quad (A.m^{-2}) \quad (59)$$

Conditions de la décharge:

$p = 100\text{kPa}$, 8% H_2 et 92% Ar.

$\Phi_{i.c} (W) = 4.52 \text{ V}$, $A (T_c = 3\,630\text{K}) = 72 \times 10^4 \text{ (S.I)}$, $T_c = 3\,630 \text{ K}$ (tableau 8), $A_c = 1\text{mm}^2$ et $E_c = 8.2 \times 10^6 \text{ V/m}$ (tableau 12). Donc

$$J_0 = 72 \times 10^4 (3\,630)^2 \times \exp\left(\frac{-11\,600 \times 4.52}{3\,630}\right) = 506 \times 10^4 \text{ A m}^{-2}$$

$$\ln J_e = \ln (506 \times 10^4) + 0.04402 \times \left(\frac{8.2 \times 10^6}{3\,630}\right)^2, \text{ soit:}$$

$$J_e = 4\,100 \times 10^4 \text{ A/m}^2.$$

Le courant thermoionique sera:

$$I_e = 4\,100 \times 10^4 \text{ A} \times A_c = 4\,100 \times 10^4 \times 1 \times 10^{-6} = 41.5 \text{ A}.$$

Or d'après l'appendice (10), il faut que $I_{e.th} = 45A$ pour entretenir la décharge. Le calcul est donc justifié:

$$\Phi_{e.th} = I_{e.th} \times \Phi_{i.c} = 41 \times 4.52 = 185 \text{ watts.}$$

Ces résultats sont confinés aux tableaux 14 et 15.

APPENDICE 14

EXEMPLE COMPLET DE CALCUL DU BILAN D'ÉCHANGE D'ÉNERGIE À LA SURFACE DE LA CATHODE

Condition de la décharge, $p = 20\text{kPa}$, 8% H_2 , 92% Ar

$$I = 58\text{A et } V = 30\text{V et } A_c = \frac{\pi \times (3)^2}{4} = 7.07 \text{ mm}^2. l_{AB} = 1\text{mm},$$

$T_{\text{moy}} = 10\,000 \text{ K}$. T_{moy} représente la température moyenne dans la zone AB.

I. CALCUL DU FLUX D'HYDROGENE ENTRAINE VERS LA CATHODE ET L'ENERGIE DE RECOMBINAISON MOLECULAIRE O(H-H) CORRESPONDANTE

L'appendice 9 indique la démarche à suivre pour ce calcul. Les valeurs des paramètres sont les suivantes:

$$\mu_o^+(\text{Ar}^+) = 2.76 \times 10^{-4} \text{ m}^2. \text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}. \text{ (appendice 5), } A^+(\text{Ar}^+) = 40, A_o(\text{H}) = 1. \text{ Donc } \sigma_m(\text{Ar}^+, \text{H}) = 6.94 \times 10^{-19} \text{ m}^2.$$

$$\text{D'autre part } v^+(\text{Ar}^+) = 1830 \text{ m/s (tableau 13), } \bar{v}(\bar{\text{Ar}}) = \frac{1}{2\pi} v^+(\text{Ar}^+) = 300\text{m/s (appendice 9) et } \bar{v}(\bar{\text{H}}) = \bar{v}(\bar{\text{Ar}}), \bar{N}^+(\text{Ar}^+) = 4.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ (tableau 11), } \bar{N}_d(\text{H}) = 0.22 \times 10^{23} \text{ m}^{-3} \text{ (tableau 10).}$$

De la même façon, on trouve $\sigma_m = (\text{Ar}^+, \bar{\text{Ar}}) = 1.55 \times 10^{-19} \text{ m}^2$,
 $N_0(\text{Ar}) = 1.25 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (tableau 10).

La relation (78) donne $\tau_{\text{Ar}} = (1.55 \times 10^{-19} \times 600 \times 4.3 \times 10^{20})^{-1} =$
 $1.4 \times 10^{-5} \text{ s}$ et $\frac{N_0(\text{Ar})}{N^+(\text{Ar}^+)} = \frac{1.25 \times 10^{23}}{4.3 \times 10^{20}} = 290$

D'après l'appendice 9, le nombre n de collisions nécessaires afin que tout l'argon soit entraîné est: $290 = (2)^n \Rightarrow n = 9$.

Le temps d'interaction moyen devient $\bar{\tau}_{\text{Ar}} = \tau_{\text{Ar}}/n = \frac{1.4 \times 10^{-5}}{9} =$

$0.16 \times 10^{-5} \text{ s}$. La distance moyenne de parcours sera:

$\bar{y} = \bar{\tau}_{\text{Ar}} \times \bar{V}(\bar{\text{Ar}}) = 0.16 \times 10^{-5} \times 300 = 0.45 \text{ mm}$, or $l_{\text{AB}} = 1 \text{ mm}$, ceci justifie les conditions énoncées en ce qui concerne l'équation (68), à savoir que toutes les particules d'argon sont entraînées à l'intérieur de la zone l_{AB} .

On a aussi $\tau_{\bar{\text{H}}} = (6.94 \times 10^{-19} \times 400 \times 1.25 \times 10^{23})^{-1} = 2.87 \times 10^{-8} \text{ s}$.

Ce temps est très court, il est de l'ordre de grandeur du temps de relaxation entre les espèces, ceci justifie l'approche mentionnée au paragraphe 2.9.7.2 qui stipule que c'est tout l'hydrogène qui participe aux collisions des atomes $\bar{\text{Ar}}$. Par la suite, on considérera
 $N_{\bar{\text{H}}} = N_0(\text{H}) = 0.22 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

La relation (81) permet de trouver le flux de l'hydrogène entraîné vers la cathode I ($\bar{\text{H}}$) $= 0.22 \times 10^{23} \times 300 \times 7.07 \times 10^{-6} =$
 $4.66 \times 10^{19} \text{ atomes/s}$. Ce résultat est confiné au tableau 14.

Quant à la puissance de recombinaison moléculaire associée à ce flux, elle est donnée par la relation (82):

$$Q \text{ (H-H)}_{\text{ent}} = \frac{1}{2} \times 4.66 \times 10^{19} \times 4.52 \times 1.6 \times 10^{-19} = 17 \text{ W. (tableau 16).}$$

II. COURANT IONIQUE ET ENERGIE DE RECOMBINAISON ET DE BOMBARDEMENT ATOMIQUE ASSOCIES

L'appendice (10) indique la démarche à suivre pour ce calcul.

D'abord: $\Delta S = 2.57 \times 10^{-6} \text{ m}$, $E_c = 6.2 \times 10^6 \text{ V/m}$, $m^+_{Ar} = 66.8 \times 10^{-27} \text{ kg}$
 $v_1^+ (Ar) = 8\,880 \text{ m/s}$ (tableaux 12 et 13), donc les relations (87) et (83) donnent: $v_c^+ (Ar^+) = 7\,985 \text{ m/s}$ et $v_c^+ (H^+) = 45.15 \times 10^3 \text{ m/s}$ (tableau 13). Donc, d'après la relation (40) on aura:

$$J^+ (Ar^+) = 1.0866 \times 10^6 \text{ A/m}^2 \text{ et } Q_{r.\text{ion}} (Ar^+) = 1.0866 \times 10^6 \times 15.75 \times 7.07 \times 10^{-6} = 121 \text{ W. (tableau 15).}$$

De la même façon, on obtient $J^+ (H^+) = 2.548 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ et $Q_{r.\text{ion}} (H^+) = 311 \text{ W}$.

Le courant ionique d'hydrogène après sa recombinaison atomique, se recombine à nouveau sous forme moléculaire soit $Q' \text{ (H-H)}$ la puissance dégagée associée à ce courant.

$$Q' \text{ (H-H)} = \frac{1}{2} J^+ (H^+) A_c \times 4.52 = 53 \text{ W.}$$

$$\text{et } Q_T \text{ (H-H)} = Q \text{ (H-H)}_{\text{ent}} + Q' \text{ (H-H)} = 17 + 53 = 70 \text{ W (tableau 15).}$$

L'énergie de bombardement ionique est donnée par la relation (86).

On aura:

$$Q_{\text{bomb}}(\text{Ar}^+) = \frac{1}{2} \frac{J^+(\text{Ar}^+)}{e} A_c m_{\text{Ar}^+} (V_c^+(\text{Ar}^+))^2 =$$

$$\frac{1}{2} \times \frac{1.0866 \times 10^6}{1.6 \times 10^{-19}} \times 7.07 \times 10^{-6} \times 66,8 \times 10^{-27} \times (7985)^2 = 102 \text{ W.}$$

De la même façon on aura $Q_{\text{bomb}}(\text{H}^+) = 245 \text{ W}$ (tableau 15).

III. COURANT THERMOIONIQUE ET ENERGIE PERDUE PAR EVAPORATION ELECTRONIQUE À LA SURFACE DE LA CATHODE

$$I_{e.\text{th}} = I_{\text{exp}} - I^+_{\text{T.}}$$

$$\text{or } I^+_{\text{T.}} = I^+(\text{Ar}^+) + I^+(\text{H}^+) = [J^+(\text{H}^+) + J^+(\text{Ar}^+)] A_c$$

$$= [1.0866 + 2.548] \times 10^6 \times 7.27 \times 10^{-6} = 30\text{A.}$$

$$I_{\text{exp}} = 58\text{A. Donc } I_{e.\text{th}} = 58 - 30 = 28\text{A,}$$

or d'après les relations (57), (58) et (59) et pour $T_c = 3\,200 \text{ K}$ (tableau 8),

$$\text{on aura: } J_0 = 56.5 \times 10^4 \text{ A/m}^2, J_e = 393 \times 10^4 \text{ A/m}^2 \text{ et } I_{e.\text{th}} = J_e A_c = 27.8\text{A.}$$

La valeur expérimentale est $I_{e.\text{th}} = 28\text{A}$, donc l'erreur sur cette méthode est de 1%.

L'énergie perdue par évaporation électronique sera:

$$Q_{e.\text{th}} = I_{e.\text{th}} \times \Phi_{i.c} = 29 \times 4.52 = 130 \text{ W (tableau 15).}$$

IV. VERIFICATION DU BILAN D'ECHANGE D'ENERGIE A LA SURFACE DE LA CATHODE

L'énergie totale fournie à la cathode est:

$$Q_{\text{fournie (+)}} = Q_{r.\text{ion}} + Q_{b.\text{ion}} + Q_T \text{ (H-H)} = 121 + 311 + 102 + 245 + 75 = 854 \text{ W.}$$

L'énergie totale perdue à la surface de la cathode est:

$$Q_{\text{fournie (-)}} = Q_{\text{ref}} + Q_{e.\text{th}} = 800 + 130 = 930 \text{ W.}$$

$$\text{L'erreur sur le bilan est: } \frac{930 - 854}{2 \times 940} \times 100 = 4.1\%.$$

Ces résultats figurent au tableau (15).