

UNIVERSITE DU QUEBEC

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE DU QUEBEC A CHICOUTIMI

COMME EXIGENCE PARTIELLE

DU DOCTORAT ES SCIENCES (ENERGIE)

PAR

MARC FORTIN

MAITRE ES SCIENCES (PHYSIQUE)

LIMITATIONS A L'USAGE DES SONDES ELECTROSTATIQUES DANS UN  
PLASMA GAZEUX A HAUTE PRESSION. DIAGNOSTIC ET EFFETS DES  
METASTABLES AUX BASSES TEMPERATURES DE PLASMA.

AOUT 1978



### 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

Suite à une utilisation intensive des sondes électrostatiques dans les jets de plasma gazeux à pression atmosphérique, nous en sommes venus à la conclusion que les courants mesurés sont dus principalement à des effets d'émission sur la sonde. Parmi ceux-ci, l'effet thermoionique peut être éliminé par des techniques appropriées. Il reste cependant d'autres effets d'émission d'une importance suffisante pour voiler les courants ioniques collectés avec les sondes. L'effet photoélectrique est observable principalement à l'extérieur du plasma. Son importance provient de l'abondance de rayonnement ultraviolet peu atténué par le plasma et son environnement. Un autre effet d'émission, plus important en intensité que l'effet photoélectrique, a été détecté et interprété comme étant la désexcitation d'atomes métastables par contact avec la sonde. Cet effet a été observé au proche voisinage du plasma, dans des régions où la température est inférieure à 3500 K. Les concentrations de métastables obtenues à l'aide de ces courants se situent entre  $10^9$  et  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

L'hypothèse de l'importance des métastables dans les jets de plasma a été reprise pour l'interprétation des courants photoélectriques mesurés à l'extérieur du plasma. Pour les régions du plasma où la tempé-

rature est relativement basse, ( $< 7000$  K) c'est-à-dire que les conditions de l'équilibre thermodynamique local ne se retrouvent plus, l'émission photoélectrique provient en majorité du rayonnement occasionné par la destruction des métastables par collisions. Les intensités mesurées de ces courants nous indiquent une concentration maximum des métastables dans le plasma de l'ordre de  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Une analyse des mesures effectuées avec des photocathodes que l'on a déplacées parallèlement à l'axe du plasma, démontre que la variation de la concentration des émetteurs uv est de la forme d'une exponentielle décroissante par rapport à la distance mesurée le long de l'axe entre la photocathode et l'embouchure du chalumeau. Le coefficient  $\lambda$  de l'exponentielle décroissante est interprété si on fait l'hypothèse que les émetteurs uv sont les métastables, se détruisant principalement par collision trois corps avec les neutres dans ces régions du plasma.

L'analyse spectroscopique du plasma, dans ces mêmes régions, et la mesure des températures par la méthode des courbes atomiques de Boltzmann, nous indiquent que le milieu s'écarte fortement de l'équilibre thermodynamique local. Cela raffermirait l'hypothèse de l'importance des métastables.

Enfin l'utilisation des sondes électrostatiques dans les jets de plasma est une fois de plus compromise par les phénomènes d'émission dus à la présence de métastables en concentration importante dans ces milieux.

## REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier, en premier lieu, Monsieur le Professeur Paul Meubus, mon directeur de thèse, pour toute l'aide apportée au cours de ce travail de recherche, principalement pour les nombreuses discussions fructueuses que nous avons eues.

Mes remerciements s'adressent également aux autorités de l'Université du Québec à Chicoutimi, qui ont consenti à me libérer pendant l'équivalent de trois années pour la poursuite de ces recherches en vue du doctorat. Je tiens à souligner ici les encouragements qui m'ont été adressés par mon directeur de département, le Professeur Rodrigue St-Laurent, par le Doyen des Etudes Avancées et de la Recherche, le Professeur Robert Bergeron, de même par mes collègues du Département des Sciences Pures.

Je remercie ceux qui ont contribué plus étroitement à ce travail de recherche. Monsieur Marc Claveau, technicien, qui a été le principal artisan des montages expérimentaux. Monsieur Lionel Lemieux pour les dessins et graphiques et Madame Lise Pelletier pour le travail de dactylographie.

Je remercie enfin les responsables du Conseil National des Recherches, de l'Université de Québec à Chicoutimi, du Ministère de l'Éducation de la Province de Québec pour les octrois de recherche, subventions et bourses qui m'ont permis de réaliser ces travaux.

## TABLE DES MATIERES

	Page
RESUME . . . . .	i
TABLE DES MATIERES . . . . .	iv
TABLEAU DES SYMBOLES ET NOTATIONS . . . . .	xiii
 Chapitre	
I. INTRODUCTION . . . . .	1
II. THEORIE . . . . .	4
2.1 - Identification du type de plasma utilisé . . . . .	4
2.1.1 - Température, pression et densité . . . . .	4
2.1.2 - Longueur de Debye . . . . .	4
2.1.3 - Domaine d'étendue des caractéristiques des plasmas utilisés. . . . .	5
2.2 - Equilibre thermodynamique . . . . .	8
2.2.1 - Equilibre thermodynamique complet . . . . .	9
2.2.1.1 - Loi de Maxwell . . . . .	9
2.2.1.2 - Loi de Boltzmann . . . . .	9
2.2.1.3 - Loi de Saha . . . . .	11
2.2.1.4 - Loi de Planck . . . . .	11
2.2.2 - Equilibre thermodynamique local (L T E) . . . . .	11
2.2.3 - Equilibre thermodynamique local partiel . . . . .	13
2.2.4 - Plasmas hors d'équilibre thermodynamique . . . . .	13
2.2.5 - Situation particulière due à la présence de niveaux métastables . . . . .	14
2.3 - Notions sur les théories de sondes électrostatiques . . . . .	17
2.3.1 - Distinctions entre les différentes théories de sondes électrostatiques . . . . .	17
2.3.2 - Sonde simple basse pression . . . . .	17
2.3.3 - Sonde simple en régime continu. . . . .	20
2.3.4 - Sonde double flottante basse pression . . . . .	22
2.4 - Effets d'émission . . . . .	25
2.4.1 - Emission thermoionique. . . . .	25
2.4.2 - Emission photoélectrique . . . . .	26
2.4.3 - Destruction des métastables . . . . .	28

	Page
2.5 - Spectroscopie . . . . .	29.
2.5.1 - Spectre continu . . . . .	29
2.5.2 - Spectre discontinu . . . . .	30
2.5.2.1 - L'intensité absolue d'une raie . . . . .	30
2.5.2.2 - Rapport d'intensité de deux raies . . . . .	31
2.5.2.3 - Courbes atomiques de Boltzmann . . . . .	32
 III. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX . . . . .	 33
3.1 - Montage expérimental pour la production de plasma . . .	33
3.1.1 - Le chalumeau à plasma . . . . .	33
3.1.2 - Une enceinte refroidie et accessoires . . . . .	36
3.2 - Mode de vaporisation des métaux à faible point de fusion	37
3.3 - Différents types de sondes utilisées . . . . .	40
3.3.1 - Les sondes . . . . .	40
3.3.2 - Le circuit de sonde . . . . .	41
3.3.3 - Déplacement radial de la sonde . . . . .	45
3.4 - Autres modes de diagnostic . . . . .	45
3.4.1 - Photocathode . . . . .	45
3.4.2 - Pyromètre optique . . . . .	47
3.4.3 - Filament chauffant . . . . .	47
3.5 - Mesures spectroscopiques . . . . .	48
3.5.1 - Le spectromètre . . . . .	48
3.5.2 - Projection du plasma sur la fente du spectromètre .	48
 IV. MESURES ET RESULTATS . . . . .	 50
4.1 - Introduction . . . . .	50
4.2 - Mesures et résultats avec les sondes électrostatiques. .	50
4.2.1 - Sonde double dans les flammes . . . . .	50
4.2.2 - Sonde dans un plasma d'argon contenant des vapeurs métalliques . . . . .	51
4.2.3 - Sonde dans un plasma d'argon pur . . . . .	60
4.2.4 - Autres formes de sonde utilisées . . . . .	60
4.2.5 - Précision des mesures avec les sondes . . . . .	61

	Page
4.3 - Mesures avec les photocathodes . . . . .	63
4.3.1 - Introduction . . . . .	63
4.3.2 - Les conditions expérimentales . . . . .	65
4.3.3 - Résultats expérimentaux. . . . .	66
4.3.4 - Précision des mesures. . . . .	71
4.4 - Mesures spectroscopiques . . . . .	71
4.4.1 - Introduction . . . . .	71
4.4.2 - Les conditions expérimentales . . . . .	72
4.4.3 - Spectre d'émission continu. . . . .	73
4.4.4 - Spectre discontinu. . . . .	77
4.4.5 - Discussion sur la précision des mesures . . . . .	80
4.5 - Autres résultats expérimentaux . . . . .	87
4.5.1 - Mesures de température avec un filament chauffant . . . . .	87
4.5.2 - Utilisation du pyromètre optique. . . . .	91
V. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX . . . . .	93
5.1 - Introduction . . . . .	93
5.2 - Effet thermoionique sur les sondes. . . . .	94
5.2.1 - Sonde de tungstène . . . . .	94
5.2.2 - Sonde de platine. . . . .	97
5.2.3 - Effet Schottky ou émission par effet de champ . . . . .	99
5.3 - Effet photoélectrique. . . . .	101
5.3.1 - La transparence du plasma pour le rayonnement ultra-violet . . . . .	101
5.3.2 - Utilisation d'un filtre de LiF. . . . .	101
5.3.3 - Effets de contamination de la sonde . . . . .	103
5.3.4 - Détermination de l'émission le long de l'axe du plasma . . . . .	107
5.4 - Courbes de Boltzmann à partir des mesures spectroscopiques . . . . .	111
VI. IMPORTANCE DES METASTABLES DANS LES JETS DE PLASMA . . . . .	124
6.1 - Présence des atomes métastables en concentration importante. . . . .	124
6.1.1 - Mesure des métastables à partir du courant de sonde . . . . .	126
6.1.2 - L'effet photoélectrique . . . . .	130

	Page
6.2 - Destruction des métastables . . . . .	132
6.2.1 - Les divers modes de destruction des métastables. . .	132
6.2.2 - Diagrammes de comparaison des termes de perte. . . .	140
6.2.3 - Destruction des métastables par collisions trois corps avec les neutres dans les jets de plasma à pression atmosphérique . . . . .	143
6.3 - Les effets des métastables sur quelques modes de diagnos- tic . . . . .	144
6.3.1 - Sur l'usage des sondes . . . . .	145
6.3.2 - Sur la spectroscopie . . . . .	148
 VII. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES . . . . .	 150
 BIBLIOGRAPHIE. . . . .	 154
 APPENDICES . . . . .	 158

## LISTE DES FIGURES

		Page
1	a) Diagramme des niveaux d'énergie de l'hélium I . . . . .	15
	b) Diagramme des niveaux d'énergie de l'argon I . . . . .	15
2	a) Caractéristique de sonde simple . . . . .	18
	b) Gaine de la sonde . . . . .	18
3	Sonde double flottante . . . . .	23
	a) Circuit de base . . . . .	23
	b) Diagramme de potentiel. . . . .	23
	c) Caractéristique . . . . .	23
4	Schéma général de l'appareil . . . . .	34
5	a) Enceinte à plasma . . . . .	38
	b) Evaporateur de potassium . . . . .	39
6	Sonde et filament chauffant dans le jet de plasma . . . . .	42
7	Circuit de sonde . . . . .	43
8	Dispositif à déplacement radial . . . . .	44
9	Disposition de la photocathode par rapport au jet de plasma	46
10	Caractéristique de sonde tel qu'enregistrée. . . . .	52
11	Points d'intérêt sur la caractéristique de sonde . . . . .	55
12	Courant de saturation à la sonde de mesure et à la référence	56
13	Courant correspondant à un voltage nul . . . . .	57
14	Pente entre les deux régions de saturation . . . . .	58
15	Courant sur une photocathode de W pour différentes posi- tions radiales . . . . .	67
16	L'effet des filtres sur la photocathode . . . . .	68
17	Enregistrement de l'émission continue de l'argon pur près de l'embouchure du jet de plasma . . . . .	74

	Page
18 Emission continue de l'argon à pression atmosphérique pour un jet de plasma à 12 300 K . . . . .	75
19 Courbe de réponse du système optique en % . . . . .	76
20 Enregistrement d'un spectre d'émission discret de l'argon pur .	78
21 Enregistrement d'un spectre d'émission discret de l'hélium pur .	79
22 Puissance fournie à un filament chauffant par rapport à sa température de surface. Comparaison de la courbe obtenue dans le plasma avec la référence . . . . .	89
23 Distribution de température radiale du plasma par la méthode du filament chauffant . . . . .	90
24 Etalonnage du pyromètre optique . . . . .	92
25 Courant de saturation en potentiel négatif sur une sonde de tungstène dans un plasma d'argon pur . . . . .	95
26 Transmittance des filtres LiF et plexiglass pour l'émission u-v.	102
27 Contamination d'une sonde de platine . . . . .	105
28 a) Disposition de la photocathode par rapport au jet de plasma .	108
b) Tranche du plasma visible à la photocathode pour une position donnée . . . . .	108
29 Comparaison entre les formes expérimentale et théorique du courant à la photocathode . . . . .	110
30 Exemple de courbes atomiques de Boltzmann . . . . .	117
31 " " " " . . . . .	118
32 " " " " . . . . .	119
33 " " " " . . . . .	120
34 Températures obtenues à l'aide des graphiques de Boltzmann pour un plasma d'hélium pur . . . . .	122
35 Températures obtenues à l'aide des graphiques de Boltzmann pour un plasma d'hélium contenant de l'hydrogène et du potassium . . . . .	123
36 Diagramme de comparaison des termes de perte de métastables dans un plasma . . . . .	136
37 Diagramme des termes de perte, projection ( $y, N_0 R$ ). . . . .	137
38 Diagramme des termes de perte, projection ( $\alpha, N_0 R$ ). . . . .	138

	Page
39 Diagramme des termes de perte, projection $(y, \alpha)$ . . . . .	139
40 Tranches du plasma . . . . .	143

## LISTE DES TABLEAUX

		Page
1	Quelques caractéristiques d'un plasma d'argon à la pression atmosphérique pour des températures variant de 2 500 K à 12 000 K. . . . .	6
2	Quelques caractéristiques d'un plasma d'hélium à la pression atmosphérique pour des températures variant de 2 500 K à 12 000 . . . . .	7
3	Energies d'excitation et temps de vie des états métastables de quelques atomes . . . . .	16
4	Potentiel de surface pour l'effet photoélectrique et longueur d'onde de coupure pour quelques métaux courants. . . . .	27
5	Raies d'émission dans l'ultra-violet de l'hélium et de l'argon neutre . . . . .	64
6	Principaux résultats tirés des essais avec les photocathodes. . . . .	70
7	Raies de l'hydrogène neutre dans le visible . . . . .	81
8	Principales raies de l'hélium neutre . . . . .	82
9	Intensités mesurées et corrigées des raies de l'hydrogène dans un plasma d'hélium . . . . .	83
10	Intensités mesurées et corrigées des raies de l'hélium dans un plasma d'hélium pur . . . . .	84
11	Intensités mesurées et corrigées des raies de l'hélium dans un plasma d'hélium contenant de l'hydrogène et des vapeurs de potassium . . . . .	85
12	Densité de courant thermoionique sur une sonde de tungstène dans un plasma d'argon pur. . . . .	96
	A) Courant d'arc de 200 A. . . . .	96
	B) Courant d'arc de 300 A. . . . .	96
13	Densité de courant thermoionique sur une sonde de platine. . . . .	98
14	Densité de courant mesurée avec une sonde de platine. . . . .	98
15	Effet Schottky calculé avec une sonde de tungstène . . . . .	100

	Page
16	Densité de courant provenant de la désexcitation des métastables par contact avec une sonde de platine . . . . . 106
17	Calculs des courbes atomiques de Boltzmann avec les raies de l'hydrogène dans un plasma d'hélium . . . . . 113
18	Calculs des courbes atomiques de Boltzmann avec les raies de l'hélium dans un plasma d'hélium pur . . . . . 114
19	Calculs des courbes atomiques de Boltzmann avec les raies de l'hélium dans un plasma d'hélium contenant de l'hydrogène et des vapeurs de potassium . . . . . 115
20	Températures obtenues avec les courbes de Boltzmann pour différentes positions axiales . . . . . 116
	A) Raies de l'hydrogène dans un plasma d'hélium . . . . . 116
	B) Raies de l'hélium dans un plasma d'hélium pur. . . . . 116
	C) Raies de l'hélium dans un plasma d'hélium contenant de l'hydrogène et du potassium. . . . . 116
21	Concentration des métastables au voisinage d'un plasma d'argon 127
	A) Sonde de tungstène, courant de 200 A . . . . . 127
	B) Sonde de tungstène, courant d'arc de 300 A . . . . . 127
	C) Sonde de platine, courant d'arc de 200 A . . . . . 128
22	Comparaison des mesures de concentration de métastables. . . . 131
23	Coefficients de collision métastable-électron. . . . . 135
24	Intégration numérique du courant photoélectrique dû au rayonnement de la totalité du plasma, selon l'équation 6.32 . . . . . 147

## TABLEAU DES SYMBOLES ET NOTATIONS

A	Coefficient de collision deux corps métastable -neutre .
A	Aire.
$A_{n, m}$	Coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée.
$A_n$	Probabilité de transition.
$a_0$	Rayon de Bohr, $5.29 \times 10^{-9}$ cm.
B	Coefficient de collision trois corps métastable -neutres.
$C_m$	Coefficient de réaction métastable-électron.
c	Vitesse de la lumière dans le vide, $2.9979 \times 10^{-8}$ m/sec.
D	Coefficient de diffusion.
E	Champ électrique.
$E_e$	Energie moyenne des électrons.
$E_n$	Energie d'un niveau de l'atome.
$E_\infty$	Energie de première ionisation de l'atome.
e	Charge de l'électron, $4.8 \times 10^{-10}$ u.e.s.
f	Force d'oscillateur.
g	Poids statistique d'un niveau d'énergie de l'atome.
h	Constante de Planck, $6.62 \times 10^{-27}$ erg-sec.
I	Courant collecté par une sonde électrostatique ou par une photocatode.
$I_\nu$	Intensité lumineuse ou puissance radiée par unité d'aire et par unité d'angle solide.
i	Courant de sonde.
J	Densité de courant.
$J_m$	Densité de courant de métastables.
$J_{ph}$	Densité de courant photoélectrique.

$J_{th}$	Densité de courant thermoionique.
$J_i$	Nombre quantique de moment cinétique total.
$j$	Densité de courant.
$k$	Constante de Boltzmann, $1.38 \times 10^{-16}$ erg/K.
$L$	Longueur de la tranche visible du plasma vue de la photocathode.
$L_e$	Libre parcours moyen des électrons.
$L_o$	Libre parcours moyen des neutres.
$l$	Longueur de plasma suivant la direction d'observation.
$M$	Coefficient de proportionnalité dans l'équation 6.31.
$m_e$	Masse de l'électron, $9.107 \times 10^{-28}$ g.
$N$	Concentration de particules.
$N_a$	Nombre d'Avogadro.
$N_e$	Concentration des électrons $cm^{-3}$ .
$N_m$	Concentration des métastables $cm^{-3}$ .
$N_o$	Concentration des neutres $cm^{-3}$ .
$n$	Indice de réfraction.
$P$	Pression en kPa.
$Q_{21}$	Constante dépendant d'une transition particulière.
$R$	Longueur caractéristique du plasma représentant l'étendue de la région contenant des métastables.
$r_{12}$	Rayon de collision.
$r$	Variable radiale.
$Sc_i$	Nombre de Schmidt ionique.
$s$	Aire de la photocathode
$T$	Température en K.
$U$	Fonction de partition.
$u$	Vitesse du gaz dans la direction longitudinale.

$u_{\nu}$	Densité d'énergie de radiation.
V	Potentiel électrique.
v	Variable vitesse pour les particules.
W	Energie .
X	Longueur axiale totale du plasma.
x	Variable longitudinale de position.
y	Variable représentant le rapport de la concentration des métastables sur la concentration des neutres.

## LETTRES GRECQUES

$\alpha$	Rapport entre la concentration des électrons et la concentration des neutres.
$\beta$	Coefficient de réaction métastable -métastable .
$\gamma$	Paramètre numérique relié à la solution de l'équation de Bessel (chapitre VI), = 2.4.
$\eta$	Coordonnée radiale de la photocathode.
$\kappa_{\nu}$	Coefficient d'absorption dans la loi de Kirchoff.
$\lambda$	Longueur d'onde (chapitre II).
$\lambda$	Coefficient de l'exponentielle (chapitres V et VI).
$\lambda_D$	Longueur de Debye.
$\mu$	Viscosité du gaz.
$\nu$	Fréquence de radiation électromagnétique.
$\nu_{n, m}$	Nombre d'onde d'une ligne spectrale.
$\nu_D$	Fréquence de destruction des métastables par diffusion.
$\nu_e$	Fréquence de destruction des métastables par collision métastable-électron.

$\nu_m$	Fréquence de destruction des métastables par collision métastable-métastable.
$\nu_o$	Fréquence de destruction des métastables par collision métastable-neutre.
$\xi$	Position axiale du centre de la photocathode,
$\rho$	Densité du gaz.
$\sigma$	Section efficace de collision.
$\tau$	Efficacité quantique pour l'effet photoélectrique.
$\phi$	Potentiel électrique.
$\phi_w$	Travail d'extraction.
$\phi_{ph}$	Travail d'extraction pour l'effet photoélectrique.

## INDICES

e	Electron.
m	Métastable.
o	Particule neutre.
D	Diffusion.
n,m	Niveaux d'énergie de l'atome entre lesquels s'effectue une transition.
+	Charges positives.
-	Charges négatives.
mes	Mesuré.
ph	Photoélectrique.
th	Thermoionique.

## CHAPITRE I

Depuis une trentaine d'années, une multitude de travaux de recherches ont été effectués sur les arcs et les chalumeaux à plasma. Bien que la connaissance des plasmas ait évolué considérablement, de tels milieux utilisés cependant couramment en technologie, ne sont pas encore très bien connus. Ceci est particulièrement vrai lorsque les plasmas contiennent des vapeurs métalliques comme c'est par exemple le cas en soudure ou encore pour la coupe du métal.

A ce sujet on a observé ces dernières années un intérêt de plus en plus marqué pour la recherche sur les plasmas contenant des vapeurs métalliques. On peut souligner ici l'importance que revêt la connaissance de ces milieux, si on les utilise comme siège de réactions chimiques conduisant au traitement de minerais ou autres applications similaires.

C'est dans ces perspectives que nous abordons, il y a quelques années, nos recherches sur les plasmas. Nous nous proposons d'investiguer ces milieux de façon systématique, d'en connaître les différents coefficients de transfert (conductibilité thermique, conductibilité électrique, viscosité) de même que les bilans énergétiques complets. Nous voulions également connaître les distributions de vitesse, de température et de concentration des diverses espèces dans ces milieux. Pour aborder ce programme,

nous avons d'abord envisagé d'étudier les pertes thermiques par convection autour du plasma. Il était alors nécessaire d'étudier la distribution de températures périphériques dans des régions où la spectroscopie est inopérante. Pour cette raison, nous avons choisi d'utiliser des sondes électrostatiques.

L'étude des plasmas mixtes gaz-vapeur métallique est complexe. Pour s'en convaincre, il suffirait de se référer à Asinovsky (1971) (1) qui à cette date publiait ses travaux effectués à l'institut des hautes températures de l'Académie des Sciences de URSS. Sur une période de dix ans, les travaux effectués portaient sur la mesure de quelques coefficients de transfert dans les plasmas de gaz pur, à des températures de 15 000 à 17 000 K, soit des températures suffisamment élevées pour que l'on considère le milieu en équilibre thermodynamique local.

Nous avons été amenés, au cours de notre étude, à limiter la portée de nos objectifs et à les orienter vers un but plus spécifique, à savoir l'utilisation des sondes dans un plasma de gaz pur dans des régions où la température est relativement basse. C'est ainsi que l'on a étudié le rôle des atomes excités métastables dans ces milieux.

Notre approche, dans cette étude, a été de nature expérimentale d'abord et nous nous sommes efforcés par la suite d'interpréter les mesures effectuées. En plus du diagnostic par sondes électrostatiques, nous avons étudié l'émission photoélectrique au voisinage du plasma et enfin les températures ont été déterminées par des méthodes spectroscopiques.

Les sondes électrostatiques utilisées se sont comporté davantage comme des sondes émettrices d'électrons plutôt que collectrices d'ions. Trois effets d'émission se font alors concurrence soit, l'effet photoélectrique

lorsque la sonde est éloignée du plasma, l'effet thermoionique lorsque la sonde est dans le plasma et que sa température est suffisamment élevée pour donner lieu à ce phénomène, et enfin, pour une région intermédiaire, nous avons reconnu une émission due à la désexcitation des atomes métastables par contact direct avec la sonde.

L'écart considérable entre les températures obtenues avec les sondes d'une part et résultant de l'application de la méthode du filament chauffant d'autre part, nous a conduit à développer de nouveaux modèles pour l'interprétation du courant de sonde. Il en est finalement résulté une nouvelle application des sondes, utilisable pour certaines régions du plasma, soit la mesure des concentrations de métastables. Les valeurs obtenues sont comparables à celle mesurées par la méthode d'absorption dans le proche infrarouge.

Une étude spécifique de l'émission photoélectrique sur différents matériaux au voisinage du plasma d'argon pur, démontre que le plasma émet dans l'ultraviolet, même dans des régions de basse température ( $< 5\ 000\text{ K}$ ). Le rayonnement y est particulièrement riche en émission de longueur d'onde plus grande que  $106\text{ nm}$ . Nous avons développé un modèle pour l'analyse de ces émissions. Elles sont dues principalement à la désexcitation des atomes métastables par collision trois corps avec les neutres. Les concentrations de métastables obtenues à partir de l'intensité du rayonnement se comparent à celles mesurées directement avec les sondes.

La spectroscopie de ces régions de basses températures de plasma nous révèle un net écart à l'état d'équilibre thermodynamique local. Des températures moyennes de plasma ont été mesurées par la méthode des courbes atomiques de Boltzmann avec les raies de l'hydrogène.

## CHAPITRE II

### THEORIE

#### 2.1 Identification du type de plasma utilisé

##### 2.1.1 Température, pression et densité.

Les jets de plasma, de même que les arcs, sont généralement classés comme des milieux gazeux ionisés à forte densité et à température relativement basse. Ces deux caractéristiques sont habituellement suffisantes pour définir les milieux gazeux ionisés. Cependant, lorsqu'on atteint les limites des basses températures de plasma, il faut apporter une attention spéciale à la notion de température, ce que nous verrons plus loin.

Pour le moment, mentionnons que la plupart des essais expérimentaux que nous avons effectués, ont été réalisés avec des jets de plasma à des pressions voisines de la pression atmosphérique.

##### 2.1.2 Longueur de Debye

La longueur de Debye est sans doute la grandeur la plus appropriée pour définir un plasma. Elle peut être obtenue à partir de la température  $T$  du milieu et de la concentration électronique  $N_e$  à l'aide de l'équation sui-

vante (2):

$$\lambda_D = \left[ \frac{kT}{4\pi N_e e^2} \right]^{\frac{1}{2}} = 6.90 \left[ \frac{T}{N_e} \right]^{\frac{1}{2}} \text{ cm} \quad (2.1)$$

où T est en K et  $N_e$  en  $\text{cm}^{-3}$ .

L'utilité de ce paramètre vient du fait qu'il a un sens physique simple. En effet, le volume sphérique construit avec un rayon égal à la longueur de Debye, identifié habituellement comme le volume de Debye, constitue pour les particules chargées un volume écran tel que toutes les particules chargées comprises à l'intérieur de ce volume ont, sous l'influence des champs, un comportement individuel, alors que pour un volume plus étendu, le comportement des charges est collectif.

### 2.1.3 Domaine d'étendue des caractéristiques des plasmas utilisés

Dans la grande majorité des essais que nous avons effectués, nous avons fait usage d'un plasma d'argon ou d'hélium à pression atmosphérique. Les tableaux 1 et 2 contiennent les valeurs calculées pour les principales caractéristiques des plasmas utilisés. La concentration des neutres  $N_0$  est obtenue à partir de l'équation des gaz parfaits et on en soustrait la concentration des électrons  $N_e$  correspondant à la première ionisation.

$$N_0 = \frac{N_a \times 273}{22400 T} - N_e = \frac{7.34 \times 10^{21}}{T} - N_e \quad (2.2)$$

Pour les températures considérées, ces valeurs sont très voisines de celles données par Olsen (1959) (3) et on constate que les corrections de Debye-Hückel pour la loi de pression (4) sont négligeables i.e. impliquent des corrections inférieures à 1%. La concentration des électrons  $N_e$  est calculée à l'aide de la loi de Saha (équation 2.11). Un exemple des calculs relatif aux tableaux 1 et 2 est présenté à l'appendice "A".

Tableau 1

Quelques caractéristiques d'un plasma d'argon à la pression atmosphérique  
pour des températures variant de 2 500 K à 12 000 K

T	$N_o$	$N_e$	$\lambda_D$	$L_e$
K	$\text{cm}^{-3}$	$\text{cm}^{-3}$	cm	cm
2500	2.94 (18)	1.185 (4)	3.2	4.79 (-4)
3000	2.44 (18)	5.72 (4)	0.16	5.78 (-4)
3500	2.097 (18)	4.588 (8)	1.9 (-2)	6.73 (-4)
4000	1.83 (18)	1.29 (10)	3.84 (-3)	8.65 (-4)
4500	1.631 (18)	1.654 (11)	1.14 (-3)	8.65 (-4)
5000	1.47 (18)	1.31 (12)	4.26 (-4)	9.59 (-4)
5500	1.334 (18)	7.08 (12)	1.92 (-4)	1.057 (-3)
6000	1.22 (18)	2.93 (13)	9.86 (-5)	1.156 (-3)
6500	1.129 (18)	9.62 (13)	5.67 (-5)	1.249 (-3)
7000	1.05 (18)	2.71 (14)	3.50 (-5)	1.343 (-3)
7500	9.78 (17)	6.54 (14)	2.34 (-5)	1.442 (-3)
8000	9.15 (17)	1.44 (15)	1.63 (-5)	1.54 (-3)
9000	8.05 (17)	5.28 (15)	9.0 (-6)	1.75 (-3)
10000	7.05 (17)	1.48 (16)	5.67 (-6)	2.00 (-3)
11000	6.00 (17)	3.38 (16)	3.94 (-6)	2.35 (-3)
12000	4.82 (17)	6.48 (16)	2.97 (-6)	2.93 (-3)

N.B.: 2.94 (18) = 2.94 x 10<sup>18</sup>

Tableau 2

Quelques caractéristiques d'un plasma d'hélium à la pression atmosphérique  
pour des températures variant de 2 500 K à 12 000 K

T	$N_o$	$N_e$	$\lambda_D$	$L_e$
K	$cm^{-3}$	$cm^{-3}$	cm	cm
2500	2.94 (18)	--	--	1.68 (-3)
3000	2.44 (18)	--	--	2.03 (-3)
3500	2.097 (18)	1.35 (2)	31	2.36 (-3)
4000	1.83 (18)	2.32 (4)	2.53	2.71 (-3)
4500	1.631 (18)	1.22 (6)	0.37	3.04 (-3)
5000	1.47 (18)	2.98 (7)	7.9 (-2)	3.373 (-3)
5500	1.334 (18)	4.06 (8)	2.13 (-2)	3.72 (-3)
6000	1.22 (18)	3.6 (9)	7.86 (-3)	4.06 (-3)
6500	1.129 (18)	2.28 (10)	3.25 (-3)	4.39 (-3)
7000	1.05 (18)	1.11 (11)	1.53 (-3)	4.72 (-3)
7500	9.78 (17)	4.39 (11)	7.96 (-4)	5.07 (-3)
8000	9.15 (17)	1.46 (12)	4.51 (-4)	5.42 (-3)
9000	8.05 (17)	1.08 (13)	1.76 (-4)	6.16 (-3)
10000	7.05 (17)	5.35 (13)	8.33 (-5)	7.03 (-3)
11000	6.00 (17)	1.94 (14)	4.58 (-5)	8.26 (-3)
12000	4.82 (17)	5.45 (14)	2.86 (-5)	1.03 (-2)

Avec des plasmas de gaz pur, lorsque la longueur de Debye est de l'ordre de grandeur du volume du milieu gazeux ionisé, ce n'est que par extension que l'on peut encore parler de plasma. Cependant si le milieu estensemencé de vapeurs métalliques, la concentration des électrons demeure encore très importante à ces mêmes températures; par conséquent la longueur de Debye demeure très inférieure au volume du milieu ionisé et on est encore en présence d'un milieu plasmatique.

Enfin (5) le libre parcours moyen des électrons dans un gaz ionisé peut être calculé par la relation:

$$L_e = 5.64 L_o \quad \text{ou} \quad L_o = \frac{1}{\sqrt{2} N_o \pi r_{12}^2} \quad (2.3)$$

avec

$L_e$  = libre parcours moyen des électrons

$L_o$  = libre parcours moyen des particules gazeuses

$r_{12} = r_1 + r_2$  : la somme des rayons des particules entrant en collision.

Pour l'argon  $r_{12} = 3.0 \times 10^{-8}$  cm.

Pour l'hélium  $r_{12} = 1.6 \times 10^{-8}$  cm.

## 2.2 Equilibre thermodynamique

Cette question de l'équilibre thermodynamique a été abondamment traitée dans la littérature scientifique. Qu'il nous suffise ici de mentionner deux références sur ce sujet, soit Drawin (1971) (6) et aussi Chapelle et Cabannes (1971) (7). Nous croyons que ce sujet revêt une très grande importance toutes les fois que l'on aborde une étude sur les plasmas, et nous

résumons succinctement cette question. Par la même occasion, nous introduisons certaines lois fondamentales.

### 2.2.1 Equilibre thermodynamique complet

L'équilibre thermodynamique complet existe lorsqu'il y a microréversibilité des processus i.e. chaque processus microscopique d'échange énergétique est exactement contrebalancé par le processus inverse. Dans ces conditions les lois de Maxwell, de Boltzmann, de Saha et de Planck s'appliquent intégralement et elles 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.

#### 2.2.1.1 Loi de Maxwell

A une température T le nombre de particules dN dont les vitesses sont comprises entre v et v+dv est donné par:

$$dN = N f(v) dv \quad (2.4)$$

ou f(v) est la fonction de distribution maxwellienne des vitesses:

$$f(v) = 4\pi v^2 \left[ \frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} \exp \left[ - \frac{mv^2}{kT} \right] \quad (2.5)$$

#### 2.2.1.2 Loi de Boltzmann

Cette loi concerne l'occupation des niveaux excités de l'atome. Considérons deux niveaux n et m auxquels correspondent des concentrations  $N_n$  et

$N_m$ . D'après la loi de Boltzmann:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left[-\frac{E_n - E_m}{kT}\right] \quad (2.6)$$

Les grandeurs  $E_n$  et  $E_m$  sont les énergies des niveaux  $n$  et  $m$  calculées positivement à partir du fondamental;  $g_n$  et  $g_m$  sont les poids statistiques de ces mêmes niveaux. Le poids statistique d'un niveau  $g_i$  est lié au nombre quantique  $J_i$  correspondant au moment cinétique total de l'état  $i$  par la relation:

$$g_i = 2 J_i + 1 \quad (2.7)$$

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

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{U(T)} \exp\left[-\frac{E_i}{kT}\right] \quad (2.8)$$

$N$  représente ici la concentration totale pour tous les états:

$$N = \sum_i N_i \quad (2.9)$$

Et

$$U(T) = \sum_i g_i \exp\left[-\frac{E_i}{kT}\right] \quad (2.10)$$

est appelée la fonction de partition.

### 2.2.1.3 Loi de Saha

Cette loi permet de calculer la concentration des électrons  $N_e$  pour une concentration  $N$  donnée des atomes neutres et une température  $T$  donnée. Pour la première ionisation, elle prend la forme simplifiée suivante:

$$\frac{N_e^2}{N} = \frac{2 U_1 (T)}{U_0 (T)} \left[ \frac{2\pi m_e kT}{h^3} \right]^{3/2} \exp \left[ - \frac{E_\infty}{kT} \right]$$

$E_\infty$  représente l'énergie d'ionisation et  $h$  la constante de Planck.

### 2.2.1.4 Loi de Planck

La densité de radiation  $u_\nu$ , ou, en d'autres termes, la grandeur de l'énergie de radiation par unité de volume et par unité de fréquence est donné par la loi de Planck qui s'écrit:

$$u_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp \left[ \frac{h\nu}{kT} \right] - 1} \quad (2.12)$$

Cette relation est valable pour le vide; mais si le milieu a un indice de réfraction  $n \neq 1$ , on doit multiplier cette expression par  $n^3$ .

### 2.2.2 Equilibre thermodynamique local (L T E)

Dans les plasmas de laboratoire, principalement ceux 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. De plus, cette situation

entraîne une surpopulation du niveau fondamental et une sous-population des niveaux excités; et cela amène des écarts à l'application intégrale des lois de Saha et de Boltzmann. Si la concentration des électrons est suffisamment grande pour que les collisions électroniques soient les seules responsables des processus d'excitation, de désexcitation, d'ionisation et de recombinaison dans le plasma, on est dans les conditions de l'équilibre thermodynamique local (E T L). Un critère sur la concentration des électrons délimite le domaine d'application. Selon Griem (1964) (8), la concentration des électrons doit être plus grande qu'une concentration critique  $N_e^*$  déterminée par la relation:

$$N_e^* = 9 \times 10^{11} (E_2 - E_1)^3 T_e \text{ cm}^{-3} \quad (2.13)$$

où  $E_2 - E_1$  représente la différence en énergie exprimée en eV entre le premier niveau excité et le niveau fondamental.

Dans les conditions E T L, on suppose qu'en tout point du plasma, la vitesse des électrons suit la distribution de Maxwell (2.5) à la température  $T_e$ . Les lois de Boltzmann (2.8) et de Saha (2.11) s'appliquent également en prenant  $T_e$  comme température. D'autre part pour le calcul de l'énergie rayonnée, la loi de Planck est remplacée par la loi de Kirchoff puisqu'en général le coefficient d'absorption est différent de 1. La loi de Kirchoff pour une température correspondant à la température des électrons s'exprime de la façon suivante:

$$\frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} = \frac{2h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT_e}\right] - 1} = I_\nu (T_e) \quad (2.13)$$

Si les concentrations électroniques le permettent, l'équilibre thermodynamique local peut s'appliquer dans plusieurs cas de plasmas en laboratoire. Nous verrons, dans le paragraphe suivant, que l'on peut encore étendre la notion d'équilibre thermodynamique au cas d'un plasma dit en équilibre thermodynamique local partiel.

### 2.2.3 Equilibre thermodynamique local partiel

En considérant des plasmas dont les températures ou les concentrations électroniques sont de plus en plus basses, on en arrive à une situation où, par suite de la désexcitation radiative, le niveau fondamental devient surpeuplé et les niveaux excités sous-peuplés par rapport à l'équilibre thermodynamique. Pour cette situation, on peut quand même étendre la notion d'équilibre thermodynamique; c'est l'équilibre thermodynamique local partiel. Les relations de L T E sont encore valides, mais seulement pour les niveaux d'énergie  $j$  supérieurs à un certain niveau  $h$ . Dans l'ordre des niveaux d'énergie croissante, le niveau  $h$  représente le premier niveau où le nombre de transitions spontanées est petit par rapport au nombre de transitions par collisions.

Pour ce genre d'équilibre les membres de droite des équations de Boltzmann (2.8) et de Saha (2.11) sont modifiés par un facteur  $\frac{1}{a(N_e, T_e)}$  où  $a(N_e, T_e)$  est plus grand que l'unité et croît à mesure que  $N_e$  décroît.

### 2.2.4 Plasmas hors d'équilibre thermodynamique

Lorsque la concentration des électrons  $N_e$  est inférieure à la concentration critique  $N_e^*$ , il faut alors tenir compte de l'émission spontanée et de la recombinaison radiative. Le principe de la microréversibilité n'est

plus applicable et on ne peut plus parler d'équilibre thermodynamique. La population d'un niveau est alors déterminée par un équilibre entre tous les processus de dépopulation et de population de ce niveau.

#### 2.2.5 Situation particulière due à la présence de niveaux métastables

Il est bien connu que certains gaz rares comme l'hélium, le néon et l'argon possèdent des niveaux métastables. Les temps de vie de ces niveaux sont très longs et les énergies d'excitation sont très élevées, comme on peut le constater sur le tableau 3 tiré de Tal'Rose et Karachevtsev (1971) (9). Nous nous intéresserons particulièrement à l'hélium et à l'argon, deux gaz rares utilisés lors de nos expériences. Ces deux gaz ont des niveaux métastables au premier niveau excité et la différence énergétique entre le fondamental et ce premier niveau excité métastable est beaucoup plus grande que la différence d'énergie entre deux niveaux quelconque compris entre le premier niveau excité et l'énergie de première ionisation. On observe ceci sur les figures 1 a et 1 b (10).

Pour des températures relativement basses, donnant lieu à des concentrations électroniques  $N_e$  inférieures à la concentration critique  $N_e^*$  qui délimite les conditions d'équilibre thermodynamique local, il peut arriver qu'il y ait accumulation de la population dans les niveaux métastables dont il a été question plus haut. Ces niveaux peuvent jouer un rôle similaire à celui qui est joué par le niveau fondamental; et les conditions d'équilibre thermodynamique pourraient alors s'appliquer entre ce niveau et les niveaux supérieurs.

DIAGRAMMES DES NIVEAUX D'ENERGIE

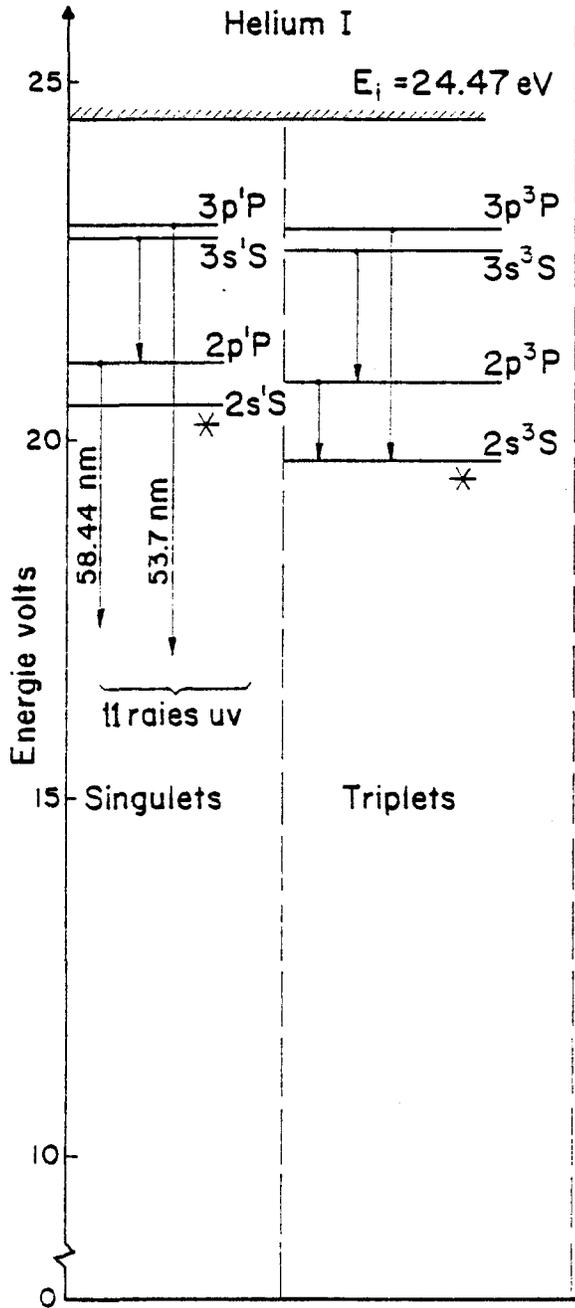


FIGURE 1a

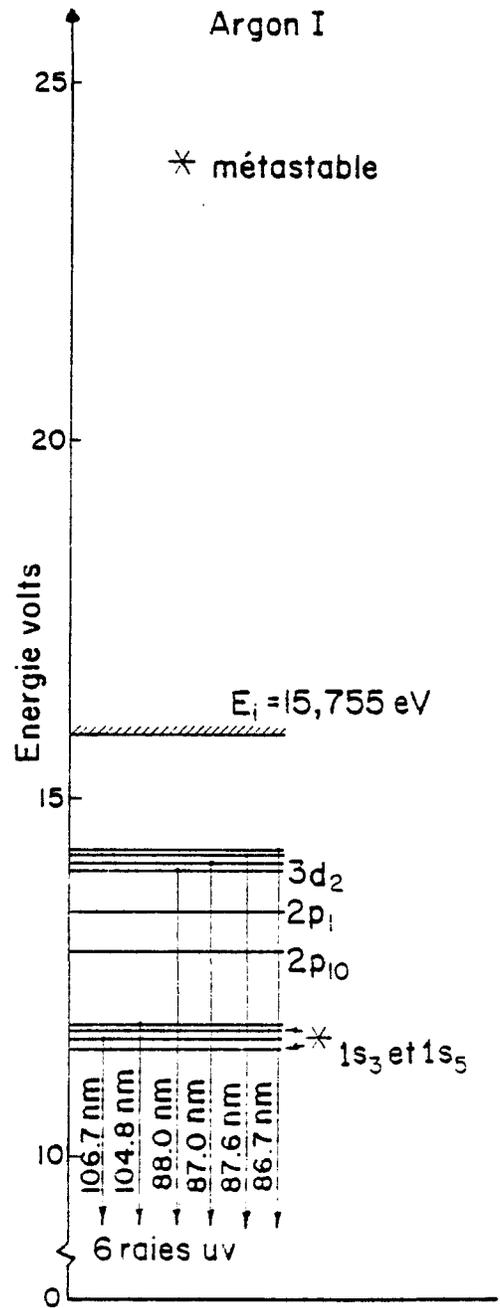


FIGURE 1b

Tableau 3

Energies d'excitation et temps de vie des états métastables de quelques atomes

Espèces	Energie d'excitation	Temps de vie
	ev	sec
He $2^3 S_1$	19.82	1
He $2^1 S_0$	20.62	inconnu
Ne $^3P_2, 0$	16.62	"
	16.71	
Ar $^3P_2, 0$	11.55	"
	11.72	"

Sur ce sujet, il y a lieu de mentionner deux articles de Cabannes (1970) (11) et (1971) (12), mais on ne retrouve malheureusement pas de traitement théorique de cette situation dans la littérature. D'après la référence 11, l'existence de métastables conduit à admettre que le milieu est encore en équilibre thermodynamique local partiel pour les raisons invoquées précédemment, même à des températures aussi basses que 6 000 K dans un jet de plasma d'argon.

## 2.3 Notions sur les théories des sondes électrostatiques.

### 2.3.1 Distinctions entre les différentes théories des sondes électrostatiques

L'étude des sondes électrostatiques utilisées en plasmas a constitué une partie très importante de nos travaux et nous nous proposons dans les chapitres qui vont suivre d'apporter quelques précisions sur les limites de leur utilisation. On dit souvent que les sondes électrostatiques sont simples de construction et de manipulation, mais que l'interprétation des résultats présente très souvent de grandes difficultés. Ceci est particulièrement vrai lorsque les sondes sont utilisées pour des pressions élevées (pression atmosphérique) où les phénomènes collisionnels et les effets d'émission sont importants et le milieu est lui-même particulièrement complexe.

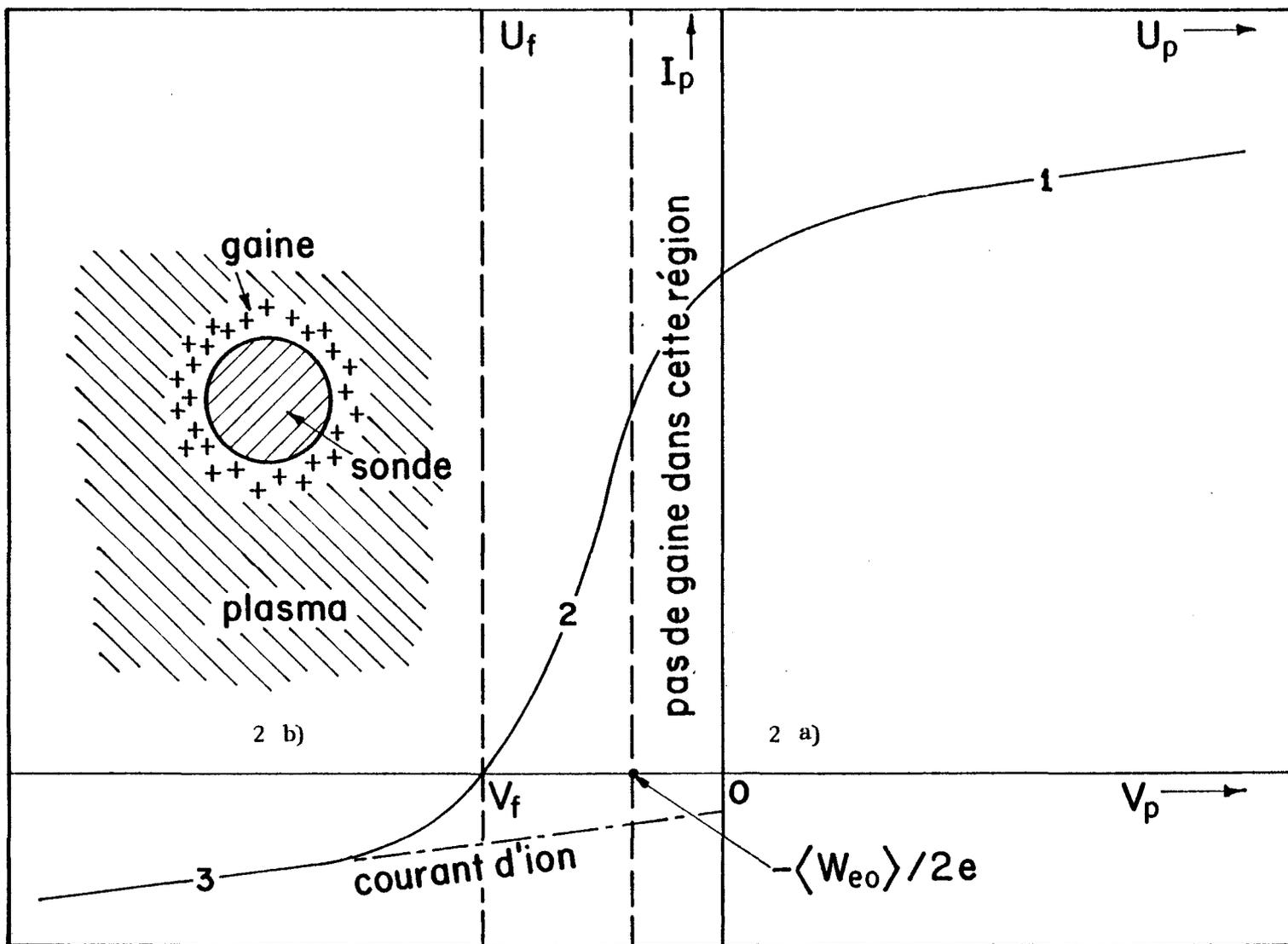
Nous nous inspirons dans cette section sur les sondes d'un article de Chung, Talbot et Touryan (1974) (13) qui à notre avis représente le travail de synthèse le plus complet à ce jour sur les théories des sondes électrostatiques. Le livre de Swift et Schwar (1969) (14) mérite également d'être signalé.

En général on distingue deux théories de sonde, qui dépendent de la présence ou de l'absence de collisions entre les particules chargées, dans la région de charges d'espace.

### 2.3.2 Sonde simple basse pression

La théorie de sonde simple basse pression bien que non applicable dans les plasmas que nous avons étudiés, nous permet d'introduire les notions fondamentales relatives à ce sujet.

Le graphique (15) de la figure 2 a qui représente le courant de sonde en fonction du voltage, communément appelé une caractéristique de sonde simple, se subdivise en trois parties principales:



CARACTERISTIQUE DE SONDE SIMPLE

FIGURE 2

Dans la région I pour laquelle la polarisation de sonde est positive par rapport au plasma, le courant est constitué en grande partie par le courant d'électrons, principalement dans la région de saturation. Lorsque  $V_p = 0$  i.e. au début de la région I,

$$I_e = - N_e e \langle v_e \rangle \frac{A}{4} \quad (2.14)$$

$$I_i = - N_i e \langle v_i \rangle \frac{A}{4} \quad (2.15)$$

$$N_e = N_i \quad (2.16)$$

$\langle v \rangle =$  vitesse moyenne pour une distribution Maxwellienne de vitesse.

$A =$  l'aire de la sonde exposée au plasma.

$$\langle v \rangle = \left[ \frac{8kT}{\pi m} \right]^{\frac{1}{2}}$$

La vue en section de la sonde dans le plasma (figure 2b) nous montre une région où il existe une concentration de charges d'espace, c'est la gaine (sheath) de la sonde, et c'est dans cette région que se situe le champ électrique. Comme dimension caractéristique, on considère que cette gaine est de l'ordre de grandeur de la longueur de Debye (2.1). Lorsque la sonde est à un potentiel nul  $V_p = 0$ , au début de la région I, la gaine est inexistante et la sonde collecte alors indifféremment les électrons et les ions.

La région II est dite région à potentiel négatif modéré. On observe une rapide décroissance du courant net à la sonde à mesure que  $V_p$  augmente. La région où la gaine est inexistante s'étend de:

$$\frac{W_e}{2e} < V_p < 0 \quad (2.18)$$

$W_e$  représente ici l'énergie des électrons dans le plasma non perturbé.

$V_f$  le potentiel correspondant à un courant de sonde nul est dit "potentiel flottant". Dans cette région, le courant de sonde est la somme algébrique

du courant d'électrons et du courant d'ions.

$$I_s = I_e + I_i \quad (2.19)$$

Il est assez facile d'extraire le courant net d'électrons  $I_e$  en prenant pour le courant d'ion des valeurs extrapolées à partir de la région III. En considérant une distribution maxwellienne des vitesses des électrons, on peut en principe déterminer la température électronique  $T_e$  à l'aide de l'équation suivante:

$$I_e = \frac{N_e e \langle v_e \rangle A}{4} \exp \left[ \frac{eV}{kT_e} \right] \quad (2.20)$$

Enfin le courant dans la région III, caractérisé par le fait que la sonde est fortement négative par rapport au plasma, est un courant d'ions pur. Les électrons sont repoussés par la barrière de potentiel. Il se forme dans cette région une gaine de charges d'espace constituée d'ions qui limite la portée du potentiel de la sonde.

### 2.3.3 Sonde simple en régime continu.

On peut distinguer trois cas principaux suivant les valeurs relatives des trois paramètres suivants:

$R$ : dimension caractéristique de la sonde,

$\lambda_D$ : longueur de Debye,

$L_o$ : libre parcours moyen des neutres.

1er cas :  $R \gg \lambda_D \gg L_o$  Gaine mince avec collisions.

2e cas :  $\lambda_D \gg R \gg L_o$  Gaine épaisse avec collisions.

3e cas :  $R \gg L_o \gg \lambda_D$  Gaine mince sans collisions, plasma dense.

Pour chacune de ces situations, on trouve dans la littérature des théories plus ou moins complètes.

Puisque notre travail a porté principalement sur les jets de plasma, nous nous en tenons ici à cet aspect de l'usage des sondes électrostatiques.

A l'examen des tableaux 1 et 2, on remarque que la longueur de Debye  $\lambda_D$  varie considérablement avec la température alors que le libre parcours moyen  $L_e$  varie assez peu. Ce fait entraîne une complication dans le choix d'une théorie de sonde applicable aux jets de plasma puisque, par exemple, pour l'argon dans un domaine de température  $T < 3\ 000\ K$ , on est dans le cas où  $\lambda_D \gg R \gg L_o$ . Dans un autre domaine de température  $3\ 000\ K < T < 4\ 500\ K$  c'est le 1er cas qui s'applique et enfin pour  $T > 5\ 500\ K$  on a affaire au 3e cas. Il n'existe pas encore de théorie générale pouvant couvrir toutes ces situations puisque les situations limites entre les différents cas sont très mal connues.

Faute de mieux, l'équation de Chung (1974) (16) est applicable dans le cas où la gaine est mince et où il y a équilibre entre les températures électronique et ionique ( $T_e = T_i$ ).

$$\frac{I_{i, \text{sat}}}{e N_{e\delta} u_\delta} \frac{(S/\ell)^{1/2}}{r \mu_\delta} = \frac{.47}{2^{\frac{1}{2}}} \left[ \frac{2}{Sc_i} \right]^{2/3} \quad (2.21)$$

avec

$$S = \int_0^x \rho_\delta u_\delta \mu_\delta r^2 dx \quad \text{et} \quad \ell = \left[ \frac{\rho_w \mu_w}{\rho_o \mu_o} \right]^{0.2}$$

$I_{i, \text{sat}}$  : courant d'ion à la saturation;

$u$  : vitesse du gaz dans la région de la couche limite;

$r$  : distance radiale

$\mu$  : viscosité du gaz.

$\rho$  : densité du gaz;

$Sc_i$  : nombre de Schmidt ionique =  $\mu_i / \rho_i D_i$

Les indices:  $\delta$ : couche limite;  $o$ : point de référence  $W$ : paroi.

Les autres équations en régime continue ne sont que des raffinements de celle-ci et elles s'appliquent toujours au cas d'une gaine de charges d'espace mince. Même si avec les théories actuelles de sonde on atteint un certain raffinement, il reste que leur application est très délicate, puisque l'on ne peut s'en tenir uniquement à la caractéristique de sonde trouvée pour obtenir les paramètres du plasma. En effet il faut de plus déterminer divers paramètres de la couche limite tels la densité du gaz, sa viscosité, sa vitesse et le nombre de Schmidt.

#### 2.3.4 Sonde double flottante, basse pression

Les premiers auteurs à développer cette technique d'analyse ont été Johnson et Malter (1950) (17). La figure 3 a représenté schématiquement le circuit électrique du système. La condition pour que ce système soit flottant nous est donné par l'application de la loi des noeuds à la région constituant le plasma.

$$i_{1+} + i_{2+} - i_{1-} - i_{2-} = 0 \quad (2.22)$$

Les indices 1 et 2 se réfèrent respectivement aux sondes doubles flottantes #1 et #2. Dans le circuit, le courant total I est donc:

$$I = i_{1-} - i_{1+} = i_{2+} - i_{2-} \quad (2.23)$$

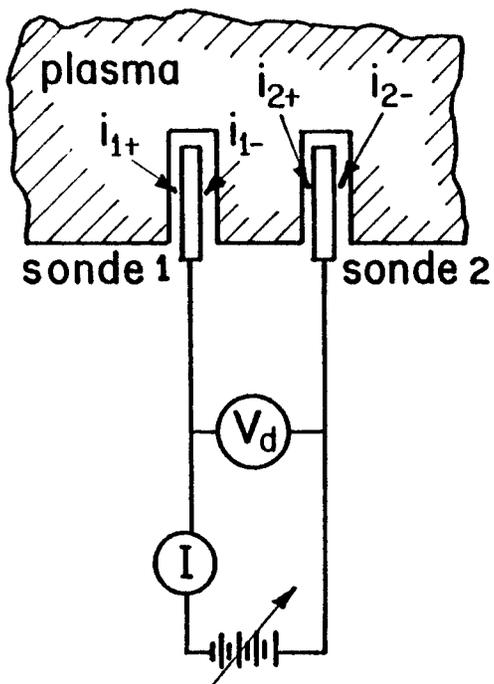
Cette dernière équation peut être également écrite de la façon suivante:

$$i_{1+} + i_{2+} = \Sigma i_+ = i_{1-} + i_{2-} \quad (2.24)$$

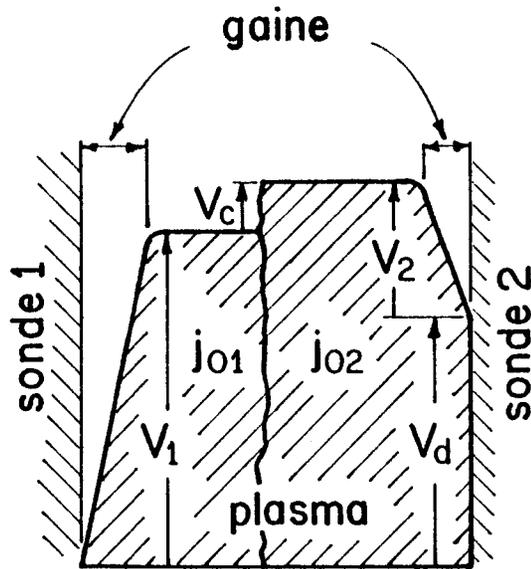
Ce qui indique que le courant net dans le système est nul. Pour une distribution maxwellienne des vitesses:

$$A_1 j_{01} \exp(-\phi v_1) + A_2 j_{02} \exp(-\phi v_2) \quad (2.25)$$

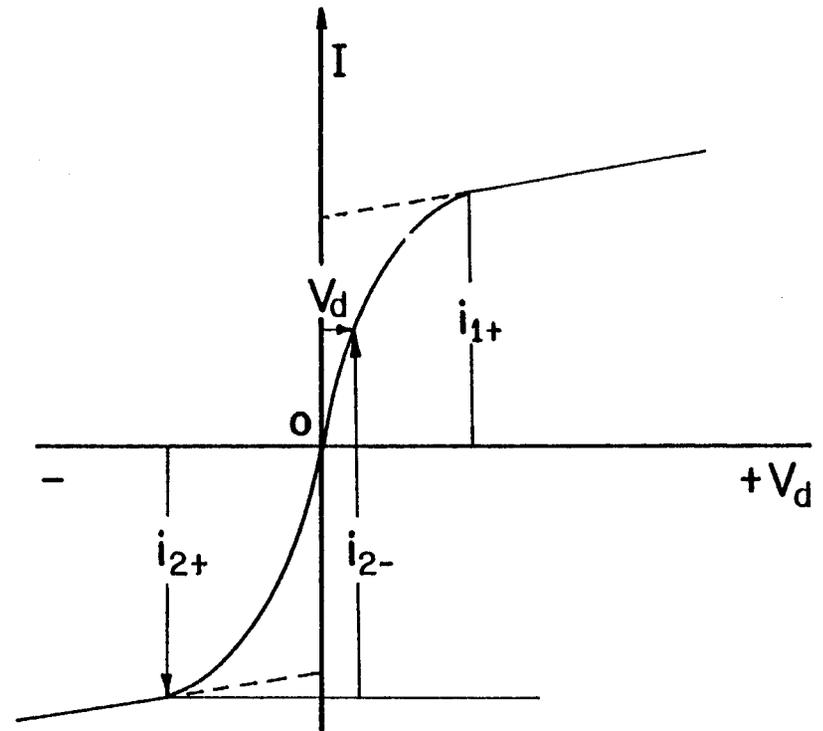
$$\text{ou } \phi = e/kT_e = 11\,600/T_e$$



(a) Circuit de base



(b) Diagramme de potentiel



(c) Caractéristique

### SONDE DOUBLE FLOTTANTE

FIGURE 3

Les quantités  $V_1$  et  $V_2$  représentent les potentiels de l'une et l'autre des sondes par rapport au plasma. Si on se réfère à la figure 3 b, on obtient:

$$V_1 + V_c = V_2 + V_d \quad \text{ou} \quad V_1 = V_2 + V_d - V_c \quad (2.26)$$

$V_d$ : est la différence de potentiel entre les deux sondes.

$V_c$ : est la différence de potentiel du plasma entre les deux positions de sonde.

$A_1$  et  $A_2$  représentent les aires des sondes 1 et 2 respectivement.

$j_{01}$  et  $j_{02}$  sont les courants électroniques dans le plasma non perturbé correspondant à chacune des sondes 1 et 2. Substituant 2.26 dans 2.25 et réarrangeant les termes, on trouve:

$$\ln \left[ \left( \frac{\Sigma i_+}{i_{2-}} \right) - 1 \right] = \phi V_d + \ln \sigma = \ln \Gamma \quad (2.27)$$

où

$$\Gamma = \frac{\Sigma i_+}{i_{2-}} - 1$$

et

$$\sigma = \frac{A_1 j_{01}}{A_2 j_{02}} \exp(\phi V_c)$$

## 2.4 Effets d'émission

A supposer que l'on ait une théorie de sonde adéquate pour l'interprétation des paramètres du plasma, il faut encore s'assurer que les émissions d'électrons par la sonde ne viennent pas fausser les courants d'ions collectés. Comme on l'a vu précédemment, les théories de sondes sont développées pour l'interprétation des courants d'ions collectés i.e. lorsque la polarisation de sonde est négative; or les courants d'émission d'électrons sont de même signe que les courants de collection d'ions, on ne peut donc les distinguer les uns des autres, il s'additionnent simplement.

En général on doit espérer que les courants d'émission d'électrons soient inférieurs d'un ordre de grandeur aux courants d'ions collectés. Nous résumons ici les principaux effets d'émission qui peuvent se présenter lorsque l'on utilise une sonde électrostatique dans un jet de plasma.

### 2.4.1 Emission thermoionique

Lorsqu'une surface métallique est à température élevée, elle émet des électrons suivant la loi de Richardson modifiée par Dushman:

$$j_{th} = 60.0 T^2 \exp\left[-\frac{e\phi_{th}}{kT}\right] \text{ A/cm}^2 \quad (2.28)$$

$\phi_{th}$ : travail d'extraction pour l'effet thermoionique;

$j_{th}$ : densité de courant.

Une étude théorique des effets d'émission d'électrons sur des sondes électrostatiques principalement par effet thermoionique a été réalisée par Chang et Bienkowski (1970)(18). Ces théories présentent un intérêt théorique

certain, mais elles demeurent très difficiles à appliquer pour l'expérimentateur; l'émission des électrons entraîne une modification de la distribution du potentiel au voisinage de la sonde ce qui donne lieu à une augmentation du courant d'ion.

#### 2.4.2 Emission photoélectrique

Ce type d'émission qui, à notre avis, peut être très important lorsqu'on utilise des sondes électrostatiques dans les arcs et les jets de plasma, a été pratiquement négligé à la fois par les théoriciens des sondes et également par les expérimentateurs.

Il est bien connu que les électrons sont émis par un métal lorsque sa surface est irradiée par de la lumière dont les photons ont une énergie supérieure à une valeur critique. Cette valeur qui peut être définie par une fréquence seuil  $\nu_0$  est donnée par la relation suivante:

$$h\nu_0 = e\phi_{ph} \quad (2.29)$$

On l'appelle le travail d'extraction pour l'effet photoélectrique.

$$\phi_{ph} = \frac{h\nu_0}{e} = \frac{1233.6}{\lambda_0} \quad (2.30)$$

si  $\phi_{ph}$  est exprimé en volts et connu pour un métal en particulier, la relation précédente nous permet d'évaluer  $\lambda_0$  la longueur d'onde de coupure en nm.

Nous résumons dans le tableau 4 les longueurs d'onde de coupure pour quelques métaux courants (19).

Comme les valeurs du travail d'extraction des métaux dépendent de plusieurs facteurs dont entre autres les conditions de surface, les valeurs données ici constituent des valeurs indicatives. Cependant, il y a lieu de tenir compte qu'il peut y avoir des fluctuations de

quelques dizaines de nm de part et d'autre de ces valeurs. On constate que la majorité des métaux sont sensibles à l'effet photoélectrique pour un rayonnement dans l'ultraviolet.

Tableau 4

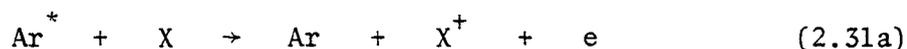
Potentiel de surface pour l'effet photoélectrique et longueur d'onde de coupure pour quelques métaux courants (19)

Métal	$\phi_{ph}$ volts	$\lambda_o$ nm
Ag	4.70	260
Al	4.56	270
Cu	4.5	264
Fe	4.7	261
Pt	6.3	196
W	4.8	257
Zn	3.68	335
Na	2.46-1.90	501-649
K	2.25-1.76	548-701

### 2.4.3 Destruction des métastables

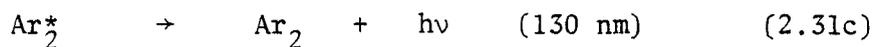
Il existe plusieurs mécanismes connus par lesquels les atomes à l'état métastable vont se désexciter. Certains de ces mécanismes s'effectuent dans le milieu gazeux lui-même, d'autres se font au voisinage d'une surface solide.

Parmi les mécanismes ayant cours dans la phase gazeuse, notons d'abord l'effet Penning. L'équation qui suit illustre ce phénomène avec un atome métastable d'argon:



Lors d'une collision de celui-ci avec un atome de nature différente, l'énergie de l'atome métastable sert à ioniser l'autre atome libérant ainsi un électron. Il importe cependant pour que la réaction ait lieu que l'énergie d'ionisation soit inférieure à l'énergie du métastable. Pour le cas de l'argon et de l'hélium, d'après les énergies des niveaux métastables (tableau 3), l'effet Penning serait possible avec tous les atomes de nature métallique. Un rayonnement de recombinaison fait suite à cette réaction. Remarquons cependant que dans un milieu gazeux ne comprenant qu'une seule espèce, par exemple un plasma d'argon pur ou d'hélium pur, ce qui était notre cas, l'effet Penning n'est possible que lors de collisions métastables-métastables.

On connaît toutefois d'autres réactions de nature collisionnelle par lesquelles un atome métastable peut être détruit de façon radiative. A haute pression, il existe un processus très important qui s'appelle l'effet Colli-Facchini ou émission d'un photon retardé [Loeb (1961) (20)]. Il est décrit par l'équation suivante avec l'argon:



C'est une destruction du métastable par collision trois corps avec les neu-

tres, donnant lieu à la formation d'une molécule  $\text{Ar}_2^*$  excitée qui se désexcite spontanément en fournissant un rayonnement ultraviolet au voisinage de 130 nm. [Thonnard et Hurst (1972) (21), Birot et Brunet (1975) (22)]. La molécule  $\text{Ar}_2$  étant très instable se scinde spontanément. Notons également qu'un rayonnement à 130 nm ne peut être absorbé par le milieu si celui-ci est constitué d'argon pur. En principe une situation semblable devrait se produire avec l'hélium.

Lorsque la température est suffisamment élevée, il existe de fortes possibilités de destruction de métastables dans les milieux gazeux par collisions électroniques; cette question sera reprise plus en détail au chapitre VI.

En ce qui concerne les effets d'émission de sonde, la destruction des métastables au voisinage d'une surface métallique peut s'avérer d'une très grande importance. En effet, les collisions entre un métastable et une surface métallique s'accompagnent d'une émission secondaire d'électrons dont l'énergie est égale à la différence entre l'énergie du métastable et le travail d'extraction caractéristique de la surface métallique.

## 2.5 Spectroscopie

La spectroscopie nous a servi dans ce travail comme moyen de diagnostic. Nous nous limiterons ici à résumer les principales relations qui nous serviront par la suite.

### 2.5.1 Spectre continu

Selon Chapelle et Cabannes (1969) (23), l'émission continue d'un jet de plasma à pression atmosphérique est due principalement à la recombinaison radiative et en partie à la radiation de freinage (bremsstrahlung). La radiation con-

tinue est une manifestation de la présence des électrons libres. Pour une température de l'ordre de 10 000 K, qu'il nous suffise de mentionner pour le moment que, selon les résultats expérimentaux des auteurs cités précédemment, l'intensité du spectre continu de l'argon est à peu près constante en fonction de la longueur d'onde dans le domaine du visible et principalement du côté de l'infra-rouge.

### 2.5.2 Spectre discontinu

Mentionnons d'abord que la plupart des techniques standards d'analyse des raies d'un spectre discontinu présupposent que le milieu est en état d'équilibre thermodynamique local (L T E). Les relations qui suivent sont valables dans de telles conditions seulement.

#### 2.5.2.1 L'intensité absolue d'une raie

Si l'absorption est négligeable, i.e. en présence d'un plasma mince, l'intensité de la radiation émise par une raie atomique peut s'écrire (24):

$$I_{nm} = \frac{c}{4\pi} \ell N_n A_{nm} h \nu_{nm} \quad (2.32)$$

Les indices  $n$  et  $m$  représentent respectivement les niveaux supérieur et inférieur d'énergie;

$A_{nm}$  est la probabilité de transition,

$\nu_{nm}$  est le nombre d'onde de la transition en  $\text{cm}^{-1}$ ,

$\ell$  représente la longueur de plasma suivant la direction d'observation,

$N_n$  est la concentration des atomes à l'état  $n$ .

A l'équilibre thermodynamique local,  $N_n$  est donné par la loi de Boltzmann (2.8):

$$N_n = \frac{g_n N_0}{U(T)} \exp\left[-\frac{E_n}{kT}\right] \quad (2.33)$$

Introduisant la longueur d'onde de la radiation, on a:

$$\lambda_{nm} = \nu_{nm}^{-1}$$

L'intensité devient:

$$I_{nm} = \frac{hc}{4\pi} \ell N \frac{g_n}{U(T)} \frac{A_{nm}}{\lambda_{nm}} \exp\left[-\frac{E_n}{kT}\right] \quad (2.34)$$

### 2.5.2.2 Rapport d'intensité de deux raies.

Pour deux raies d'émission différentes 1 et 2, l'équation 2.34 nous permet de calculer le rapport d'intensité:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{g_1 A_1 \lambda_2}{g_2 A_2 \lambda_1} \exp\left[-\frac{(E_1 - E_2)}{kT}\right] \quad (2.35)$$

Cette équation peut être mise sous forme logarithmique,

$$\ln\left[\frac{I_1}{I_2}\right] = \ln\left[\frac{g_1 A_1 \lambda_2}{g_2 A_2 \lambda_1}\right] - \frac{E_1 - E_2}{kT} \quad (2.36)$$

On trouve dans les tables de Wiese (1966) (25), les valeurs des probabilités de transition de même que les poids statistiques et les énergies des niveaux. Ces mêmes expressions sont souvent données en terme des forces d'oscillateur  $f_{nm}$  (26) (27):

$$f_{nm} = \frac{mc}{8\pi^2 e^2} \lambda^2 A_{nm} = 1.5 \times 10^{-18} \lambda^2 A_{nm} \quad (2.37)$$

ou  $\lambda$  est exprimé en nm.

La combinaison de (2.36) et (2.37) permet d'écrire:

$$kT = \frac{E_1 - E_2}{\ln\left[\frac{I_2 \lambda_2^3 g_1 f_1}{I_1 \lambda_1^3 g_2 f_2}\right]} \quad (2.38)$$

### 2.5.2.3 Courbes atomiques de Boltzmann.

En généralisant la méthode du rapport d'intensité de deux raies à plusieurs raies, on obtient des températures de plasma à l'aide d'un graphique appelé "Courbe atomique de Boltzmann". Prenons le logarithme népérien de l'équation 2.34:

$$\ln \left( \frac{I_{nm} \lambda_{nm}}{g_n A_{nm}} \right) = \ln \left( \frac{\ell hc N_o}{4\pi g_o} \right) - \frac{E_n}{kT} \quad (2.39)$$

Nous avons fait ici une approximation en supposant que  $U(T) \approx g_o$  poids statistique du fondamental. Cette approximation est valable pour l'argon et pour l'hélium puisque les énergies des premiers niveaux excités sont très grandes.

En passant au logarithme à base 10 et exprimant  $E_n$  en unités de  $\text{cm}^{-1}$ , on en arrive à:

$$T = \frac{625 E_n}{\log \left( \frac{I_{nm} \lambda_{nm}}{g_n A_{nm}} \right) - C} \quad (2.40)$$

ou C est une constante:

$$C = \log \left( \frac{\ell hc N_o}{4\pi g_o} \right) \quad (2.41)$$

Si on met en graphique  $\log \left( \frac{I_{nm} \lambda_{nm}}{g_n A_{nm}} \right)$  en fonction de  $E \text{ cm}^{-1}$ , on obtient la courbe atomique de Boltzmann et la température est obtenue à partir de l'inverse de la pente.

## CHAPITRE III

### DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Nous décrirons brièvement ici les dispositifs expérimentaux utilisés d'une part pour la production du plasma et l'ensemencement de vapeurs métalliques et d'autre part les diagnostics.

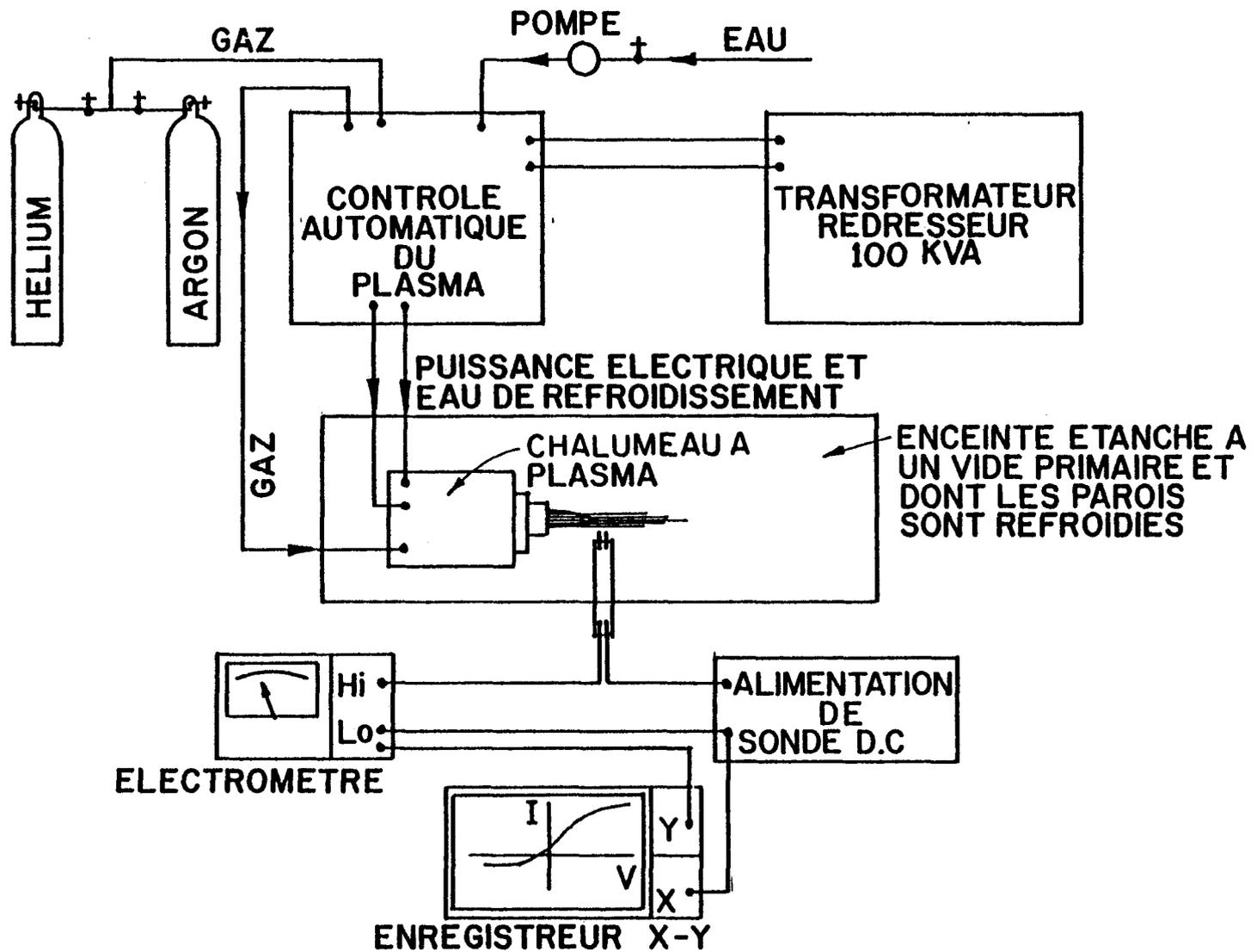
#### 3.1 Montage expérimental pour la production de plasma

De façon générale le plasma analysé est produit par un chalumeau à plasma monté à l'intérieur d'une enceinte pouvant être mise sous un vide partiel et équipée de différents accessoires. Parmi les éléments les plus importants, on compte:

- 1) Le chalumeau à plasma et accessoires;
- 2) Une enceinte refroidie et accessoires.

##### 3.1.1 Le chalumeau à plasma

Le chalumeau à plasma utilisé est du type U-51 fabriqué par la compagnie Thermal Dynamics Corporation, West Lebanon, New Hampshire (28) Ce chalumeau peut fonctionner à une puissance variant de .1 à 50 kw en courant conti-



**SCHEMA GENERAL DE L'APPAREIL**

FIGURE 4

nu. Les câbles d'amenée de courant sont contenus à l'intérieur d'un tuyau flexible en matière isolante dans lequel circule l'eau de refroidissement. Ce chalumeau peut recevoir différents types d'électrodes suivant la nature du gaz utilisé et le genre d'application. Pour les essais de la présente étude, nous avons utilisé deux combinaisons d'électrodes à symétrie cylindrique suivant que nous utilisons l'hélium ou l'argon. Ces électrodes sont répertoriées (28) comme suit:

Gaz	Cathode	Anode	Diam. int. Anode
He	57 x 3	57 x 14	6.3 mm
Ar	57 x 5	57x 14	7.9 mm

La cathode est en tungstène alors que l'anode est en cuivre. Cette combinaison d'électrode est refroidie par une circulation d'eau à une température d'environ 10°C sous une pression de 500 à 700 kPa, ceci pour éviter l'évaporation du métal des électrodes au cours des essais. Deux dispositifs d'ajustement sont adaptés aux électrodes; la cathode étant fixe, le premier utilise trois vis d'ajustement à 120° l'une de l'autre pour centrer l'axe de symétrie de l'anode sur celui de la cathode. Le second permet un déplacement fin longitudinal de l'anode par rapport à la cathode. Le chalumeau est muni d'un démarreur à haute fréquence que l'on utilise également pour centrer les deux électrodes. Enfin le gaz approprié (Ar, He) est amené sous pression et à débit contrôlé dans la couronne séparant les deux électrodes.

La puissance électrique est fournie par un transformateur-redresseur du type Miller (modèle SR 1500 F7) d'une puissance de 78 kw. Le secondaire débite un courant variable de 45 à 440 ampères sous une mise sous tension de 100, 200 ou 400 volts.

Une série de contrôles permettent un fonctionnement avec un maximum de sécurité. Des dispositifs (valves solénoïdes) ont pour effet de couper automatiquement l'alimentation au cas où les pressions d'eau de refroidissement ou du gaz seraient insuffisantes. On note également sur le panneau de commande différents instruments de mesure:

- un voltmètre et un ampèremètre pour les caractéristiques électriques de l'arc;
- un débitmètre à bille pour chaque type de gaz utilisé.

### 3.1.2 Une enceinte refroidie et accessoires

L'enceinte a une forme cylindrique dont les caractéristiques sont les suivantes , voir figure 5a:

- longueur: .75 m
- diamètre intérieur: .35 m
- diamètre extérieur: .40 m

Elle est fermée à une extrémité par une porte comprenant toutes les entrées nécessaires à l'alimentation du chalumeau. Elle sert aussi à supporter le chalumeau de telle sorte que l'axe du plasma coïncide avec l'axe de l'enceinte. L'autre extrémité est fermée par un échangeur de chaleur tubulaire avec circulation d'eau pour le refroidissement des gaz chauds à la sortie. L'enceinte est elle-même refroidie par une circulation d'eau dans la paroi extérieure.

De chaque côté et sur le dessus de l'enceinte, on remarque l'existence de lunettes d'observation pouvant servir également à la fixation d'instruments de mesure.

Parmi les accessoires, notons la présence de deux chariots à l'intérieur et au bas de l'enceinte, l'un et l'autre pouvant être déplacés indépendamment à l'aide de vis sans fin sur toute la longueur de l'enceinte. Ces chariots ont été utilisés pour la fixation d'instruments de mesure, d'électrodes, ou pour une sonde de référence. Les vis peuvent être actionnées de l'extérieur de façon manuelle ou automatique par des sorties étanches dans la porte d'entrée de l'enceinte.

### 3.2 Evaporation d'un métal à faible point de fusion

Un dispositif décrit à la figure 5b montre un évaporateur que nous avons utilisé pour injecter des vapeurs de potassium dans le plasma. Le tout est constitué principalement d'un contenant en acier inoxydable dans lequel on dépose des morceaux de potassium solide. Celui-ci est entouré d'un isolant en amiante sur lequel on enroule un filament de chauffage. Enfin on place une autre couche isolante d'amiante et le tout est maintenu en place par un ruban en fibres d'amiante. Comme l'indique la figure 5b la vapeur métallique peut sortir par un tube dont le diamètre intérieur est de 3 mm. Un tube de même dimension à l'autre extrémité sert à injecter de l'hydrogène pour faciliter la sortie des vapeurs métalliques.

Le processus d'opération du diffuseur est le suivant :

- 1) On chauffe à une température supérieure au point de fusion du métal à évaporer; soit environ  $300^{\circ}$  C pour le potassium (point de fusion  $63.7^{\circ}$  C) ce qui nous permet d'avoir une pression partielle de vapeur métallique suffisante. La mesure de la température se fait avec un thermocouple chromel-alumel fixé à l'arrière du diffuseur;
- 2) Un jet d' $H_2$  à débit contrôlé est introduit dans le diffuseur entraînant avec lui la vapeur métallique dans le plasma;

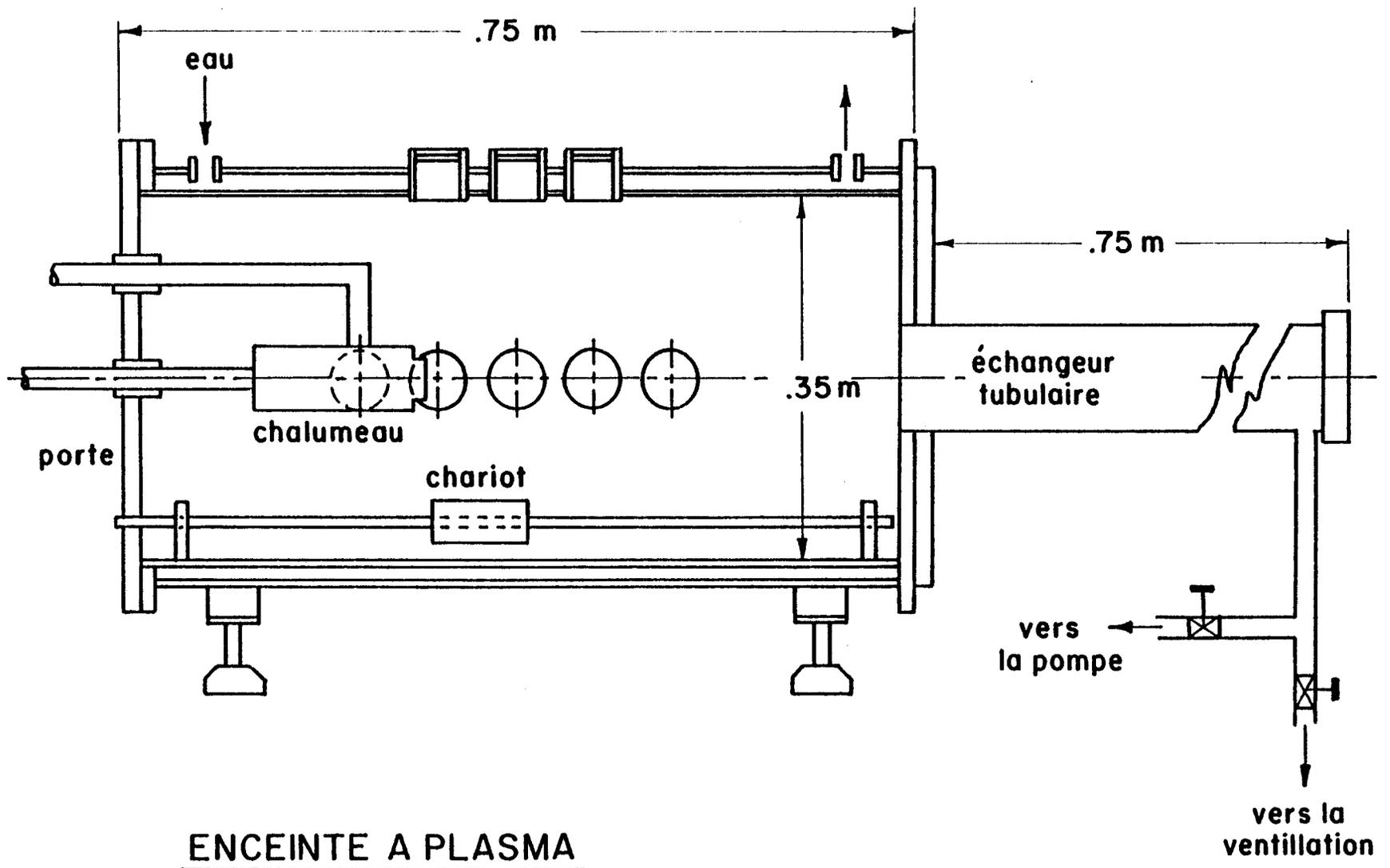
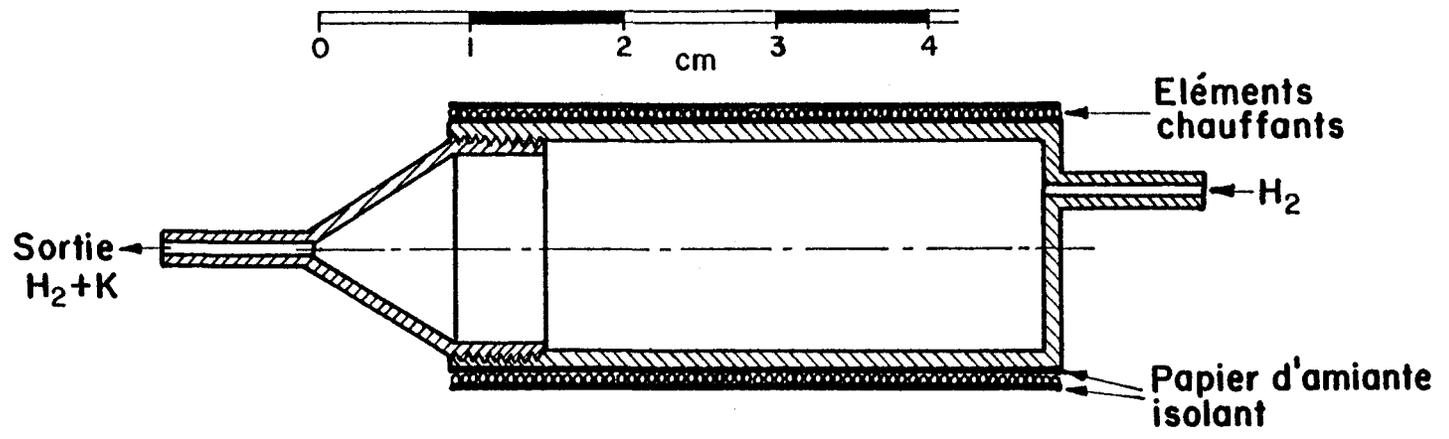


FIGURE 5a



# EVAPORATEUR DE POTASSIUM

FIGURE 5b

3) Lorsque l'équilibre est atteint, on procède à l'essai sur le plasma.

Le contrôle de débit du jet d' $H_2$  se fait à l'aide d'un tube comportant une restriction constituée d'un segment de tube capillaire. Un étalonnage a été effectué sur ce système. La concentration de potassium est estimée à partir de la mesure de la masse avant l'essai, d'un dosage analytique des résidus et de la durée de l'essai. Cela donne une estimation de .01% .

### 3.3 Différents types de sondes utilisées

Parmi les différents types de sondes utilisées au cours de notre étude, nous ne décrivons ici que les types de sondes qui ont été utilisées pour le présent travail. Nous décrivons également le circuit de sonde, de même qu'un dispositif pour la mesure des déplacements par rapport à l'axe du plasma.

#### 3.3.1 Les sondes

1) Les essais préliminaires ont été effectués dans les flammes et nous avons utilisé une sonde double flottante symétrique, constituée de fils de platine de .5 mm de diamètre séparés de 2 mm l'un de l'autre. Ces fils sont contenus dans une enveloppe isolante en alumine ne laissant à découvert qu'environ 1 mm de fil d'électrode.

2) Pour les essais effectués en présence d'un plasma comprenant des vapeurs métalliques produites à l'aide d'un arc secondaire, nous avons utilisé un arrangement simulant une sonde simple avec comme référence une grosse électrode de tungstène plongée dans le plasma à environ 25 cm de l'embouchure.

Cette électrode a un diamètre de 3.2 mm et elle traverse entièrement le plasma à cet endroit. La sonde de mesure est constituée d'un fil de tungstène de .8 mm de diamètre dont environ 1.5 mm excède l'isolant. Pour éviter les courts-circuits occasionnés par les dépôts métalliques entre l'isolant et la sonde, nous avons, tel que montré sur la figure 6, coupé l'isolant pour lui donner une forme biseautée de telle sorte que l'avant serve de bouclier aux vapeurs métalliques.

3) Pour les séries de mesures dont on donne des résultats pour différentes positions radiales, nous avons utilisé l'arrangement décrit à la figure 6 ; soit une sonde cylindrique de tungstène de .2 mm de diamètre dont la partie découverte (3 mm) est parallèle à l'axe du plasma.

### 3.3.2 Le circuit de sonde

Les sondes sont alimentées en courant continu à l'aide de simples piles sèches. Tout le système est flottant par rapport au plasma. Un arrangement de deux potentiomètres suivant le schéma de la figure 7 fait passer la polarisation de la sonde de 12 v. dc à -12 v. dc par rapport à la référence.

Comme instrument de mesure, on a utilisé:

- 1) un électromètre de marque Keithley modèle 602 opéré à l'aide de piles, pour les mesures de courant;
- 2) les caractéristiques de sonde ont été directement obtenues sur papier graphique à l'aide d'un enregistreur X-Y Hewlett-Packard modèle 7035B. La sortie de l'électromètre est connectée à la borne Y alors que la tension aux bornes de la sonde est sur l'entrée X. Un autre enregistreur X-Y plus perfectionné Honeywell modèle 530 a également servi pour les enregistrements de sonde et pour toutes les mesures

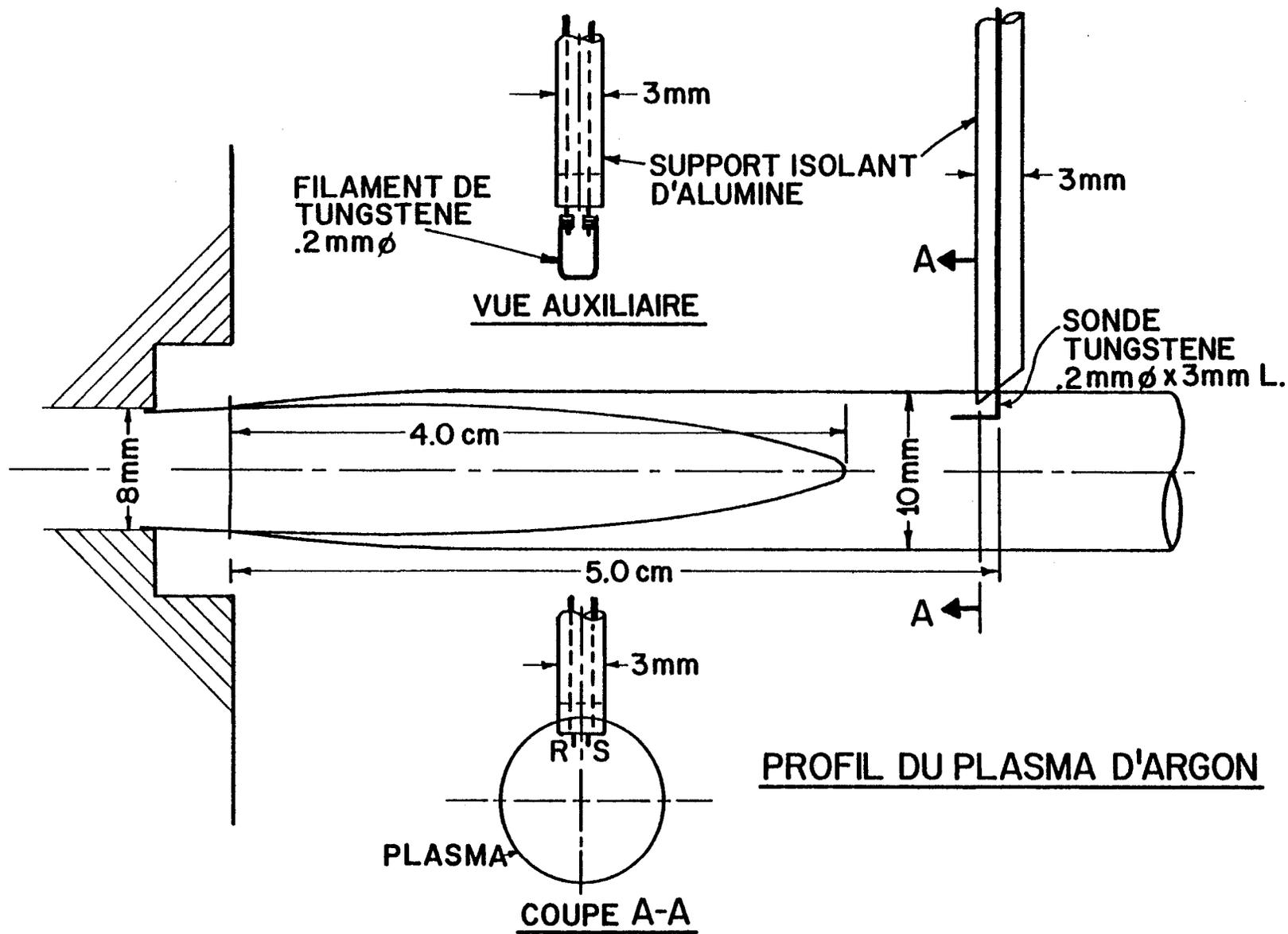
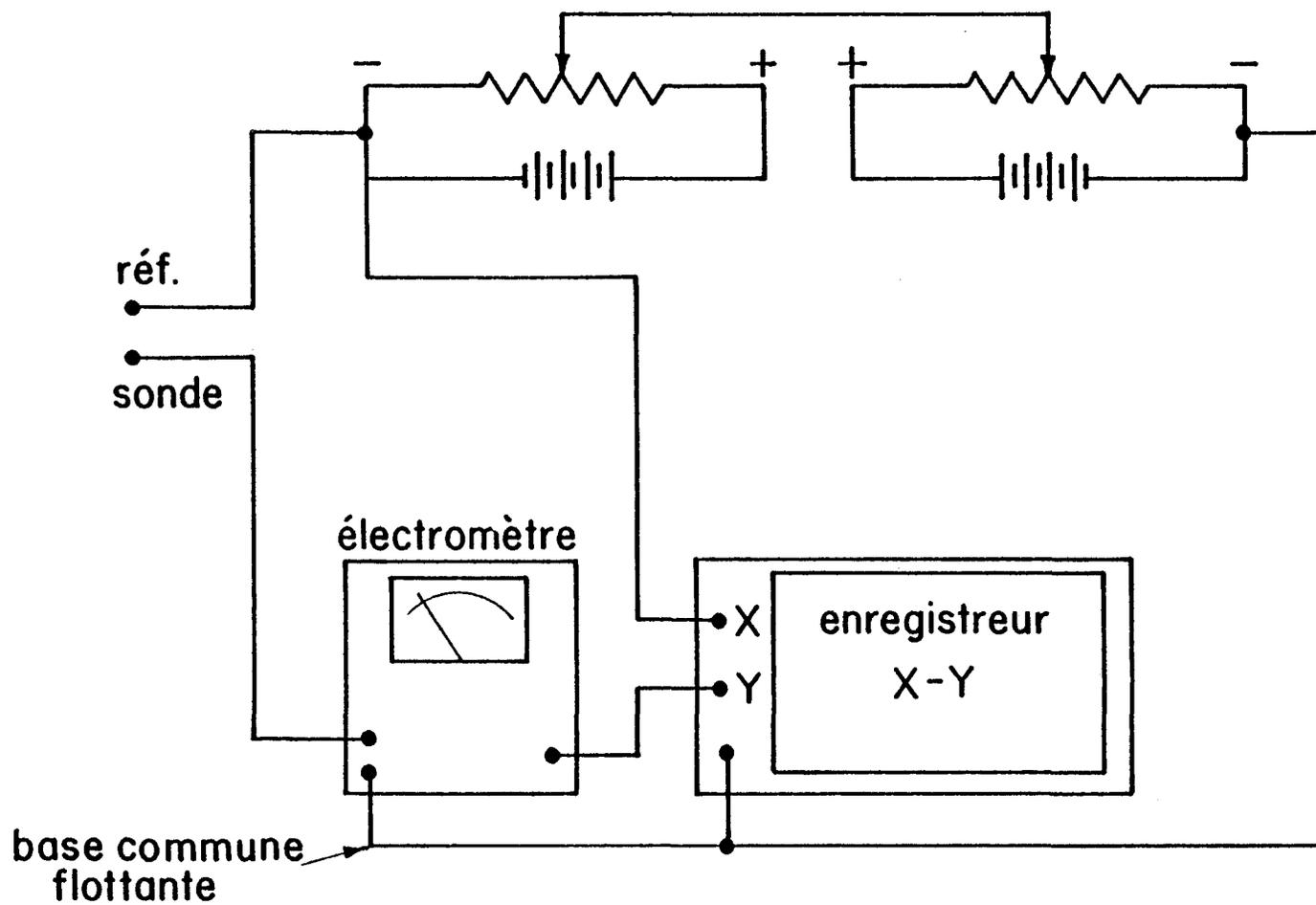
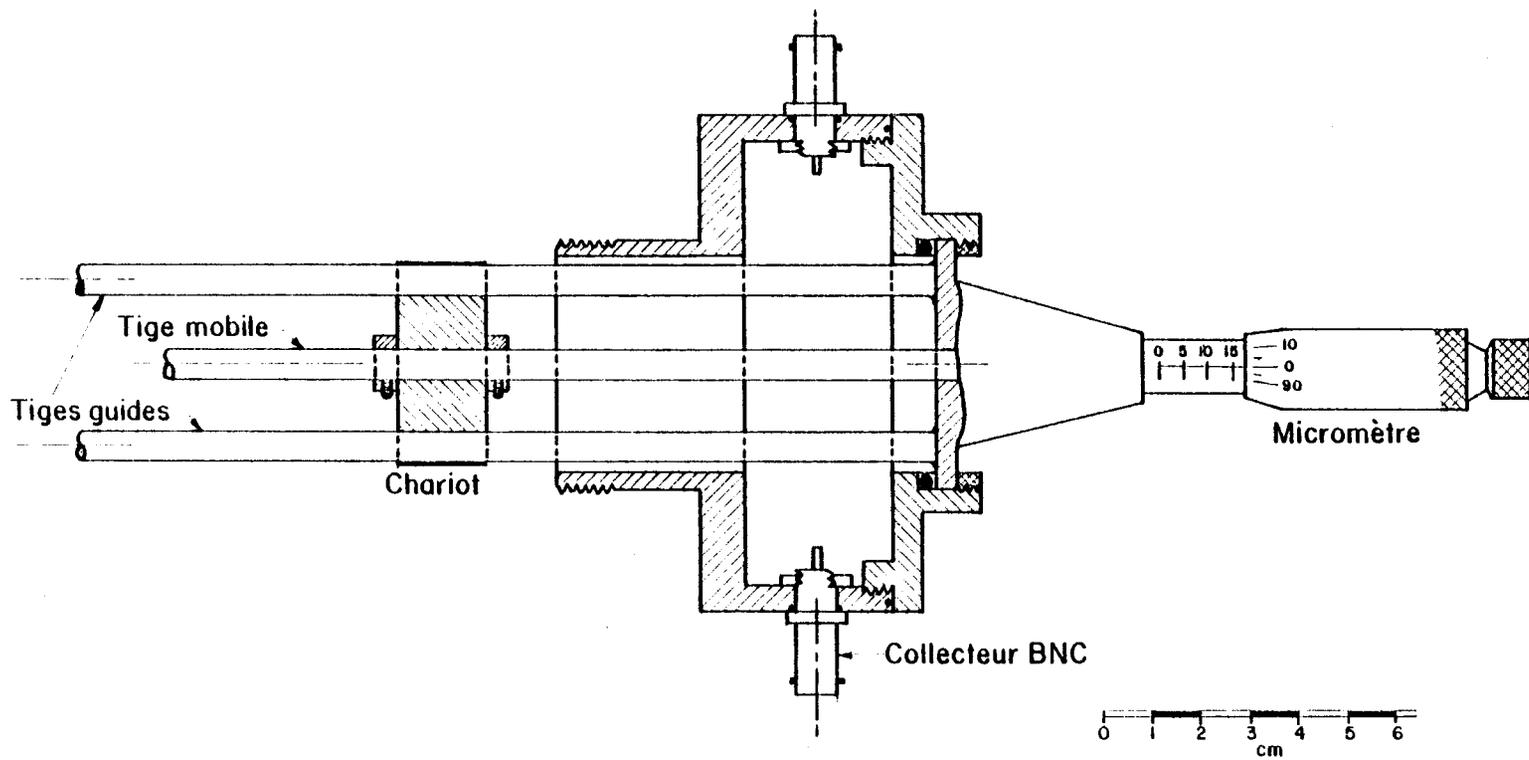


FIGURE 6: Sonde et filament chauffant dans le jet de plasma



CIRCUIT DE SONDE

FIGURE 7



**DISPOSITIF A DEPLACEMENT RADIAL**

FIGURE 8

avec les photocathodes.

### 3.3.3 Déplacement radial de la sonde

Le dispositif montré sur la figure 8 a été monté sur l'une des fenêtres de l'enceinte et a servi à mesurer des déplacements fins de la sonde dans la direction radiale par rapport à l'axe du plasma. Il est constitué essentiellement d'un chariot mobile sur lequel on a fixé la sonde. Le chariot est déplacé par un mouvement fin le long de tiges guides à l'aide d'un arbre central solidaire d'un micromètre extérieur et actionné par celui-ci. Les connections électriques sont faites sur des collecteurs BNC fixés à un boîtier de forme cylindrique sur lequel est monté le micromètre. L'étalonnage du micromètre pour la position de la sonde par rapport à l'axe du plasma est effectuée avant chaque essai. Ayant déterminé une fois pour toutes la position de l'axe du plasma par rapport au bas de l'enceinte; on utilise la même règle, graduée en mm, pour localiser le bas de la sonde. Pour éviter les erreurs de parallaxe, on fait la visée à travers une fenêtre à l'aide de la lunette du pyromètre optique, laquelle est équipée d'une lentille de 135 mm. On peut ainsi attribuer à la lecture du micromètre une position de sonde au 1 mm près par rapport à l'axe du plasma.

## 3.4 Autres modes de diagnostic

### 3.4.1 Photocathode

Les photocathodes utilisées ont été montées suivant la disposition de la figure 9 . Une photocathode telle qu'utilisée est de forme sphérique et incluse dans un cylindre en laiton qui sert d'anode et en même temps délimite la partie visible du plasma. Ce dispositif est solidaire d'un des chariots à mouvement longitudinal i.e. parallèle à l'axe du plasma. A chaque essai

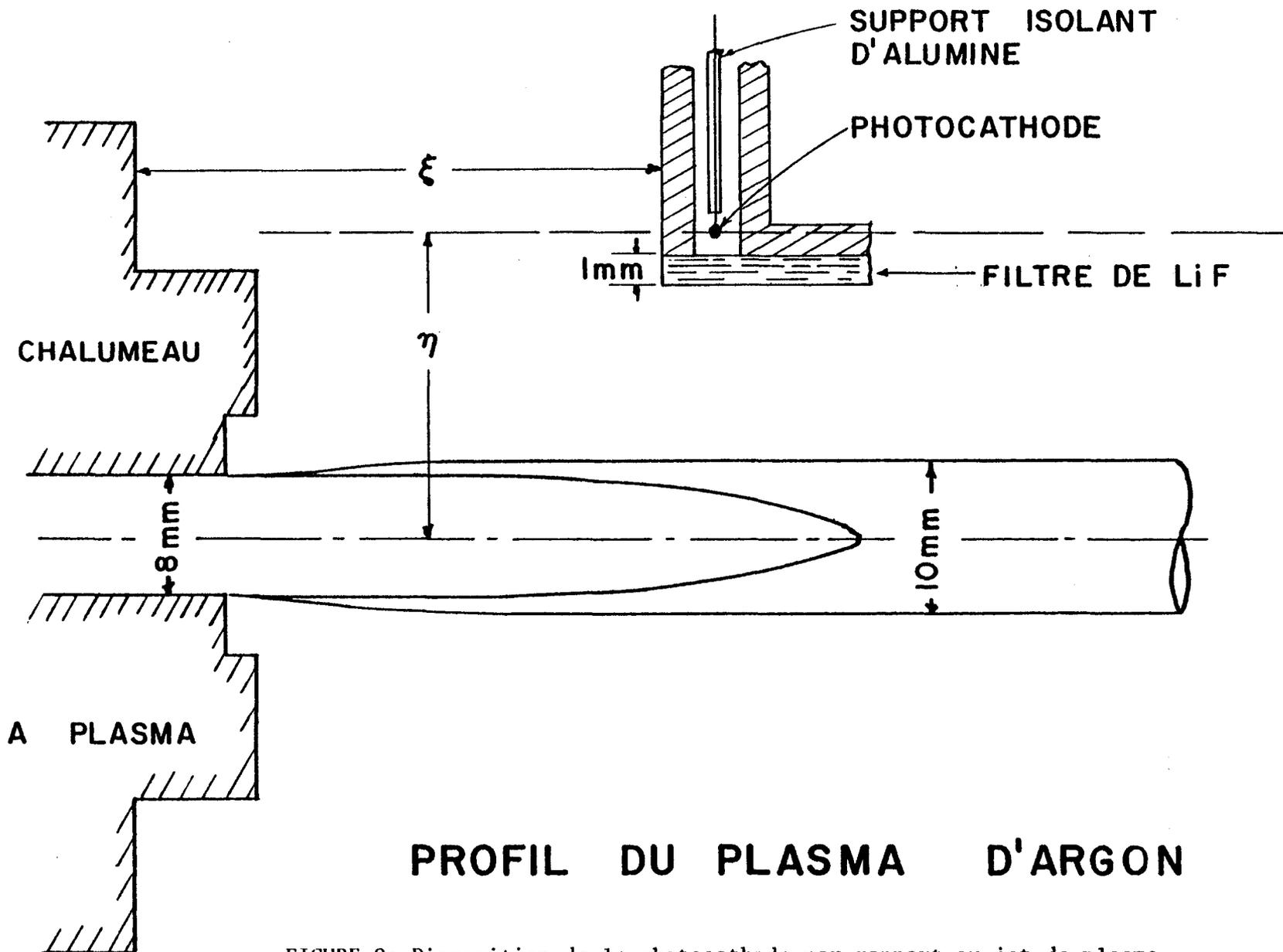


FIGURE 9: Disposition de la photocathode par rapport au jet de plasma.

la position par rapport à l'axe du plasma est mesurée et maintenue fixe. L'alimentation de la photocathode peut se faire de la même manière que pour les sondes sauf que l'on maintient un potentiel fixe de -12 volts sur la photocathode par rapport à l'anode. Celle-ci est flottante.

#### 3.4.2 Pyromètre optique

L'appareil utilisé pour les travaux décrits ici est fabriqué par la compagnie Leeds & Northrup modèle 8634. Ce pyromètre est conçu pour opérer dans un très vaste domaine de température, soit de 775°C à 6 200° C. Il est particulièrement bien adapté pour la mesure de surface d'un filament fin. Muni d'objectifs interchangeable de 58 mm et 135 mm, il permet de faire des lectures sur de très petites plages. Nous avons utilisé l'objectif de 135 mm qui, à une distance de 1m., permet des visées sur une cible de .4 mm. L'appareil a été étalonné à l'aide d'une lampe étalon pour tenir compte de la transmittance des fenêtres et de l'émissivité du filament, il en sera question plus en détail au chapitre IV.

#### 3.4.3 Filament chauffant

Dans le but d'obtenir une mesure directe de la température du plasma, dans les régions où cela est possible, nous avons fait usage de filaments chauffants suivant une méthode inspirée des travaux de Griffiths et Awbery(1929) (2). Après plusieurs essais avec des géométries et des dimensions de fil différentes, nous nous sommes arrêté à celles montrées à la figure 6. Le filament a la forme d'un U muni aux extrémités d'enroulements pour connection sur des conducteurs de cuivre. L'alimentation se fait à l'aide d'un transformateur donnant à la sortie 6.3 v. AC. Le contrôle de la puissance s'effectue entre le transformateur et la ligne par l'intermédiaire d'un autotransformateur variable. Le courant et la tension appliqués au filament sont mesurés à

l'aide de multimètres "Modèle 8 Universal Avometer". Ce filament a été monté sur le chariot du dispositif à mouvement radial fin décrit à l'article 3.3.3.

### 3.5 Mesures spectroscopiques

#### 3.5.1 Le spectromètre

Nous utilisons un spectromètre à balayage de deux mètres du type Czerny-Turner fabriqué par Jarrell Ash modèle 75-150. Pour les observations dans le visible, il est muni d'un réseau de diffraction de 1 180 lignes/mm. couvrant un domaine de:

$$200 \text{ nm} < \lambda < 1500 \text{ nm}$$

Monté en spectromètre l'appareil est muni d'une fente de sortie à laquelle est associée une photomultiplicatrice EMI 9558B. La réponse de la photomultiplicatrice en longueur d'onde limite le domaine possible d'utilisation du spectromètre. Cet aspect sera abordé dans les chapitres qui suivent.

Une combinaison de 12 vitesses de balayage est utilisable. Un indicateur monté sur le mécanisme de déplacement du réseau donne une lecture directe approximative de la longueur d'onde en nm. L'appareil a une résolution de .011 nm. à 310 nm.

Le système électronique d'enregistrement est fourni par la compagnie Jarrell Ash et répertorié modèle 82-110. Il comprend une source de haut voltage pour alimenter la photomultiplicatrice, un amplificateur permettant de détecter des courants de  $10^{-11}$  ampères et un enregistreur.

#### 3.5.2 Projection du plasma sur la fente du spectromètre

L'observation du rayonnement dans le visible d'un point du plasma est rendue possible par la projection, à l'aide d'une lentille convergente

de 30 cm. de distance focale, de l'image du plasma sur un écran situé à l'entrée du spectromètre. Un petit trou circulaire de 2 mm de diamètre fixe sur cet écran laisse pénétrer dans le spectromètre la lumière provenant de la région du plasma que l'on désire investiguer. On a ajusté la lentille de telle sorte que l'on ait un grossissement d'un facteur 2. Des repères situés à proximité du plasma sont également projetés sur l'écran et servent ainsi à la localisation du point observé. Pour l'ajustement du point d'observation sur l'ouverture du spectromètre, on déplace l'image du plasma sur l'écran, dans les directions verticales et horizontales, à l'aide de deux vis micrométriques situées sur le support de la lentille.

## CHAPITRE IV

### MESURES ET RESULTATS

#### 4.1 Introduction

Nous nous proposons dans ce chapitre de présenter les principales mesures et les résultats expérimentaux, à la fois suivant le déroulement historique effectué et en amenant les raisons qui ont guidé notre recherche.

Les sondes électrostatiques ont d'abord retenu notre attention comme méthode d'investigation des plasmas. Nous n'avons pas obtenu les résultats escomptés et cela nous a amené à étudier divers phénomènes perturbateurs et principalement l'effet photoélectrique.

Par la suite la spectroscopie nous a aidé à analyser l'état d'équilibre du milieu et finalement nous avons pu mettre en évidence les effets des métastables dans ce genre de plasma.

#### 4.2 Mesures et résultats avec les sondes électrostatiques

##### 4.2.1 Sonde double dans les flammes

Les premiers essais de sonde ont été faits dans des flammes avec une sonde double flottante en platine. Le type d'enregistrement obtenu est

tout-à-fait semblable à celui de la figure 3c. On a calculé les températures correspondantes en se servant de la méthode de Johnson et Malter (1950) (30) qui, même si elle est basée sur une théorie de basse pression donne des températures électroniques  $T_e$  entre 3 000 et 6 000 K. Ces valeurs sont d'un ordre de grandeur acceptable mais beaucoup trop élevées pour une flamme propane-air tel qu'utilisée. Il ne faut pas s'en surprendre si on considère que le mécanisme de combustion s'accompagne de chimie-ionisation et la sonde elle-même peut servir de catalyseur.

#### 4.2.2 Sonde dans un plasma d'argon contenant des vapeurs métalliques

Sachant que l'ensemencement d'un plasma d'argon avec des vapeurs métalliques était de nature à augmenter considérablement la concentration des électrons pour une température donnée, notre objectif était alors d'analyser à l'aide des sondes les régions du plasma où la spectroscopie n'est plus valable soit parce que les conditions de E T L ne se retrouvent pas ou soit que l'émission spectrale est trop faible. On prévoyait bien entendu avoir quelques difficultés d'interprétation des résultats, dues à la complexité des plasmas mixtes gaz-vapeur métallique.

Le dispositif expérimental décrit au paragraphe 3.2.1 du chapitre III nous a permis d'obtenir des plasmas mixtes qui, à première vue présentaient un profil d'écoulement laminaire ayant suffisamment de stabilité pour se prêter à une analyse. Les caractéristiques de sondes qui, en général, ont été faciles à enregistrer dans les flammes, ont été beaucoup plus difficiles à obtenir dans ce genre de plasma. Le dispositif d'enregistrement a dû être changé complètement. Nous avons opté pour un enregistrement lent de la caractéristique, quitte à compenser pour l'instabilité du plasma en répétant de 5 à 10 fois l'enregistrement pour en rechercher une valeur moyenne.

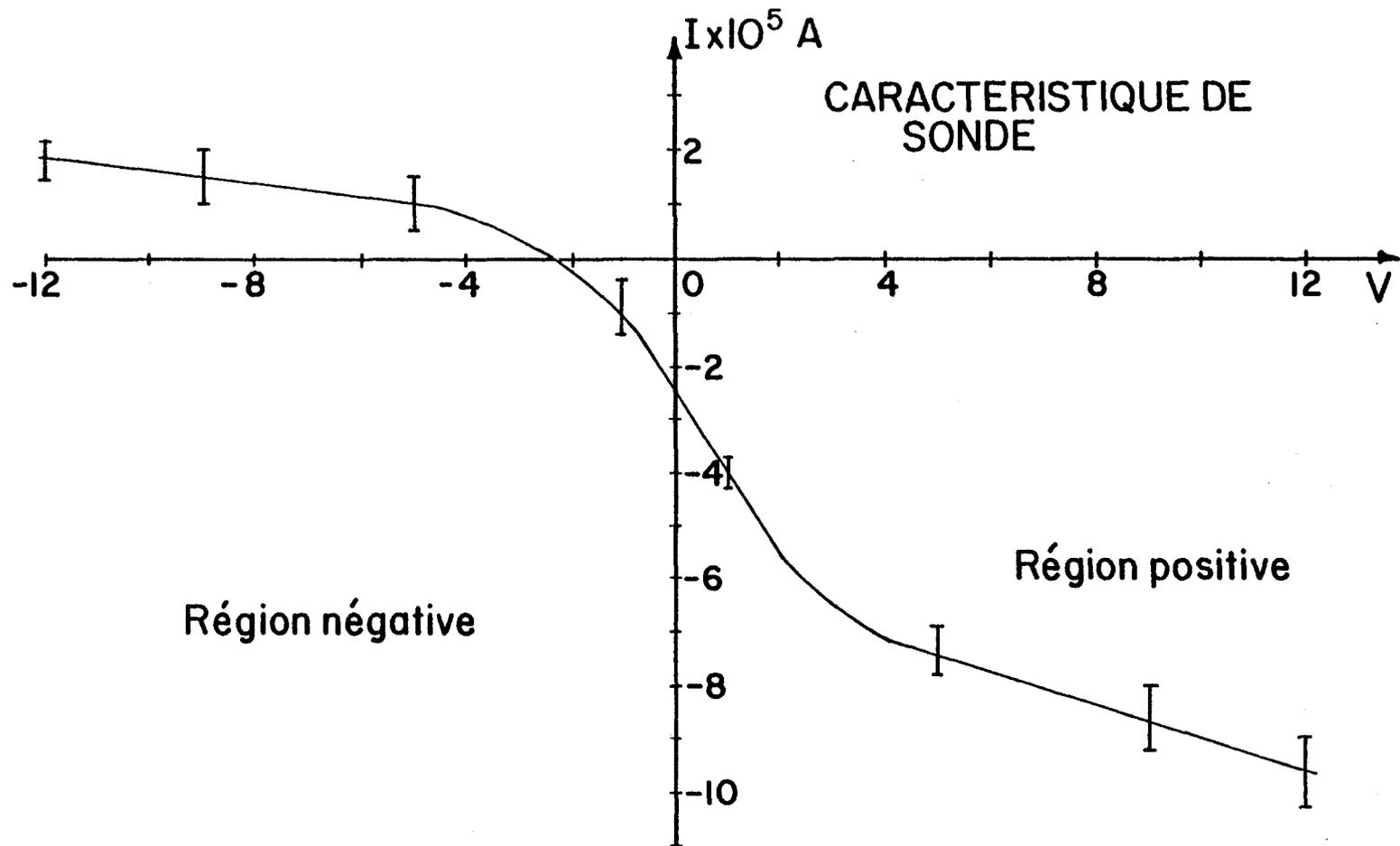


FIGURE 10: Caractéristique de sonde tel qu'enregistrée.

La figure 10 illustre ce que l'on obtient comme valeur moyenne ainsi que les écarts du groupe d'enregistrement. La méthode de calcul adoptée est celle de Johnson et Malter et on obtient des températures électroniques de 13 000 K. Il est évident que cette température est bien au delà de ce que l'on doit s'attendre dans la région du plasma où on a utilisé les sondes, soit à 5 cm de l'embouchure et au proche voisinage du plasma.

Un total de 338 enregistrements de sonde ont été effectués, et nous avons retenu 270 mesures susceptibles de se prêter à l'analyse. Ces 270 enregistrements ont été effectués dans des conditions très variables. On peut les diviser en 22 séries et dans chacune d'elle une seule variable est impliquée; il s'agit de la distance de la sonde par rapport à l'axe du plasma. D'autre part, les conditions de mesure pour chaque série diffèrent soit par la nature même du plasma utilisé, soit par le type de sonde utilisé.

Les plasmas utilisées ont été de trois types différents:

- Argon pur;
- Hélium pur;
- Plasma mixte argon et vapeur métallique.

Les courants d'arc produisant le plasma se sont élevés à 200 A ou 300 A selon le cas.

Les sondes du type flottant utilisées, se distinguent principalement par la dimension de la sonde de référence. C'est ainsi que l'on a utilisé des sondes flottantes;

- doubles symétriques;
- doubles assymétriques;
- sondes triples.

Une description plus détaillée a été donnée au chapitre III. Pour tous les essais effectués, on remarque d'abord, qu'en dehors du courant de saturation d'électrons ou d'ions, on observe très peu de reproductibilité.

Comme points d'intérêt dans les courbes caractéristiques de sonde, on peut relever la liste suivante que nous illustrons sur le graphique de la figure 11:

- 1) Courant moyen à la saturation en polarisation positive;
- 2) Courant moyen à la saturation en polarisation négative;
- 3) Voltage correspondant à un courant nul, (rencontre de la courbe avec l'axe horizontal);
- 4) Courant correspondant à un voltage nul, (rencontre de la courbe avec l'axe vertical);
- 5) Pente de la courbe entre les deux régions de saturation;
- 6) Pente dans la région de saturation positive;
- 7) " " " " " négative;
- 8) Valeurs de voltage au point de rencontre des tangentes, région positive;
- 9) Valeurs de voltage au point de rencontre des tangentes, région négative;
- 10) Incertitude sur le courant de saturation en région positive;
- 11) Incertitude sur le courant de saturation en région négative.

Les graphiques des figures 12, 13 et 14 représentent pour une série d'essais types, les variations de quelques points d'intérêt des courbes caractéristiques pour différentes positions radiales de la sonde.

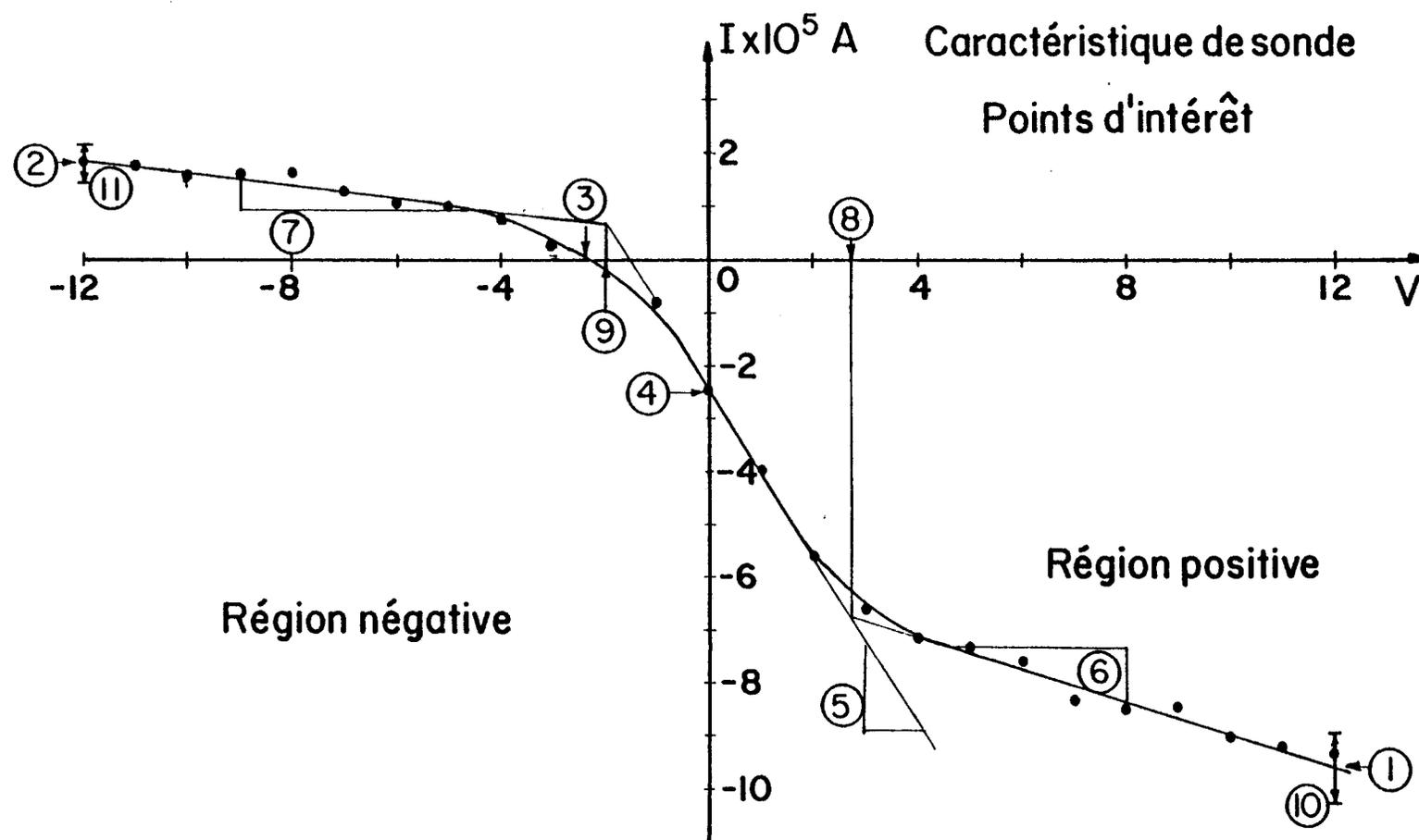


FIGURE 11: Points d'intérêt sur la caractéristique de sonde.

## COURANTS DE SATURATION A LA SONDE DE MESURE ET A LA REFERENCE

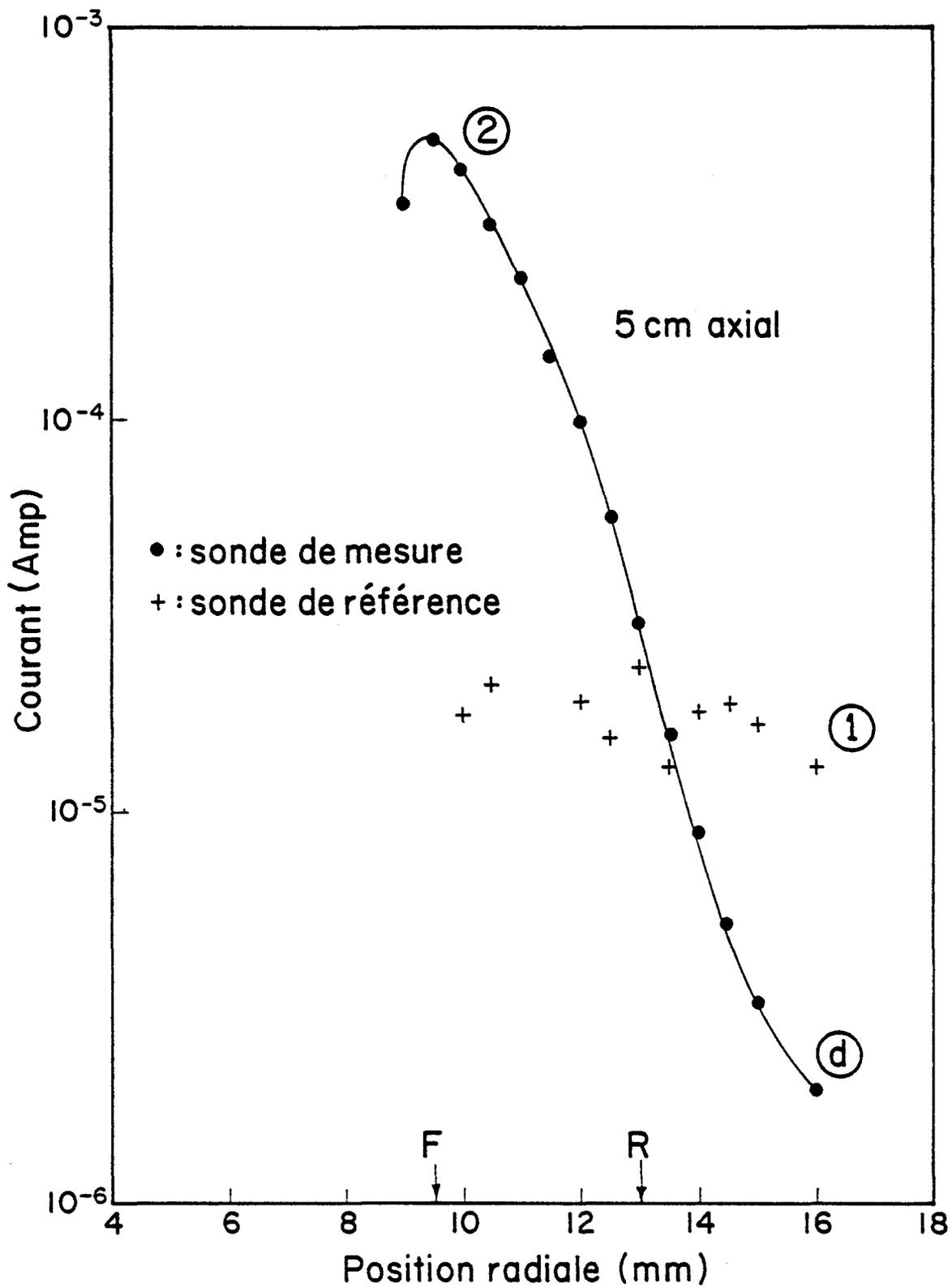


FIGURE 12

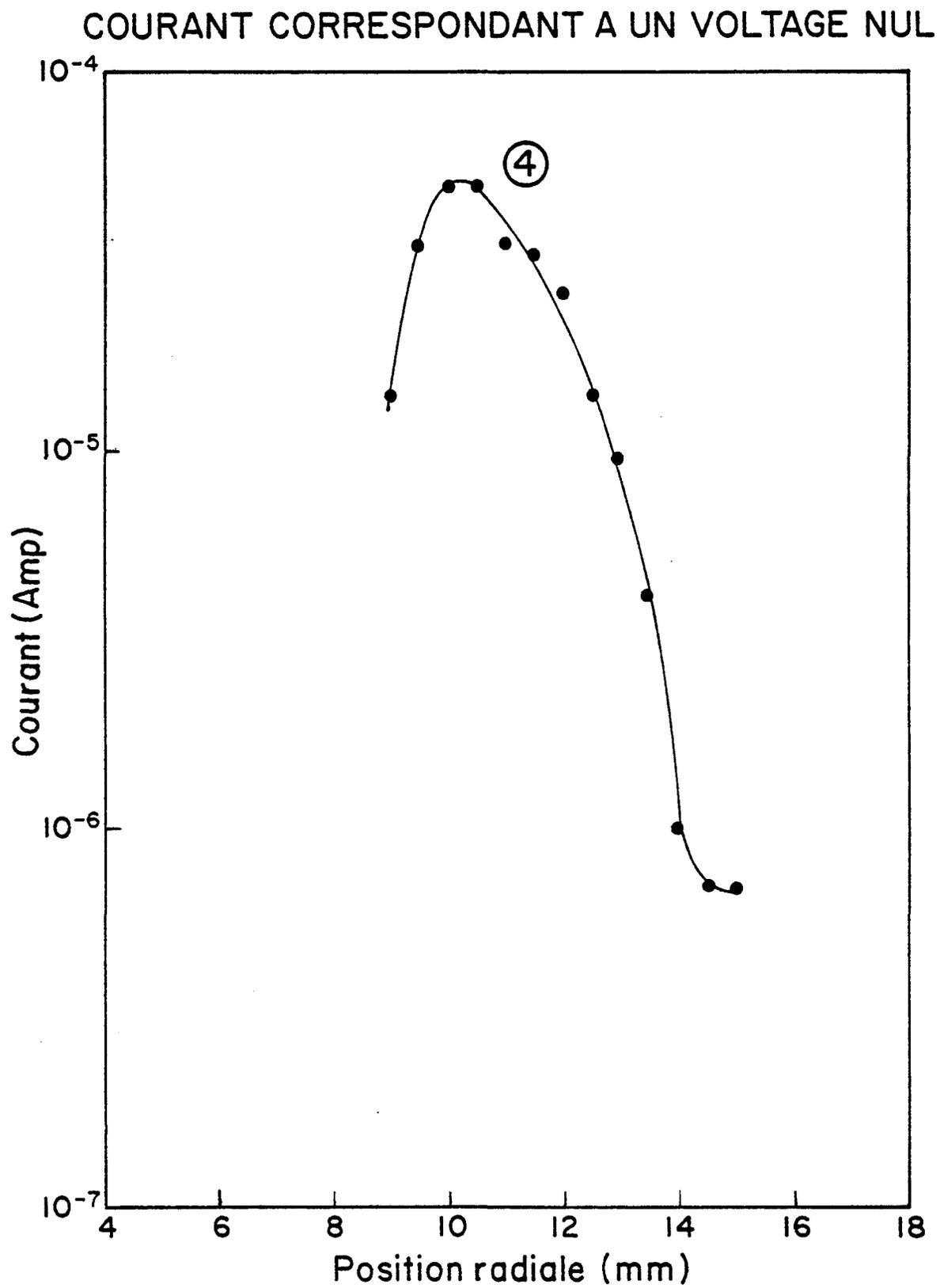


FIGURE 13

## PENTE ENTRE LES DEUX REGIONS DE SATURATION

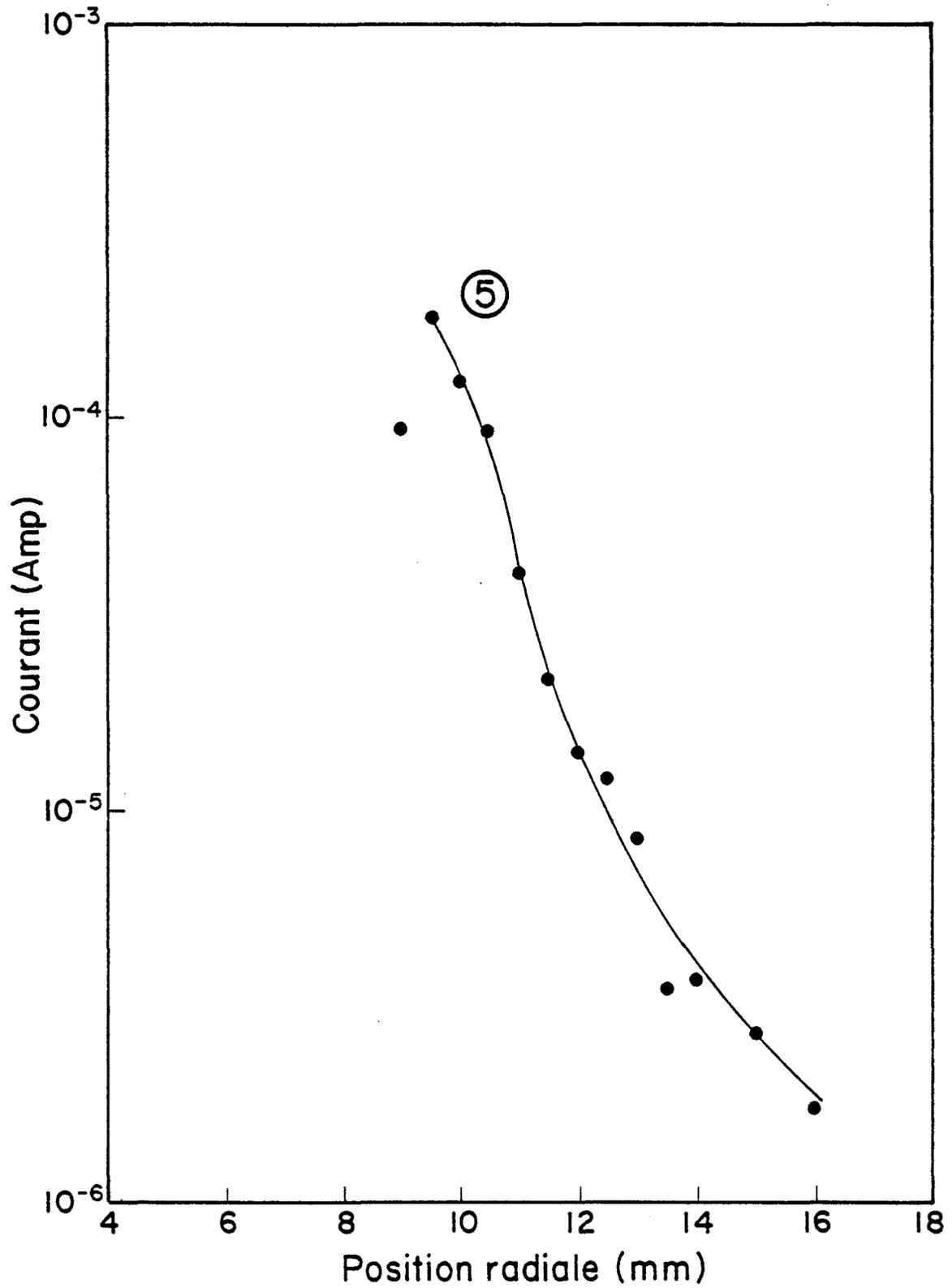


FIGURE 14

Les conditions expérimentales correspondant à cette série d'essais sont les suivantes: Le milieu ionisé est un plasma mixte argon-fer à la pression atmosphérique. La sonde de référence est une grosse électrode de tungstène de 3.2 mm de diamètre, placée directement dans la partie avant du plasma, soit à une distance de 18 cm de l'embouchure du chalumeau. La sonde de mesure par contre est constituée d'un fil de tungstène de .8 mm de diamètre dont une longueur de 1.5 mm excède une gaine isolante d'alumine. Cette sonde est déplacée le long d'une droite perpendiculaire à l'axe du plasma et située à 5 cm de l'embouchure.

A partir de ces graphiques, on peut faire les observations suivantes:

a) Les mesures relatives aux courants collectés par la sonde de référence sont assez aléatoires et représentent peu d'intérêt pour l'étude des plasmas.

b) Par contre la plupart des mesures relatives aux courants de la sonde de mesure, démontrent une variation très nette en fonction de la position radiale de la sonde par rapport au plasma; ceci est remarquable pour:

- 1) Le courant de saturation à -12 v;
- 2) Le courant correspondant à un voltage nul (sonde-référence);
- 3) La pente entre les régions de saturation;
- 4) La pente dans la région de saturation négative.

Dans tous les essais effectués, on remarque qu'une densité de courant a été mesurée même lorsque la sonde de mesure est nettement à l'extérieur du jet de plasma, c'est-à-dire dans des régions où la température est relativement basse et où la densité des ions et des électrons est à toutes fins pratiques nulle.

Enfin la principale difficulté expérimentale rencontrée lors de l'utilisation des sondes dans un plasmaensemencé par des vapeurs métalliques vient du fait que les conditions de surface des sondes varient au cours de l'expérience de façon incontrôlable. Ce n'est que lorsque la sonde de mesure a des dimensions relativement grandes (.8 mm dans le cas des valeurs présentées sur les graphiques précédents) que la reproductibilité est la meilleure, la résolution de la mesure étant cependant réduite.

#### 4.2.3 Sonde dans un plasma d'argon pur

Dans le but de faire certaines comparaisons, nous avons effectué des mesures de sonde dans le plasma d'argon pur. Cependant ces comparaisons pour les mêmes positions ne sont pas valables puisque la configuration du plasma est nettement différente dans les deux cas. En effet, dans le cas du plasmaensemencé, le volume est beaucoup plus considérable que dans le cas du plasma de gaz pur. Les observations telles que montrées sur les graphiques précédents ont été faites pour des positions radiales variant de 9 à 16 mm. Dans le cas du plasma d'argon pur, les positions radiales se situent entre 4 et 8 mm, donc à des positions beaucoup plus rapprochées de l'axe du plasma. Les courants mesurés à des positions nettement extérieures au plasma sont du même ordre de grandeur que pour le plasmaensemencé. La variation du courant de saturation pour la sonde de mesure en polarisation négative présente à peu près la même forme de variation, sauf que dans le plasmaensemencé, la valeur maximum du courant est environ un ordre de grandeur supérieure.

#### 4.2.4 Autres formes de sonde utilisées

Dans le plasma d'argon pur, nous avons essayé d'autres types de sondes comme les sondes doubles flottantes symétriques, les sondes doubles

assymétriques et même des sondes triples dans le but de simuler une sonde simple. Dans tous ces cas, les caractéristiques enregistrées ont l'allure prévue mais l'application des théories de sonde donne des valeurs erronées. En particulier, en ce qui concerne la température, les valeurs sont très supérieures à celles que nous avons anticipées. Bien plus, on a toujours observé des courants de sonde quel que soit le dispositif utilisé et quel que soit le genre de plasma, lorsque les positions correspondent à des régions froides c'est-à-dire où la concentration des électrons est négligeable.

Quelques essais ont été réalisés avec un plasma d'hélium, dans le but de comparer l'importance des courants observés à l'extérieur du plasma. Ces essais nous ont donné des courants extérieurs tout aussi importants que pour l'argon. Par exemple, à 9 mm de l'axe du plasma on a mesuré avec le plasma d'argon une densité de courant de  $8.7 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$  et pour la même position on mesure avec l'hélium  $3.2 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ .

#### 4.2.5 Précision des mesures avec les sondes

Les mesures avec les sondes consistent à observer en un point donné la caractéristique  $I = f(V)$  en changeant la polarisation  $V$  de la sonde. Nous considérerons ici trois éléments susceptibles d'affecter la précision des mesures; nous les introduisons par ordre d'importance croissante.

1) La sensibilité des instruments de mesure. Comme nous l'avons vu au chapitre III, les instruments utilisés pour les mesures de sonde ont été d'une part un électromètre de marque Keithley et un enregistreur X-Y de la compagnie Hewlett-Packard pour une partie des mesures et par la suite un enregistreur Honeywell de plus grande sensibilité.

On admet que les causes d'incertitude amenées par la présence de ces instruments sont négligeables.

2) La position et la géométrie des sondes. La position du centre de la sonde est déterminée par deux paramètres par rapport au plasma, soient la distance axiale et la distance radiale telles que définies au chapitre III. La distance axiale a été en général maintenue fixe pour plusieurs séries d'essais, elle est mesurée en cm à  $\pm 1$  mm. La distance radiale a été mesurée à l'aide d'un micromètre relié à la sonde; les mesures ont été faites en mm à  $\pm 0,1$  mm. Nous devons aussi considérer la géométrie de la sonde, ceci est d'autant plus important que le diamètre de la sonde est plus grand et que la mesure se situe au voisinage proche du plasma i.e. là où les gradients de température sont très grands. La sonde de plus grand diamètre que nous avons utilisée a été de .8 mm, et dans cette situation, les mesures effectuées correspondent à une moyenne sur la région où s'étend la sonde elle-même.

3) L'instabilité du plasma. L'incertitude la plus grande provient de l'instabilité du plasma lui-même. Ceci se traduit dans la forme des enregistrements par une série de courbes caractéristiques plus ou moins parallèles auxquelles s'ajoutent les fluctuations sous forme de bruit. On remarque cependant que pour des enregistrements correspondants à des positions distinctes séparées de .5 mm radialement, il n'y a pas de superposition entre les caractéristiques; ce qui nous permet d'affirmer que la définition des mesures est meilleure que .5 mm de distance radiale pour un plasma d'argon pur. L'instabilité et les fluctuations sont cependant beaucoup plus grandes dans le cas d'un plasmaensemencé, soit environ 25%.

On admet, d'après l'étude des graphiques expérimentaux, dans le cas d'un plasma d'argon pur et pour le courant de sonde en polarisation négative une incertitude moyenne de 15%.

### 4.3 Mesures avec les photocathodes

#### 4.3.1 Introduction

Pour expliquer les courants de sonde dans les régions extérieures au jet de plasma, nous avons émis l'hypothèse que ces courants sont dus à une émission d'électrons par effet photoélectrique. Cette hypothèse est d'autant plus plausible, qu'il est bien connu que les plasmas d'argon ou d'hélium constituent des sources importantes de rayonnement ultraviolet. Nous donnons au tableau 5 les raies d'émission u.v. pour l'hélium et pour l'argon. Au tableau 4 nous avons montré les seuils d'émission pour l'effet photoélectrique de différents métaux. On peut constater à l'examen de ces tableaux que ces radiations sont suffisamment énergétiques pour rendre tous les matériaux photoémissifs. Bien plus, une analyse des diagrammes d'énergie (figures 1a et b), montre clairement que toute désexcitation de ces atomes vers le fondamental s'accompagne d'une émission ultra-violette. En intensité, ces émissions sont de loin les plus importantes de toutes pour ces plasmas gazeux.

Devant l'importance de ces émissions, il est étonnant qu'il en soit fait si peu mention dans la littérature scientifique par les auteurs qui ont traité du problème des sondes électrostatiques dans les plasmas, que ce soit du point de vue théorique ou du point de vue expérimental.

Tableau 5  
Raies d'émission dans l'ultra-violet  
de l'hélium et l'argon neutre

HELIUM I		ARGON I	
nm.	$A_{ki} \times 10^{-8}$ sec <sup>-1</sup>	nm.	$A_{ki} \times 10^{-8}$ sec <sup>-1</sup>
50.620	.104	86.680	3.13
50.657	.130	86.975	.35
50.7058	.181	87.606	2.70
50.7718	.237	87.995	.77
50.8643	.343	104.822	5.1
50.9998	.507	106.666	1.19
51.2098	.719		
51.5617	1.28		
52.2213	2.46		
53.7030	5.66		
58.4334	17.99		

Source: Tables de Wiese, Atomic Transitions Probabilities.

Nous faisons référence ici à Chang et Bienkowski (1970) (31) qui ont étudié systématiquement les effets d'émission sur les sondes en se concentrant sur l'effet thermionique et l'émission secondaire due au bombardement par les ions sans mentionner l'effet photoélectrique. Nous faisons référence également à plusieurs expérimentateurs tels que Grey et Jacobs (1967) (32) et (1962) (33), Cléments et Smy (1970) (34), Grick, Quigley, Richard (1973) (35) qui n'en font pas mention. On doit noter cependant que F.F. Chen (1965) (36) mentionne que l'effet photoélectrique est une source d'erreur lorsqu'on utilise des sondes électrostatiques dans l'ionosphère, ceci étant causé par la présence de rayonnement ultraviolet provenant du soleil.

Mentionnons aussi que par rapport aux autres effets d'émission de sonde, l'effet photoélectrique est un cas spécial en ce sens que les courants produits sont dus au rayonnement provenant de tous les points du plasma, alors que tous les autres effets d'émission dépendent des conditions du plasma dans la région immédiatement adjacente à la sonde.

#### 4.3.2 Les conditions expérimentales

Toutes les mesures effectuées avec une photocathode du type décrit au paragraphe 3.4.1 du chapitre III ont été réalisées au voisinage d'un jet de plasma d'argon pur à pression atmosphérique. Le jet est en régime laminaire à haute température avec un débit de 4.7 litres/min mesuré avant l'entrée dans le chalumeau (haute pression), un courant d'arc de 200 A pour une tension de 20 volts.

Les mesures expérimentales avec la photocathode ont été effectuées en déplaçant celle-ci parallèlement à l'axe du plasma sur une longueur de 10 cm. La photocathode est maintenue à une polarisation fixe de -12 v par rapport au collecteur en forme de cage cylindrique qui la contient. Une cinquantaine

d'essais ont été réalisés de cette manière. On a pu ainsi étudier l'influence des paramètres suivants:

- 1) La distance radiale i.e. la distance entre la photocathode et l'axe du plasma;
- 2) La nature de la photocathode;
- 3) L'effet d'un filtre devant la photocathode.

Au cours d'un essai, la distance radiale est maintenue fixe, nous avons effectué des mesures pour diverses positions entre 15 mm et 26 mm. On a utilisé des photocathodes de nature différente soit en Cu, W, Pt, Pt 10% Rh, carbure de tungstène. Quant aux filtres, nous montrerons des mesures effectuées avec un filtre en LiF, un filtre de plexiglass et en l'absence de filtre.

#### 4.3.3 Résultats expérimentaux

L'allure typique des enregistrements du courant émis par la photocathode, pour différentes positions longitudinales à l'extérieur du plasma, se présente tel qu'indiqué aux figures 15 et 16. A l'extrémité gauche de la figure 16, la photocathode ne voit pas le plasma puisqu'il est caché par le rebord de l'embouchure du chalumeau, et le courant est alors très petit. Cela est suivi d'une montée très rapide atteignant un maximum suivi d'une diminution épousant la forme d'une exponentielle décroissante. Lorsqu'on trace ces valeurs de courant sur papier semi-logarithmique, on observe bien la linéarité de la partie décroissante de la courbe. La pente de cette partie linéaire constitue avec la valeur maximum du courant, les principaux éléments de comparaison entre les divers enregistrements.

Les courbes de la figure 15 correspondent à différentes positions radiales pour un même type de photocathode. Pour le tracé de ces courbes on a considéré la valeur moyenne i.e. on élimine les fluctuations aléatoires et

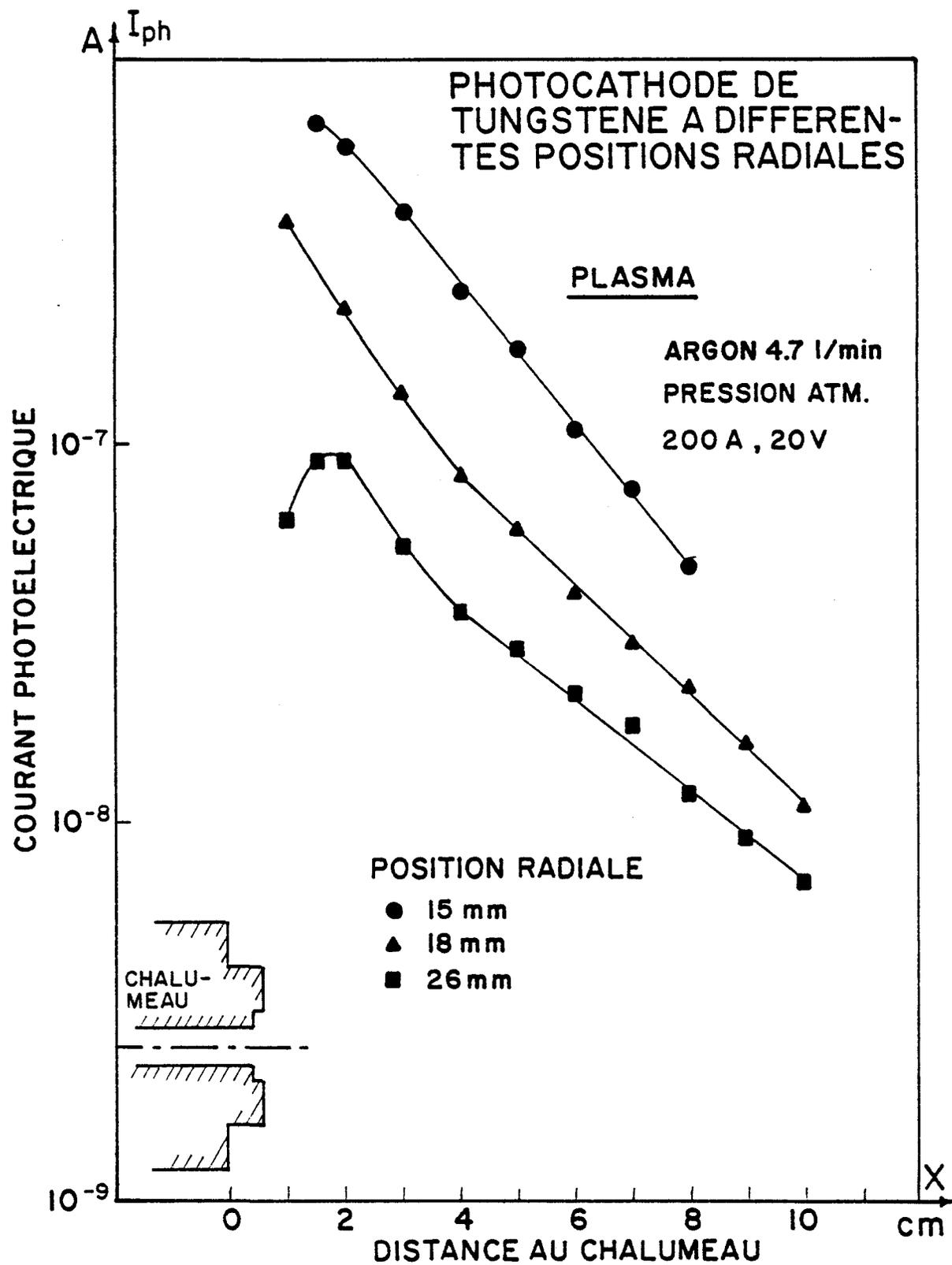


FIGURE 15

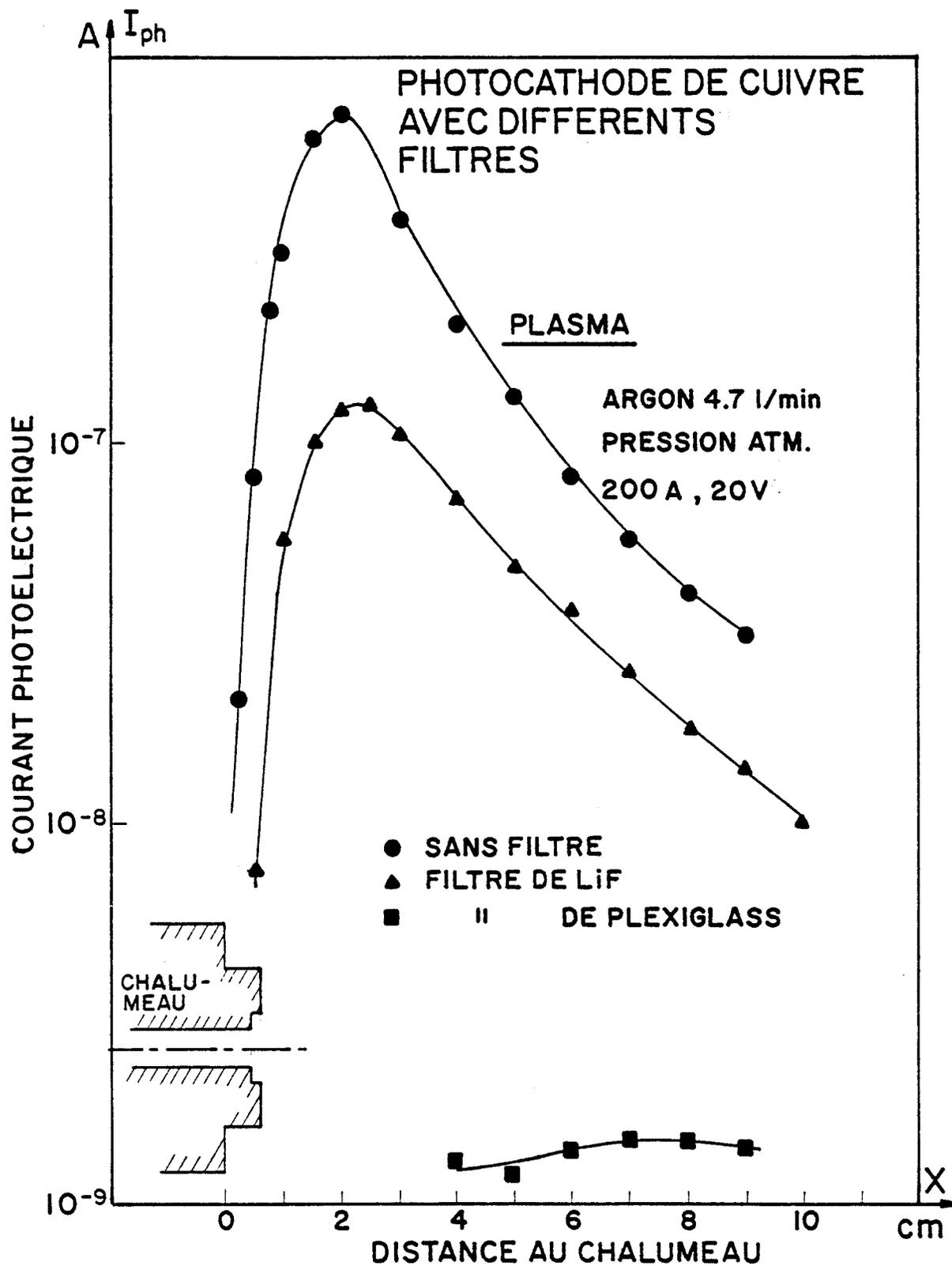


FIGURE 16: L'effet d'un filtre sur la photocathode.  
Position radiale, 23 mm.

de plus on a soustrait le bruit de fond.

L'effet des filtres est illustré à la figure 16 ; ici avec un même type de photocathode et pour des positions identiques, un filtre de LiF de 1 mm d'épaisseur coupe à peu près 50% du rayonnement et le filtre de plexiglass coupe tout le rayonnement ne laissant que le bruit de fond. Il est bien connu que les filtres de LiF ont une bande passante très étendue couvrant tout le visible et l'U-V jusqu'à environ 100 nm . Leur utilisation démontre clairement que les courants mesurés sont de nature photoélectrique. Comme nous n'avons à notre disposition, au cours de ces essais, qu'une seule lamelle de LiF, seuls les premiers essais avec la lamelle se sont avérés significatifs i.e. ceux réalisés avec la photocathode de Cu à une distance de 23 mm. En effet les cristaux de LiF sont très sensibles à la température, un chauffage à une température élevée modifiant les propriétés optiques. C'est ce qui est arrivé lorsque nous avons effectué des mesures avec une photocathode de W à une distance radiale beaucoup plus rapprochée du plasma soit à 15 mm.

Si l'on excepte les observations avec la photocathode de platine, on remarque que les constantes de décroissance exponentielle sont à peu près les mêmes indépendamment de la position et du matériau utilisé pour la photocathode.

Dans certains cas et principalement avec la photocathode de platine, les valeurs de pente se sont révélées un peu plus grandes, mais on remarque aussi que la photocathode de platine a donné une réponse assez faible à l'effet photoélectrique. Au tableau 6, nous résumons les principales caractéristiques expérimentales relatives à ces essais.

Tableau 6  
Principaux résultats tirés des essais avec  
les photocathodes

Photoca- thode	Position radiale mm.	$I_{\max}$ A.	s $\text{cm}^2$	$J_{\max}$ $\text{A/cm}^2$	$J_0$ $\text{A/cm}^2$	$\lambda$
W <sub>x</sub> C	21	9.0 (-7)	.0038	2.4 (-4)	--	.37
W	15	7.5 (-7)	.0038	2.0 (-4)	1.3 (-5)	.43
W	18	4.46 (-7)	.0038	1.2 (-4)	2.4 (-6)	.38
Pt	16	4.25 (-7)	.0050	8.5 (-5)	5.6 (-6)	.77
Cu	23	8.0 (-7)	.018	4.4 (-5)	1.3 (-6)	.63
Pt 10% Rh	21	2.15 (-7)	.0050	4.3 (-5)	1.1 (-5)	.39
Cu avec LiF	23	1.25 (-7)	.018	6.9 (-6)	2.8 (-7)	.40
Pt	21.5	1.47 (-7)	.0050	2.9 (-5)	4.0 (-6)	.51
W	26	.98 (-7)	.0038	2.6 (-5)	2.6 (-6)	.33

Valeur moyenne de  $\lambda$  : .47

Ecart type  $\sigma$  : .14

s: aire de la photocathode

$\lambda$ : coefficient de décroissance exponentielle.

Pour le calcul de  $\lambda$  la distance axiale limite du côté du chalumeau est de:

2 cm avec usage d'un filtre

5 cm sans l'usage d'un filtre.

#### 4.3.4 Précision des mesures

Les résultats présentés au paragraphe précédent constituent des valeurs moyennes résultant d'au moins deux essais dans les mêmes conditions. Nous remarquons une très bonne reproductibilité entre ces essais si on prend la moyenne des fluctuations aléatoires. Dans les régions de décroissance exponentielle les valeurs mesurées se reproduisent à  $\pm 5\%$ . La position axiale de la photocathode est estimée à  $\pm 2$  cm. Quant aux positions radiales, l'incertitude sur ces mesures dépend principalement de l'incertitude sur la position du centre ou de l'axe du plasma. Compte tenu de la stabilité du plasma au cours de ces essais, on peut les estimer à  $\pm 1$  mm. Les positions relatives d'un essai à l'autre sont mesurées à  $\pm 0.5$  mm.

La précision des mesures de courant dépend pour sa part des fluctuations aléatoires du plasma. Celles-ci sont de l'ordre de 10% tout au long de la courbe, et dans bien des cas leur importance décroît à mesure que la position axiale augmente. On a remarqué que pour les essais où on a utilisé le filtre de LiF, les fluctuations sont plus faibles et prennent à peu près la même valeur absolue tout au long de l'enregistrement.

#### 4.4 Mesures spectroscopiques

##### 4.4.1 Introduction

Pour différentes raisons qui seront précisées, nous avons été amenés à faire l'observation de spectres dans le domaine du visible pour le type de plasma dont nous disposons. Ces observations ont été faites sur des plasmas d'argon et d'hélium à différentes positions axiales le long du jet. Nous avons pu ainsi analyser d'une part le spectre continu d'émission et

d'autre part les spectres de ligne d'émission. Au moment où nous avons entrepris ces essais, notre objectif principal était de déceler des manifestations directes des niveaux métastables de l'hélium ou de l'argon, en observant, par exemple, l'effet Penning dans un plasma d'argon ou d'hélium ensemen-  
cé de vapeurs métalliques (potassium). Pour cela nous avons cherché des raies d'émission provenant de la désexcitation des niveaux d'énergie du potassium une fois ionisé. Ceci n'a pu être observé pour des raisons que l'on donnera plus loin.

Cependant ces spectres nous ont permis:

- 1) d'évaluer la pureté du milieu dans le cas des plasmas de gaz pur;
- 2) d'étudier l'équilibre thermodynamique du milieu;
- 3) d'obtenir des températures moyennes de la section du plasma à l'aide des courbes atomiques de Boltzmann;
- 4) d'évaluer le rayonnement total continu;
- 5) d'évaluer le rayonnement d'une raie;
- 6) d'obtenir des manifestations des métastables.

#### 4.4.2 Les conditions expérimentales

Les conditions expérimentales sont semblables à celles déjà décrites. Les plasmas de gaz pur sont du type laminaire. Les conditions pour l'argon sont les suivantes: 200 A, 20 V pour une vitesse d'écoulement de 4.7 litres/min. Avec l'hélium le courant d'arc est de 200 A et le débit de gaz est de

23.5 litres/min. Nous avons fait également des essais et des enregistrements avec ces mêmes types de plasmasensemencés de vapeurs de potassium. A cette fin, le dispositif décrit au chapitre III paragraphe 3.2.2 a été utilisé.

#### 4.4.3 Résultats expérimentaux. Spectre d'émission continu.

A la figure 17, on montre un exemple typique de l'émission continue obtenue avec l'argon pur pour une visée latérale au niveau du centre du plasma à une distance axiale de 1 cm. par rapport à l'embouchure. Cet enregistrement est intéressant à plusieurs points de vue. Le fond continu est une manifestation de la présence des électrons. D'autre part, sur ce graphique, on peut déterminer l'importance du rayonnement total continu par rapport à l'émission discrète. On se servira aussi de cette courbe pour connaître la réponse du système optique en fonction de la longueur d'onde.

Selon Cabannes et Chapelle (1971) (37), l'émission continue pour un jet de plasma d'argon laminaire à 12 300 K et à la pression atmosphérique est sensiblement uniforme en intensité entre 450 nm et 30 nm. Les corrections au voisinage de ces limites sont de l'ordre de 20%. Ceci est représenté par la courbe "b" de la figure 18 entre 350 et 600 nm.

La courbe "a" de la figure 18 est la mesure de l'émission continue pour le plasma d'argon que nous avons employé. Le plasma utilisé pour nos expériences est identique à celui décrit par P. Meubus et M. Fortin (1971) (38) pour lequel des mesures de température ont été effectuées près de la sortie du chalumeau. A 1 cm. de l'embouchure, la température moyenne est de 10 000 K dans des conditions de puissance et de débit équivalents au plasma expérimental utilisé. Voir également Cabannes, Joubert et Sy (1964) (39). Enfin à partir des deux courbes de la figure 18 on obtient, figure 19, la réponse de notre système optique, y compris la photomultiplicatrice. Voir l'appendice B2.

Echelle arbitraire.

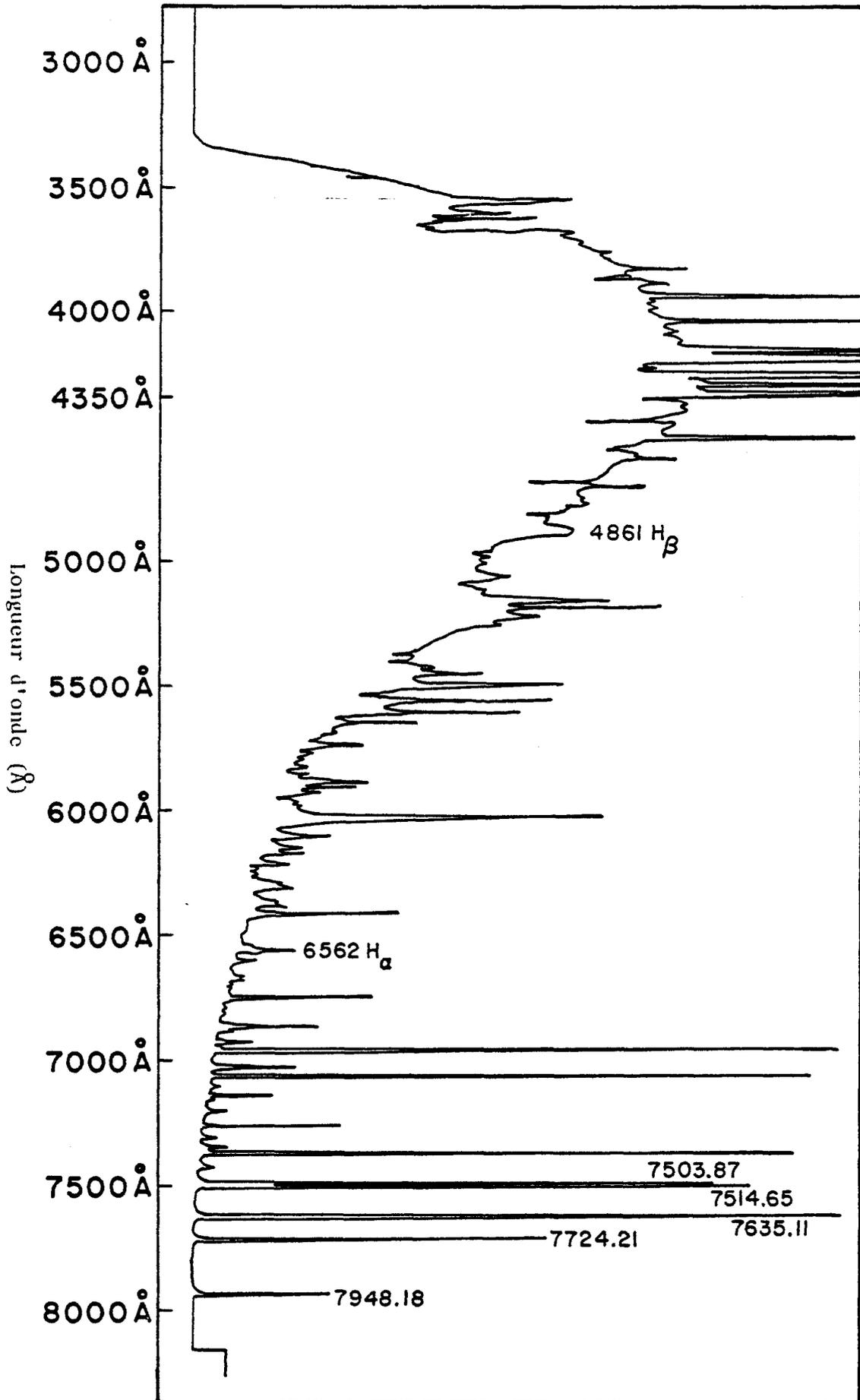


FIGURE 17: Enregistrement de l'émission continue de l'argon pur près de l'embouchure du jet de plasma.

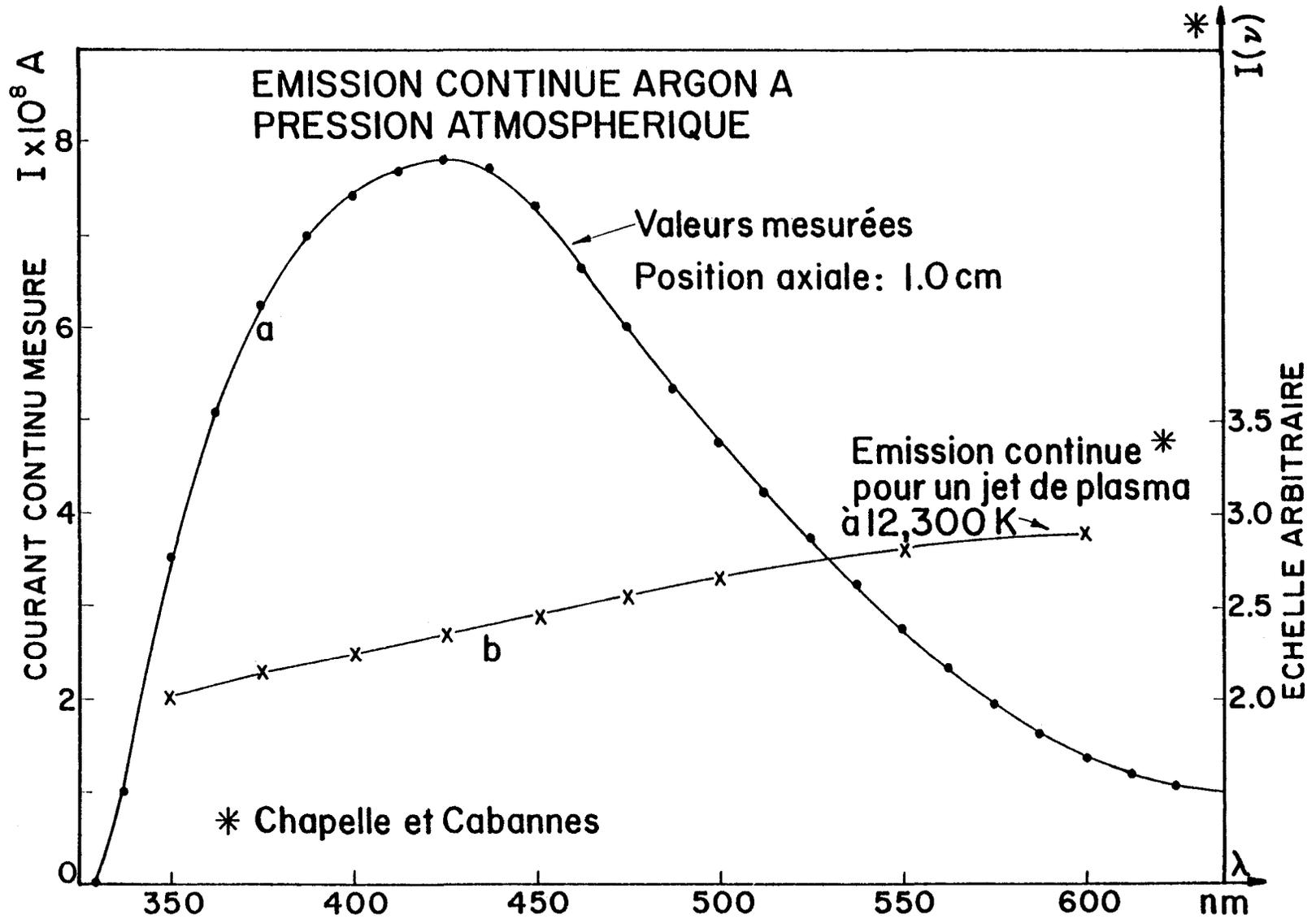


FIGURE 18

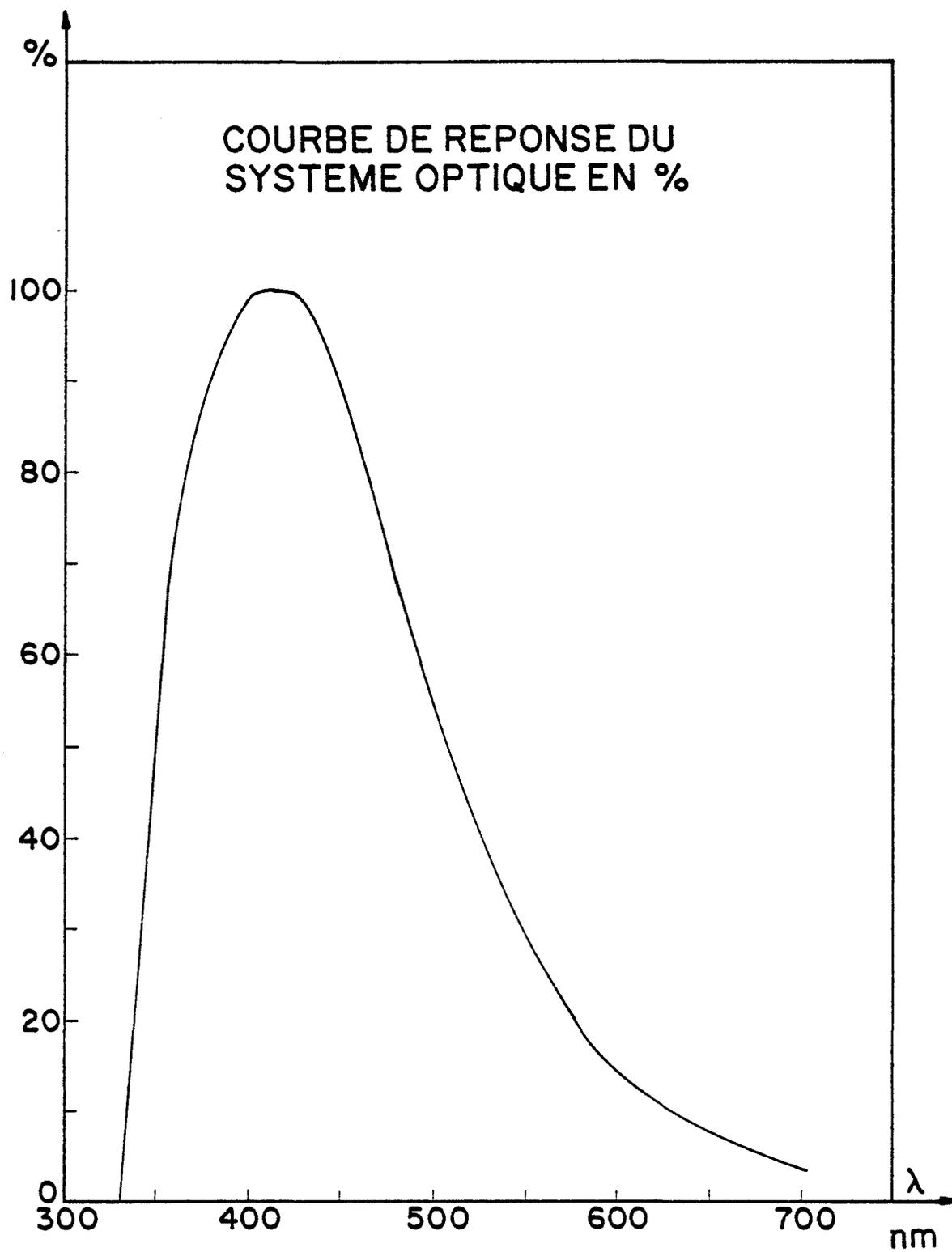


FIGURE 19

En raison de la faible concentration électronique, on n'observe pas de spectre continu avec l'hélium.

#### 4.4.4 Spectre discontinu

La pureté du milieu a tout d'abord été vérifiée par une analyse détaillée des raies discrètes apparaissant sur le spectre. On reconnaît à la figure 20 un spectre d'émission d'argon pur. Si on excepte les raies  $H_{\alpha}$  et  $H_{\beta}$  de l'hydrogène, toutes les raies de ce spectre appartiennent à l'argon.

Une situation analogue se présente avec l'hélium, figure 21 où on identifie les raies de l'hydrogène parmi diverses raies appartenant toutes à l'hélium. On remarque que les raies de l'hydrogène sont plus facilement identifiables que dans le cas de l'argon. On peut reconnaître en plus de  $H_{\alpha}$  et  $H_{\beta}$ , les raies  $H_{\gamma}$  et parfois  $H_{\delta}$ .

Plusieurs spectres ont été obtenus avec un plasma d'hélium ensemencé de vapeurs de potassium. Les raies de potassium observées étaient relativement très faibles en intensité par rapport au taux de potassium évaporé, soit parce que le potassium évaporé demeurait en périphérie ou que la température du milieu était trop basse pour obtenir l'excitation.

On voulait par ces essais observer l'effet Penning entre les métastables d'hélium et les ions potassium. Mais cet effet n'a pas été observé. L'énergie des métastables d'hélium est pourtant suffisamment élevée ( $166\,278\text{ cm}^{-1}$  ou  $20.6\text{ eV}$ .) pour exciter les ions  $K^{+}$  à partir du fondamental jusqu'au niveau désigné  $4s$  de  $K_{II}$  (40) qui se situe à  $162\,507.0\text{ cm}^{-1}$  ou  $20.1\text{ eV}$ . Notons cependant que les tables de Wiese ne font mention d'aucune transition provenant des niveaux excités de  $K_{II}$ .

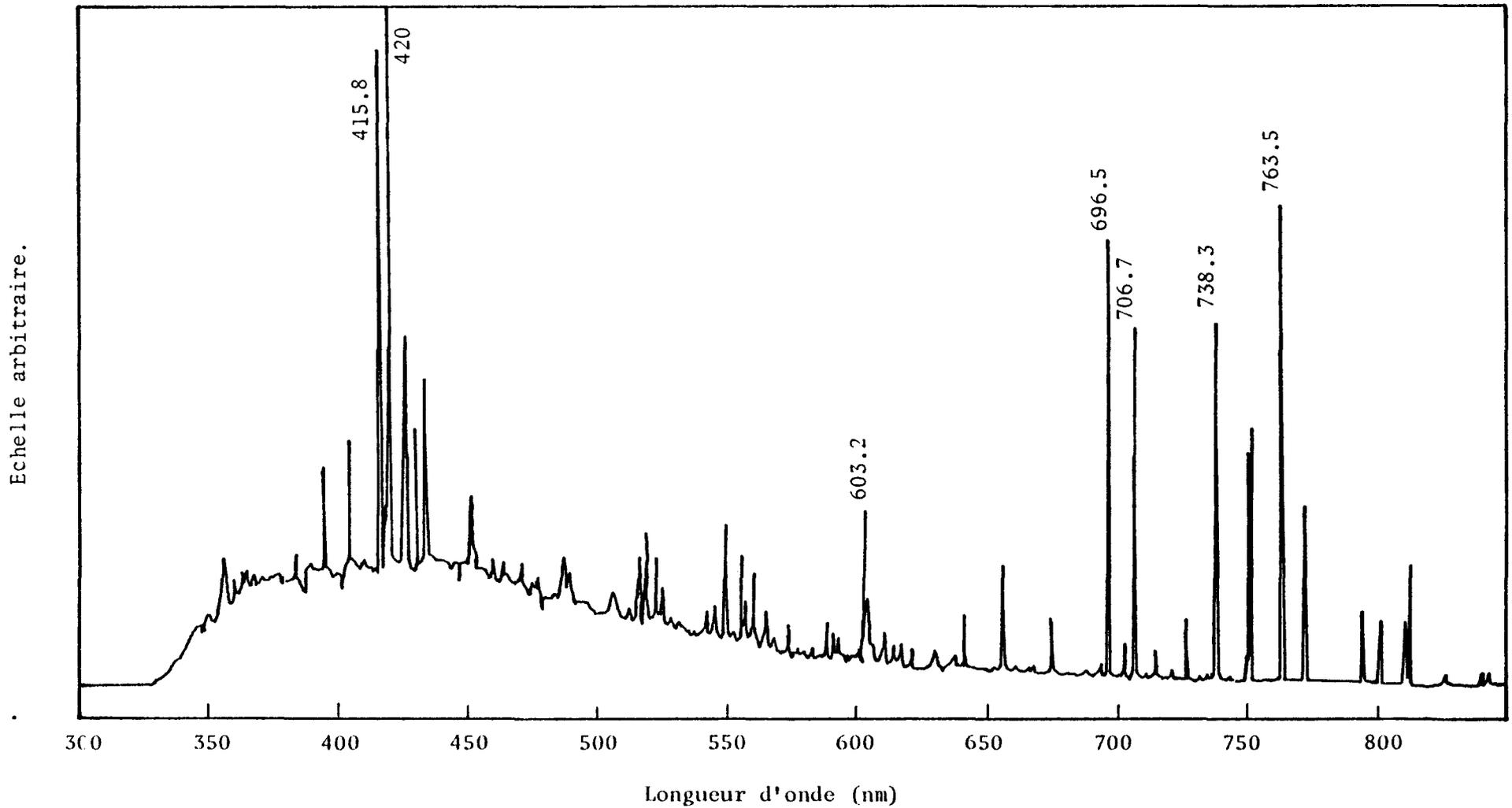


FIGURE 20: Enregistrement d'un spectre d'émission discret de l'argon pur. L'observation a été faite au centre du plasma à une position axiale de 5 cm. par rapport à l'embouchure du chalumeau.

Echelle arbitraire.

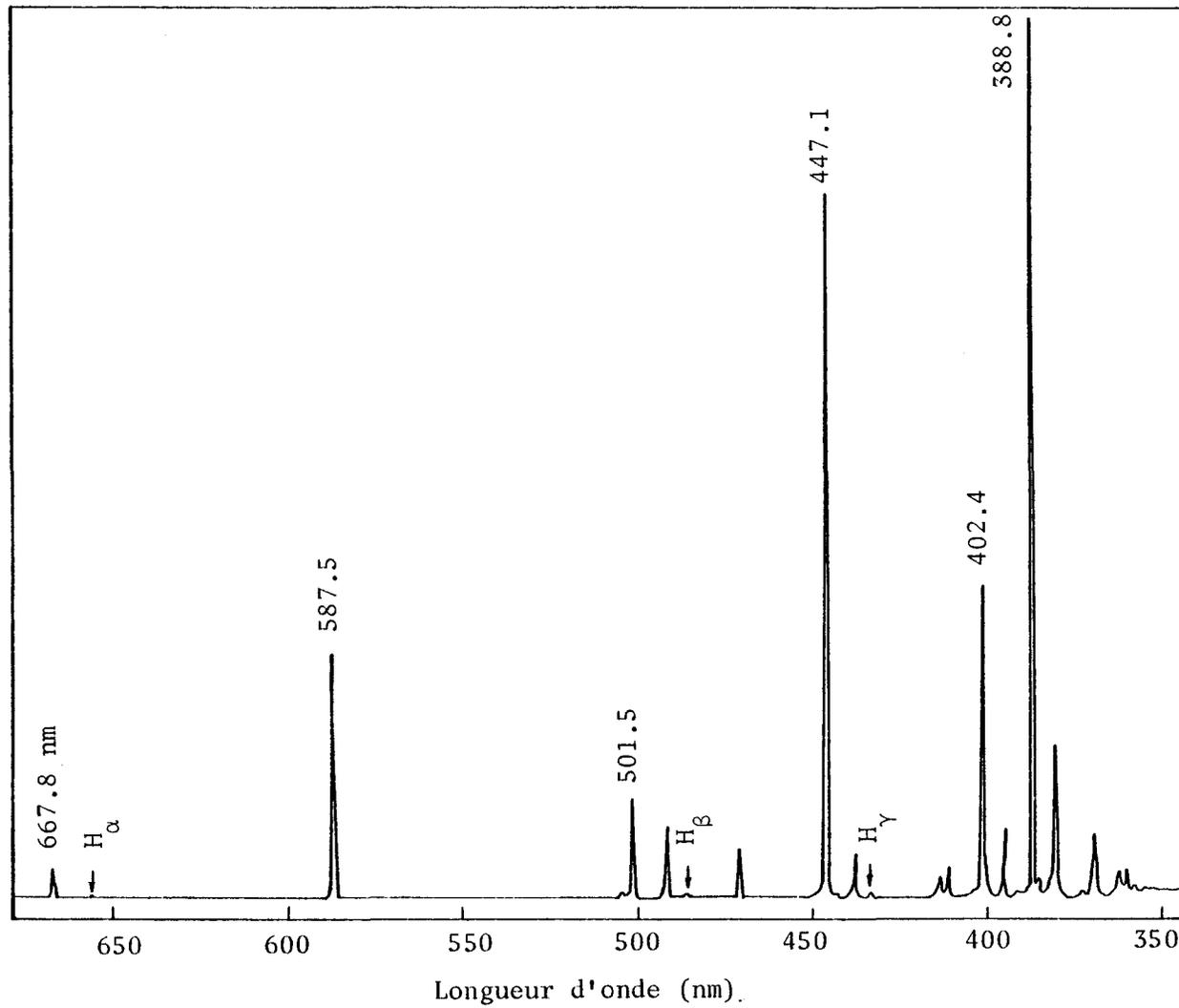


FIGURE 21: Enregistrement d'un spectre d'émission discret de l'helium pur. L'observation a été faite au centre du plasma à une position axiale de 2.0 cm par rapport à l'embouchure du chalumeau.

Pour les besoins de la construction des courbes atomiques de Boltzmann, qui seront présentées et discutées au prochain chapitre, nous donnons dès maintenant les valeurs d'intensité mesurée pour quelques raies. Les mesures sont faites directement sur les enregistrements et correspondent à l'aire sous les pics. Notre attention se portera principalement sur le plasma d'hélium pur qui présente un nombre moins important de raies, mais mieux séparées les unes des autres que dans le cas de l'argon. Il est particulièrement intéressant d'examiner les spectres des raies de l'hydrogène et d'une série de raies de l'hélium pour lesquelles le niveau d'arrivée est le même. Le tableau 7 donne les principales caractéristiques tirées des tables de Wiese (1966) (41) pour les principales raies observées de l'hydrogène. Le tableau 8 contient les informations équivalentes pour les raies de l'hélium neutre. Enfin on donne aux tableaux 9 à 11 les valeurs d'intensité relative des différentes raies pour une série de spectres correspondant à des positions différentes d'observation le long de l'axe du plasma. Dans les colonnes adjacentes apparaissent les valeurs d'intensité corrigées pour la fonction de transfert du système optique, y compris l'efficacité quantique de la photomultiplicatrice (voir la figure 19).

#### 4.4.5 Discussion sur la précision des mesures

Il y a ici deux éléments à considérer: d'abord la stabilité du milieu à investiguer et d'autre part la précision avec laquelle on mesure l'intensité d'un pic.

La partie continue du spectre montre un bruit de fond inférieur à 5% et les pics importants du spectre discontinu sont d'une intensité telle que ces fluctuations sont négligeables. La stabilité du milieu a été à plusieurs

Tableau 7

Raies de l'hydrogène neutre

Raies	$\lambda$	$A_{ki}$	$E_k$	$E_k$	$g_k$	$f_{ik}$
	nm.	sec <sup>-1</sup>	cm <sup>-1</sup>	ev		
H <sub><math>\alpha</math></sub>	656.28	4.41 (7)	97492	10.06	18	.6407
H <sub><math>\beta</math></sub>	486.132	8.419(6)	102824	12.7	32	.1193
H <sub><math>\gamma</math></sub>	434.046	2.53 (6)	105292	13.05	50	4.467 (-2)
H <sub><math>\delta</math></sub>	410.17	9.732(5)	106632	13.2	72	2.209 (-2)

Tableau 8

Principales raies de l'hélium neutre

Transition	Niveau d'arrivé	$\lambda$ nm.	$A_{ki} \times 10^{-8}$ sec <sup>-1</sup>	$E_k$ cm <sup>-1</sup>	$g_k$	$f_{ik}$
1s2s - 1s3p	Méta. <sup>1</sup> S	501.568	.1338	186,210	3	.1514
1s2s - 1s4p	"	396.473	.0717	191,493	3	.0507
1s2s - 1s3p	Méta. <sup>3</sup> S	388.865	.09478	185,565	9	.06446
1s2p - 1s4s	Réso. <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	471.32	.106	190,298	3	.0118
1s2p - 1s5s	"	412.08	.0430	193,347	3	.00365
1s2p - 1s3d	"	587.57	.706	186,102	15	.609
1s2p - 1s4d	"	447.15	.251	191,445	15	.125
1s2p - 1s5d	"	402.62	.117	193,917	15	.0474
1s2p - 1s6d	"	381.96	.0589	195,260	15	.0215
1s2p - 1s7s	"	370.50	.0444	196,070	15	.0152

Tableau 9  
Intensités mesurées et corrigées des raies de  
l'hydrogène dans un plasma d'hélium

Raies nm.	Coefficient correction %	Positions axiales							
		3 cm.		5 cm.		10 cm.		12 cm.	
		Intensités (Echelle arbitraire)							
		Mes.	Cor.	Mes.	Cor.	Mes.	Cor.	Mes.	Cor.
H <sub>α</sub> 656.28	7.5	525	7 000	-	-	44	587	49.5	660
H <sub>β</sub> 486.13	64.0	1080	1 687	706	1 103	22	65.3	26.4	41
H <sub>γ</sub> 434.05	98.0	736	751	320	326.5	-	-	-	-
H <sub>δ</sub> 410.17	99,9	-	-	159	159	-	-	-	-

Tableau 10

Intensités mesurées et corrigées des raies de l'hélium  
dans un plasma d'hélium pur

Raies nm.	Coefficient correction %	Positions axiales									
		2 cm.		3 cm.		4 cm.		5 cm.		6 cm.	
		Mes.	Cor.	Mes.	Cor.	Mes.	Cor.	Mes.	Cor.	Mes.	Cor.
370.5	83.5	128	153.3	89	106.6	30	35.9	-	-	-	-
381.96	92	235	255.4	209	227.2	69	75	-	-	-	-
388.8	94	1190	1266	1510	1606	567	603	210	223.4	101.5	108
396.47	98.5	60	60.9	87	88.3	37	37.6	-	-	-	-
402.62	99.8	436	436.9	360	360.7	115	115.2	118	129.8	17.5	17.5
412.08	100	30	30	24	24	-	-	-	-	-	-
447.15	91	984	1081	983	1080	-	-	-	-	52.5	57.7
471.32	74.5	53	71.1	49	65.8	26	34.9	-	-	-	-
501.57	53.5	102	190.6	111.5	208.4	69	129	44	82.2	-	-
587.57	17	335	1970	372	2188	-	-	-	-	48	282.3

Tableau 11

Intensités mesurées et corrigées des raies de l'hélium dans un plasma d'hélium  
contenant de l'hydrogène et des vapeurs de potassium

Raies nm.	Coefficient correction %	Positions axiales									
		3 cm.		4 cm.		5 cm.		10 cm.		12 cm.	
		Mes.	Cor.	Mes.	Cor.	Mes.	Cor.	Mes.	Cor.	Mes.	Cor.
370.5	83.5	61	73	-	-	-	-	-	-	-	-
381.96	92	112	121.7	39	42.4	13.7	14.9	150.5	163.6	75	81.5
388.8	94	970	1032	543.4	578	190.4	202.5	848	902.1	457.5	486.7
396.47	98.5	68	69	18	18.3	-	-	58	58.9	31.5	32
402.62	99.8	321	321.6	102	102.2	32.5	32.6	275	275.5	180	180.4
447.15	91	756	830.7	283.5	311.5	127.5	140.1	855	939.6	522.9	574.6
471.32	74.5	53	71.1	-	-	-	-	41.2	55.7	29	38.9
501.57	53	116	217	29	54.2	16.9	31.6	108.8	203.4	71.2	133
587.57	17	385	2265	160	941.2	114	670.6	1121	6594	833	4900

reprises vérifiées expérimentalement en suivant les fluctuations d'un pic. Trois exemples nous permettront d'illustrer ce qui se passe.

1) Nous avons placé le spectromètre sur la raie 587.5 nm. de l'He pendant un temps équivalent à la durée moyenne d'un enregistrement, soit 5 minutes. Sur cet enregistrement, on observe un bruit de fond assez semblable à celui que l'on obtient pour le fond continu, l'amplitude étant de 4% de la hauteur du pic et la fréquence de l'ordre d'une vibration par seconde. A cela s'ajoute une variation de l'amplitude dont la période est beaucoup plus longue (deux minutes environ) en sorte que par rapport à la position moyenne, les fluctuations s'élevaient à  $\pm 13\%$  pour toute la durée de l'enregistrement.

2) La même chose a été faite avec la raie  $H_{\alpha}$  de l'hydrogène mais sur une période plus courte. Le bruit de fond est assez semblable en intensité avec le cas précédent bien que la fréquence semble plus grande. Cependant la variation d'intensité sur une longue période est beaucoup plus importante que dans le cas précédent soit  $\pm 30\%$ .

3) Enfin une observation de la raie 769.9 nm. du potassium nous montre une très grande instabilité de telle sorte que toutes les mesures d'intensité sur les raies de potassium que nous avons enregistrées ne peuvent être significatives.

Les mesures d'intensité des raies discrètes ont été faites de façon relative en comparant les aires sous les pics, la référence étant choisie de façon arbitraire. On a considéré que les pics avaient la forme d'un triangle isocèle pour lesquels on mesure la hauteur et la base. La mesure de la base a été faite avec une échelle graduée au 1/10 mm. ce qui permet de l'estimer à  $\pm 7\%$ . Sur la hauteur, la règle peut donner une mesure très

précise, mais compte tenu de la discussion précédente, on s'accordera une marge d'erreur de  $\pm 13\%$ . Au total et compte tenu des fluctuations aléatoires du plasma, l'incertitude sur les mesures d'intensité peut aller dans les pires conditions jusqu'à  $\pm 20\%$  pour les différentes raies de l'He. Mais si on considère des raies assez voisines, cette incertitude peut être réduite de moitié, puisqu'alors les fluctuations aléatoires de longue période sont négligeables.

#### 4.5 Autres résultats expérimentaux

##### 4.5.1 Mesures de température avec un filament chauffant

Nous avons appliqué dans notre étude de la méthode du fil chauffant de Griffiths et Awbery (1929) (42) pour la mesure de la température dans le plasma pour des régions relativement froides. Cette méthode a été développée pour mesurer des températures dans les flammes peu lumineuses.

On utilise un filament de tungstène dont on mesure la température en fonction de la puissance électrique fournie, à l'aide d'un pyromètre optique. Cette mesure est effectuée dans un premier temps alors que le filament est placé sous un vide de l'ordre de  $10^{-5}$  torr. Dans ces conditions, la déperdition énergétique du filament se fait principalement par radiation et un peu par conduction par l'entremise des supports, mais il y a très peu de convection. Ces mesures nous donnent une courbe  $P=f(T)$  que nous appellerons la référence. Dans un deuxième temps, le même type de filament est placé dans le plasma et on y refait des mesures de température pour différentes puissances fournies. Soit  $P' = f'(T)$  la nouvelle courbe obtenue.

Si le plasma est à une température en bas du point de fusion du tungstène (3 683 K), l'intersection des courbes P et P' détermine la température du milieu.

Comme nous l'avons signalé au chapitre précédent, plusieurs géométries de filament ont été essayées. Le type qui a présenté le meilleur comportement est un filament droit en tungstène de .2 mm. de diamètre connecté à des fils de cuivre de .4 mm. de diamètre. La longueur parallèle à l'axe est de 3 mm.

On observe expérimentalement dans certains cas une intersection bien nette entre la référence et les courbes obtenues à partir des mesures dans le plasma. Mais le plus souvent, ces courbes ont l'allure assez caractéristique illustrée sur la figure 22. On remarque d'abord une montée rapide de la puissance pour une faible variation de température, suivi d'une portion épousant approximativement la forme de la référence et finalement une autre remontée rapide. Les trois portions de courbe sont interprétées de la façon suivante:

- Dans la première partie, outre l'effet Joule, le filament est chauffé par convection;
- Par la suite le filament se comporte comme la référence i.e. les échanges de chaleur par convection sont négligeables, ce qui indique que le filament est à la température du milieu;
- Enfin dans la troisième région, la montée rapide de la puissance accompagnée d'une faible augmentation de température nous indique que le filament transmet son énergie au milieu.

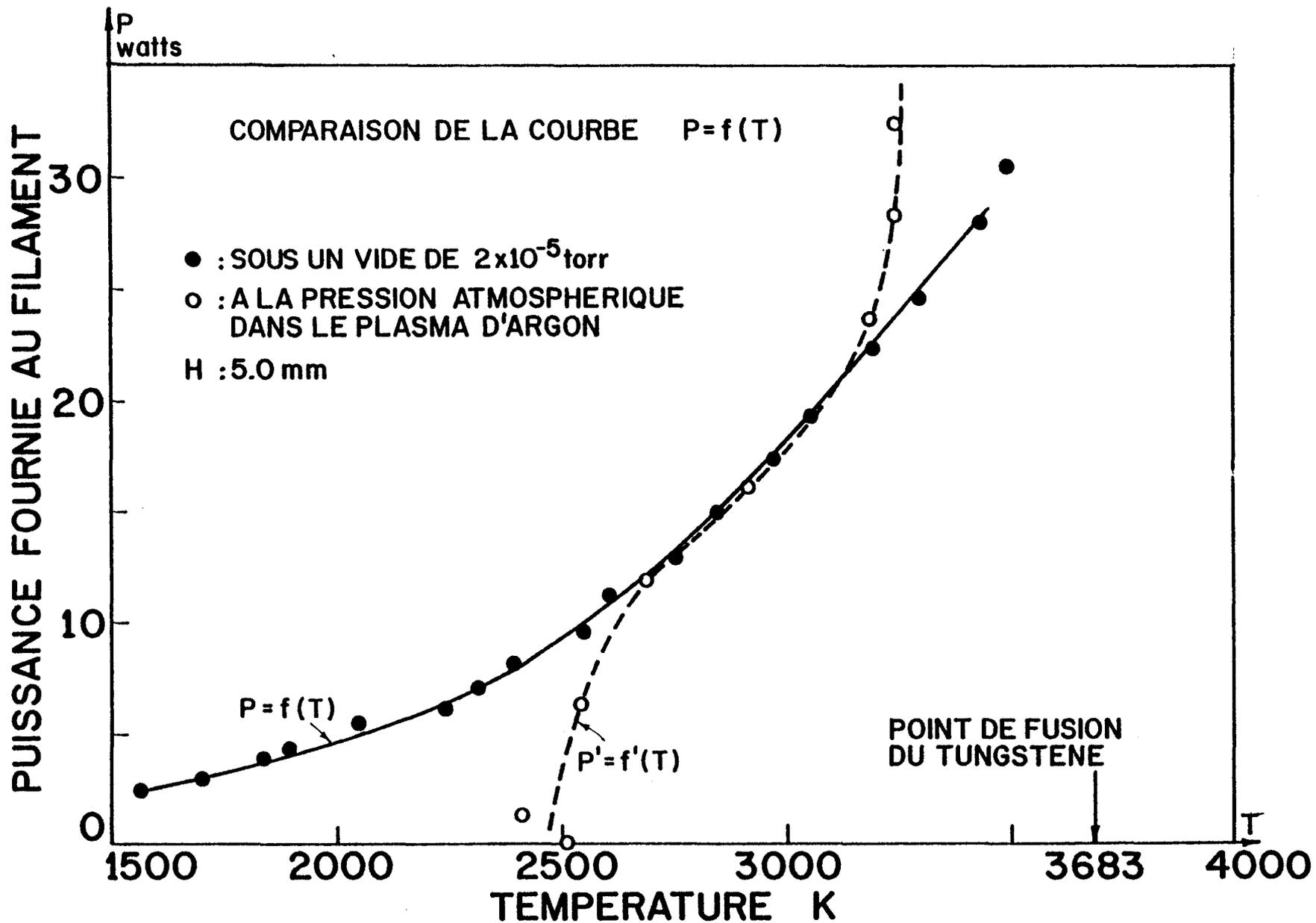


FIGURE 22: Puissance fournie à un filament chauffant par rapport à sa température de surface. Comparaison de la courbe obtenue dans le plasma avec la référence mesurée sous vide.

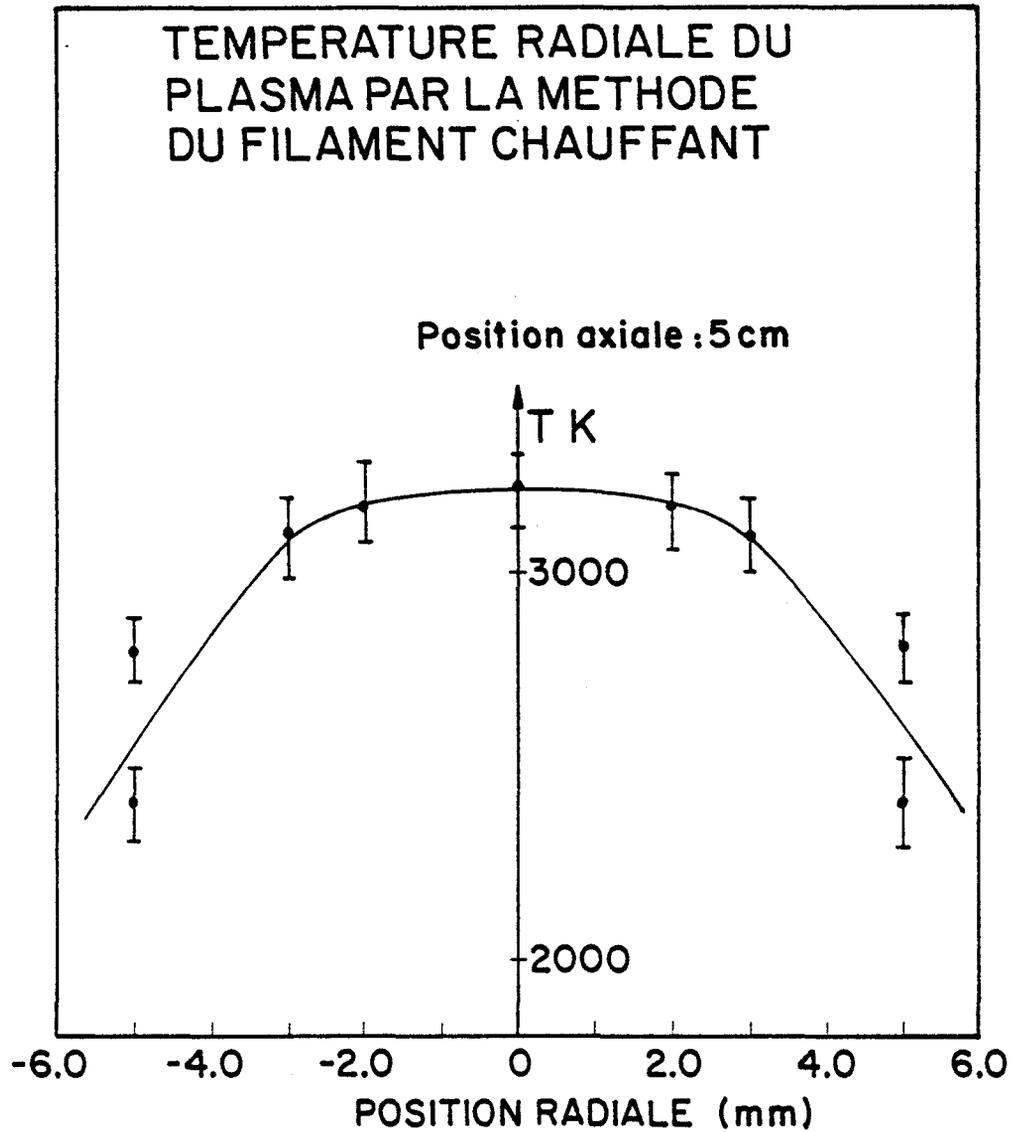


FIGURE 23: Distribution de température radiale du plasma par la méthode du filament chauffant.

Par cette méthode nous avons effectué quelques mesures de température dans le plasma en choisissant les valeurs correspondant au point d'inflexion de la courbe  $P' = f'(T)$ .

Pour une position axiale de 4 cm. la température du milieu est telle que le filament atteint la température de fusion pour de faibles valeurs de la puissance électrique fournie à celui-ci. La température du milieu est alors très voisine du point de fusion du filament.

Plusieurs mesures ont été faites à une position axiale de 5 cm., soit à la même distance axiale que la plupart des mesures effectuées avec les sondes. En cette position les courbes  $P' = f'(T)$  ont l'allure décrite plus haut. Le graphique de la figure 23 montre les valeurs de température obtenues par cette méthode à 5 cm. de l'embouchure. Retenons que la température au centre du plasma prend la valeur maximum de  $3\ 200\ K \pm 100\ K$ .

#### 4.5.2 Utilisation du pyromètre optique

Les mesures précédentes sont basées sur l'utilisation du pyromètre optique. Nous présentons ici les courbes de calibration et les corrections à apporter pour tenir compte de l'émissivité du filament et de la transmittance de la fenêtre. Le graphique de la figure 24 résume ces corrections. Pour l'étalonnage nous avons utilisé une lampe étalon de 100 watts (quartz iode avec filament de tungstène) pour laquelle on connaît précisément l'alimentation donnant des températures de couleur de 2 900 K et 3 200 K. C'est à l'aide de cette lampe que nous avons déterminé la transmittance des filtres et les corrections pour l'émissivité de notre filament. Un exemple de calcul apparaît à l'appendice B3.

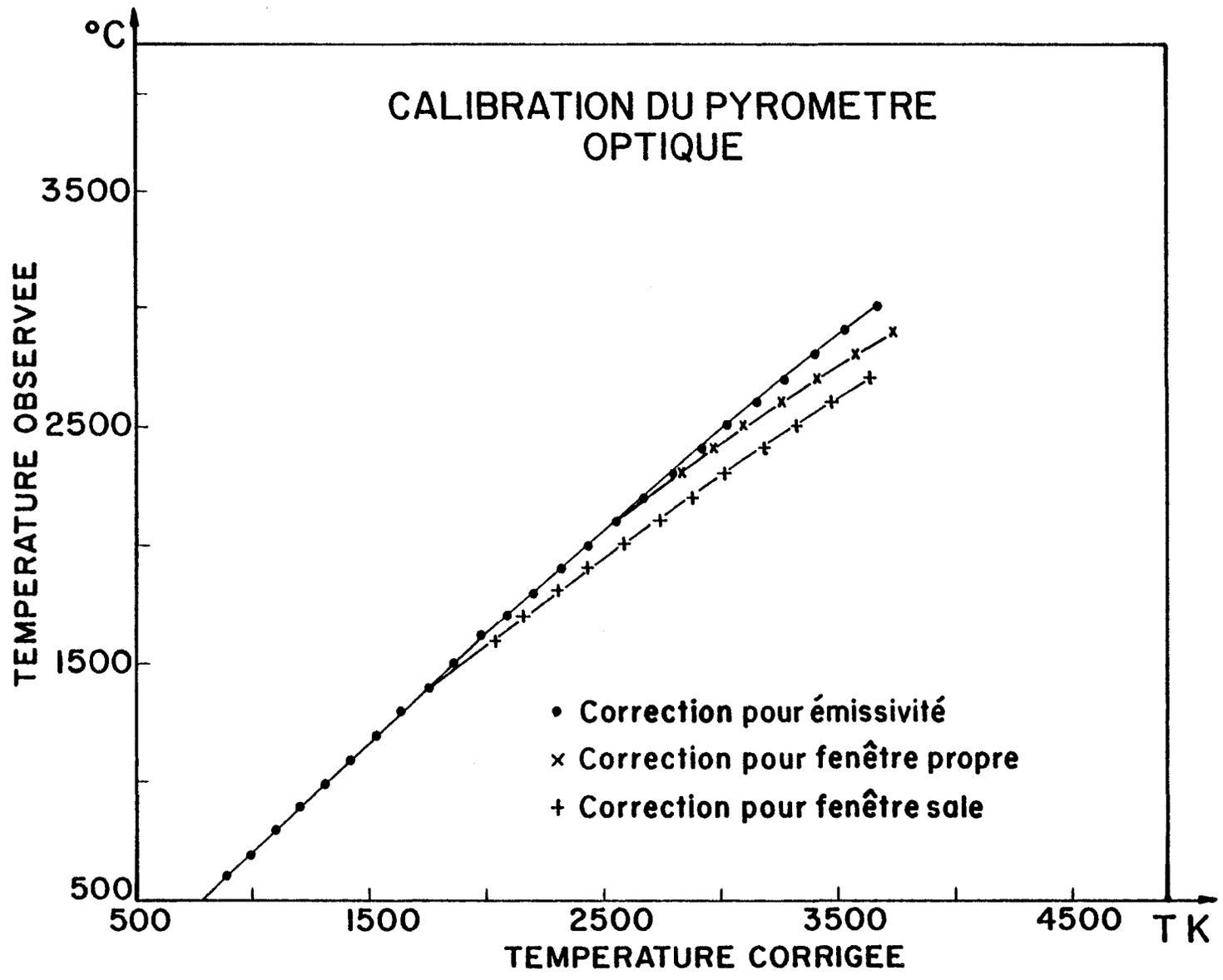


FIGURE 24

## CHAPITRE V

### INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### 5.1 Introduction

Nous avons décrit dans le chapitre précédent, les mesures de courants de sonde que nous avons obtenues par différentes méthodes d'investigation des jets de plasmas de gaz pur ouensemencé de vapeurs métalliques. Dans la majorité des cas il n'y a pas de problèmes majeurs à mesurer ou enregistrer des signaux, les intensités étant assez importantes. Là où les difficultés commencent à apparaître, c'est dans l'interprétation de ces mesures et dans la façon de les relier aux propriétés du plasma. Ceci fera l'objet du présent chapitre.

Nous verrons que les différents effets d'émission sur les sondes électrostatiques rendent celles-ci inutilisables pour mesurer les concentrations électroniques ou ioniques dans les milieux que nous considérons. Nous serons également amenés par l'interprétation des courbes atomiques de Boltzmann à discuter de l'équilibre thermodynamique du milieu, ce qui nous conduira à certaines restrictions sur l'utilisation de la spectroscopie en plasma.

## 5.2 Effet thermoionique sur les sondes

Avec les sondes de différentes formes décrites au paragraphe 3.3, utilisées à l'intérieur du plasma principalement dans les régions de température relativement basse, nous avons observé systématiquement des courants, et ceci même dans les régions complètement à l'extérieur du plasma.

Dans le proche voisinage du plasma, on est porté à première vue à interpréter ces courants comme des courants thermoionique. Examinons ce qui se passe avec les deux types de matériaux utilisés pour les sondes soit le tungstène et le platine.

### 5.2.1 Sonde de tungstène

Sur la figure 25 nous donnons un exemple du courant de saturation de sonde mesuré en potentiel négatif c'est-à-dire que ces courants sont dus soit à une collection d'ions soit à une émission d'électrons. La courbe A correspond à un courant de plasma de 200 A avec l'argon pur et la courbe B à un courant de 300 A. Les points correspondent aux valeurs moyennes des courants de 5 ou 6 courbes caractéristiques d'une position donnée et l'incertitude représentée sur le graphique est égale à l'écart type  $\sigma$ . Pour chacune de ces positions la température de surface de la sonde a été mesurée à l'aide du pyromètre optique.

Reportons-nous maintenant aux tableaux de données 12 A et 12 B. Pour chaque position radiale on donne en première colonne les densités de courant mesuré. En deuxième colonne apparaissent les températures de surface en K corrigées pour tenir compte de l'émissivité de la sonde et de la transmittance des filtres (voir figure 24). Dans la colonne suivante on donne les valeurs calculées de la densité de courant thermoionique selon l'équation de

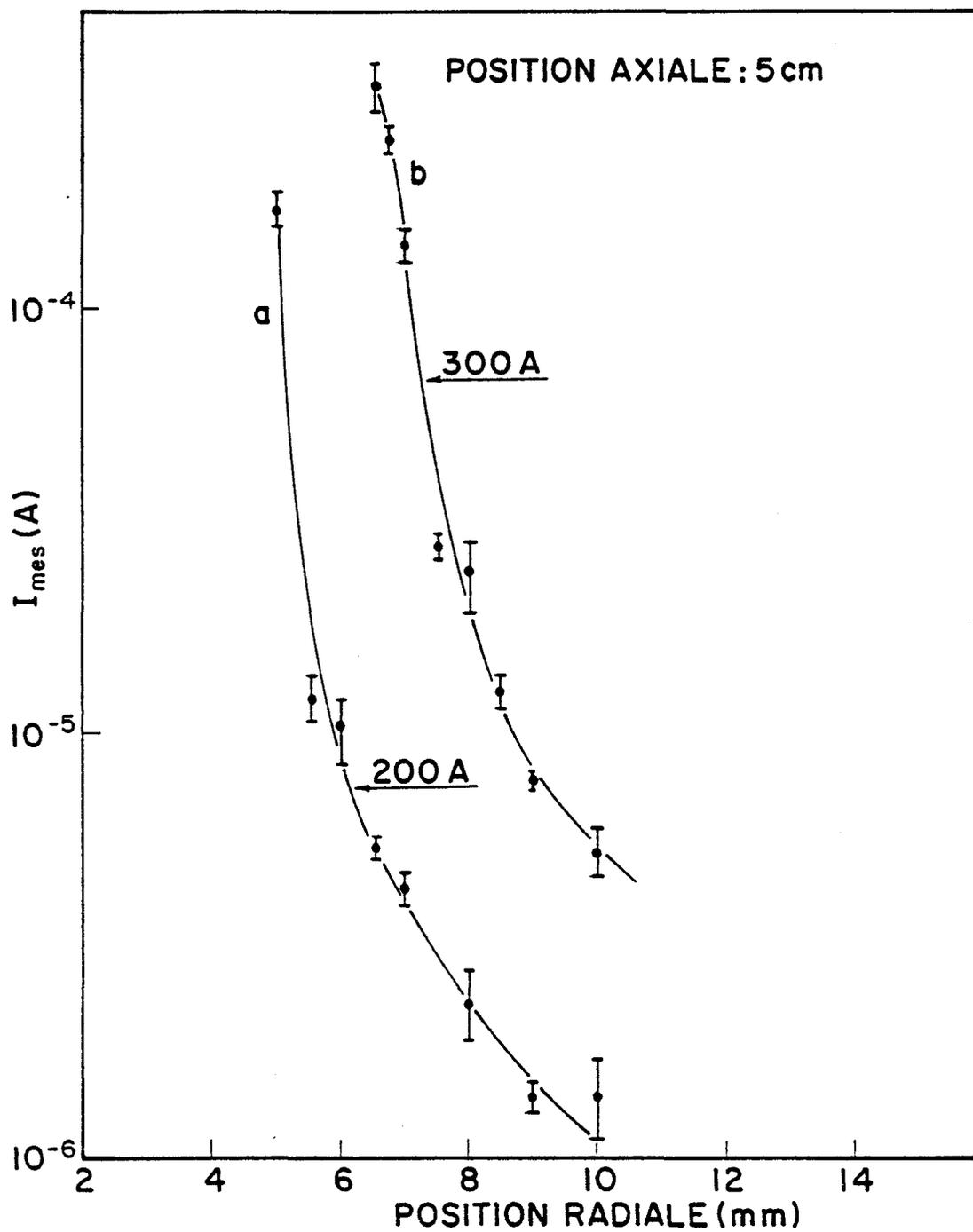


FIGURE 25 : Courant de saturation en potentiel négatif sur une sonde de tungstène dans un plasma d'argon pur.

Tableau 12 A

Densité de courant thermoionique sur une sonde de tungstène

Courant d'arc 200 A. Position axiale: 5 cm.

Position radiale	Densité de cour. mes.	Température mesurée	Densité de cour. therm. cal.	Différence
mm.	$J_m$ A/cm <sup>2</sup>	T K	$J_{th}$ A/cm <sup>2</sup>	$J_m - J_{th}$
10	1.1 (-4)			1.1 (-4)
9	1.1 (-4)			1.1 (-4)
8	1.8 (-4)			1.8 (-4)
7	3.4 (-4)	1540	4.45 (-7)	3.4 (-4)
6.5	4.1 (-4)	1680	8.91 (-6)	4.1 (-4)
6	8.2 (-4)	1750	4.0 (-5)	7.8 (-4)
5.5	9.4 (-4)	1830	1.3 (-4)	8.0 (-4)
5	1.3 (-2)	2250	4.37 (-2)	-

Tableau 12 B

Courant d'arc 300 A. Position axiale: 5 cm

10	4.0 (-4)			4.0 (-4)
9	6.1 (-4)			6.1 (-4)
8.5	9.8 (-4)	1730	2.35 (-5)	9.6 (-4)
8	1.8 (-3)	1880	5.8 (-5)	1.8 (-3)
7.5	2.2 (-3)	1960	1.05 (-3)	1.0 (-3)
7	1.1 (-2)	2090	6.3 (-3)	4.7 (-3)
6.75	1.9 (-2)	2210	2.7 (-2)	-
6.5	2.6 (-2)	2280	6.0 (-2)	-

Aire de la sonde: .0128 cm<sup>2</sup>

Richardson (2.28). Enfin la dernière colonne indique la différence entre la densité de courant mesuré et la densité de courant thermoionique. Dans la majorité des cas, on remarque que le courant thermoionique est tout à fait négligeable. Cependant pour les points les plus près du plasma, les courants thermoioniques sont du même ordre de grandeur que les courants mesurés.

Il faut cependant noter que pour des températures de l'ordre de 2 000K avec une sonde de tungstène, les courants thermoioniques varient très rapidement. On pourrait objecter ici que l'incertitude sur la mesure de la température devrait nous conduire à des incertitudes considérables sur l'évaluation du courant thermoionique et que les valeurs mesurées en ces positions rapprochées pourraient tout aussi bien être dues à cet effet. Mais si on porte notre attention sur les trois points les plus à gauche de la courbe b de la figure 25, ces points se situent à l'intérieur d'une variation de température de 200K. Pour cette variation le courant thermoionique devrait changer d'un ordre de grandeur, cependant le courant mesuré n'a varié que d'un facteur 2.5 . Il est donc possible ici, que même pour ces positions, on doive interpréter ces courants par un effet différent du thermoionique. Toutefois, compte tenu de l'ambiguïté possible, nous ne nous servons pas de ces valeurs dans les calculs.

### 5.2.2 Sondes de platine

Avec une sonde de platine au voisinage d'un jet de plasma et dans les conditions opératoires, il apparaît clairement que le courant thermoionique est tout-à-fait négligeable. Ceci provient du fait que le travail d'extraction pour le platine est très élevé  $\phi_{pt} = 6.27$  eV et le point de fusion est relativement bas ( 2 042 K ) . A titre de complément, on donne au tableau 13 quelques valeurs de densité de courant thermoionique avec le platine à partir de l'équation de Richardson, et au tableau 14

Tableau 13

Densité de courant thermoionique sur une sonde de platine

T K	$J_{th}$ A/cm <sup>2</sup>
1500	2.24 (-13)
1800	1.04 (-9)
1900	9.8 (-9)
2000	7.34 (-8)
2042 (fusion)	1.6 (-7)

Tableau 14

Densité de courant mesuré avec une sonde de platine

Position mm.	$J_m$ A/cm <sup>2</sup>	$J_{ph}$ A/cm <sup>2</sup>	$J_m - J_{ph}$ A/cm <sup>2</sup>
16	2.4 (-5)	2.4 (-5)	0
14	2.8 (-5)	2.8 (-5)	0
12	3.7 (-5)	3.2 (-5)	5 (-6)
11	4.8 (-5)	3.4 (-5)	1.4 (-5)
10	6.8 (-5)	3.7 (-5)	3.1 (-5)
9	1.0 (-4)	4.0 (-5)	9.6 (-5)
8	1.5 (-4)	4.2 (-5)	1.1 (-4)
7	4.0 (-4)	4.6 (-5)	3.5 (-4)
6	1.2 (-3)	4.9 (-5)	1.15(-3)

Sonde de platine: 1/400 cm<sup>2</sup>

les densités de courant mesuré avec une sonde de platine à proximité du jet de plasma.

### 5.2.3 Effet Schottky ou émission par effet de champ

Même si elle était complètement négligeable pour les processus expérimentaux qui nous intéressent, l'émission par effet de champ peut être assez important si on utilise une sonde située profondément dans le plasma, c'est-à-dire dans des régions de température élevée. Cela pourrait se produire par exemple pour les utilisateurs des sondes en technique de balayage pour éliminer l'effet thermoionique. L'équation de Richardson (43) prend la forme suivante:

$$J = A T^2 (1-r) \exp \left[ \frac{-\phi}{KT} \right] \exp \left[ - \frac{E^{\frac{1}{2}} e^{3/2}}{KT} \right] \text{ A/cm}^2 \quad (5.1)$$

Le dernier facteur exponentiel étant la correction pour l'effet de champ.

Dans cette expression:

$$E = \phi_s / \lambda_D \quad (5.2)$$

est le champ électrique au voisinage de la sonde. Pour l'évaluer, il faut faire appel à la définition de la longueur de Debye (équation 2.1) et à la loi de Saha (2.11). Pour des températures peu élevées (15 000 K) les deux premiers termes du développement de la fonction de partition figurant dans l'équation de Saha sont suffisants (2.10).

Nous résumons au tableau 15 quelques valeurs de densité de courant calculées pour différentes températures de plasma et différentes températures de sonde. Le matériau considéré pour la sonde est le tungstène. On trouvera à l'appendice C.2 un exemple détaillé du calcul.

Tableau 15

Effet Schottky calculé avec une sonde de tungstène

$T_{\text{sonde}}$ °K	$T_{\text{plasma}}$ °K	J A/cm <sup>2</sup>			
		8000	10 000	12 000	15 000
1400		3.0 (-7)	2.9 (-6)	2.8 (-5)	6.4 (-4)
1600		2.8 (-5)	2.0 (-4)	1.5 (-3)	2.3 (-2)
1800		1.0 (-3)	5.8 (-3)	3.4 (-2)	3.9 (-1)
2000		1.8 (-2)	8.6 (-2)	4.2 (-1)	3.8

### 5.3 Effet photoélectrique

Une des manifestations des plus évidentes des effets d'émission d'un jet de plasma est sans doute l'effet photoélectrique. Il est bien connu que les arcs et les jets de plasma sont des sources de rayonnement uv très intenses dont les énergies sont bien au-delà des énergies seuils des matériaux les plus réfractaires à l'effet photoélectrique. Notre discussion portera ici en premier lieu sur la transparence du plasma pour le rayonnement uv, puis nous analyserons et interprèterons les résultats obtenus avec un filtre de LiF. Nous montrerons l'effet de contamination d'une sonde par un plasmaensemencé de potassium, et finalement nous établirons un modèle d'émission uv le long de l'axe du plasma.

#### 5.3.1 La transparence du plasma pour le rayonnement ultra-violet

Rappelons en premier lieu que les plasmas d'argon ou d'hélium sont des sources très importantes de rayonnement u-v. En effet, si on se réfère aux diagrammes d'énergie (figures 1 a et 1 b), on remarque que toute désexcitation vers le fondamental s'accompagne d'une émission ultra-violette.

En ce qui concerne la transparence du plasma, nous nous limitons ici au cas où le plasma d'argon est entouré d'une atmosphère d'argon et de même pour le plasma d'hélium utilisé. Dans ces cas bien précis, la plupart des auteurs consultés (44, 45, 46) indiquent que le plasma est transparent à l'u-v.

#### 5.3.2 Utilisation d'un filtre de LiF

Les quelques essais effectués avec une photocathode devant laquelle nous avons placé un filtre de LiF sont tout-à-fait en accord avec les tra-

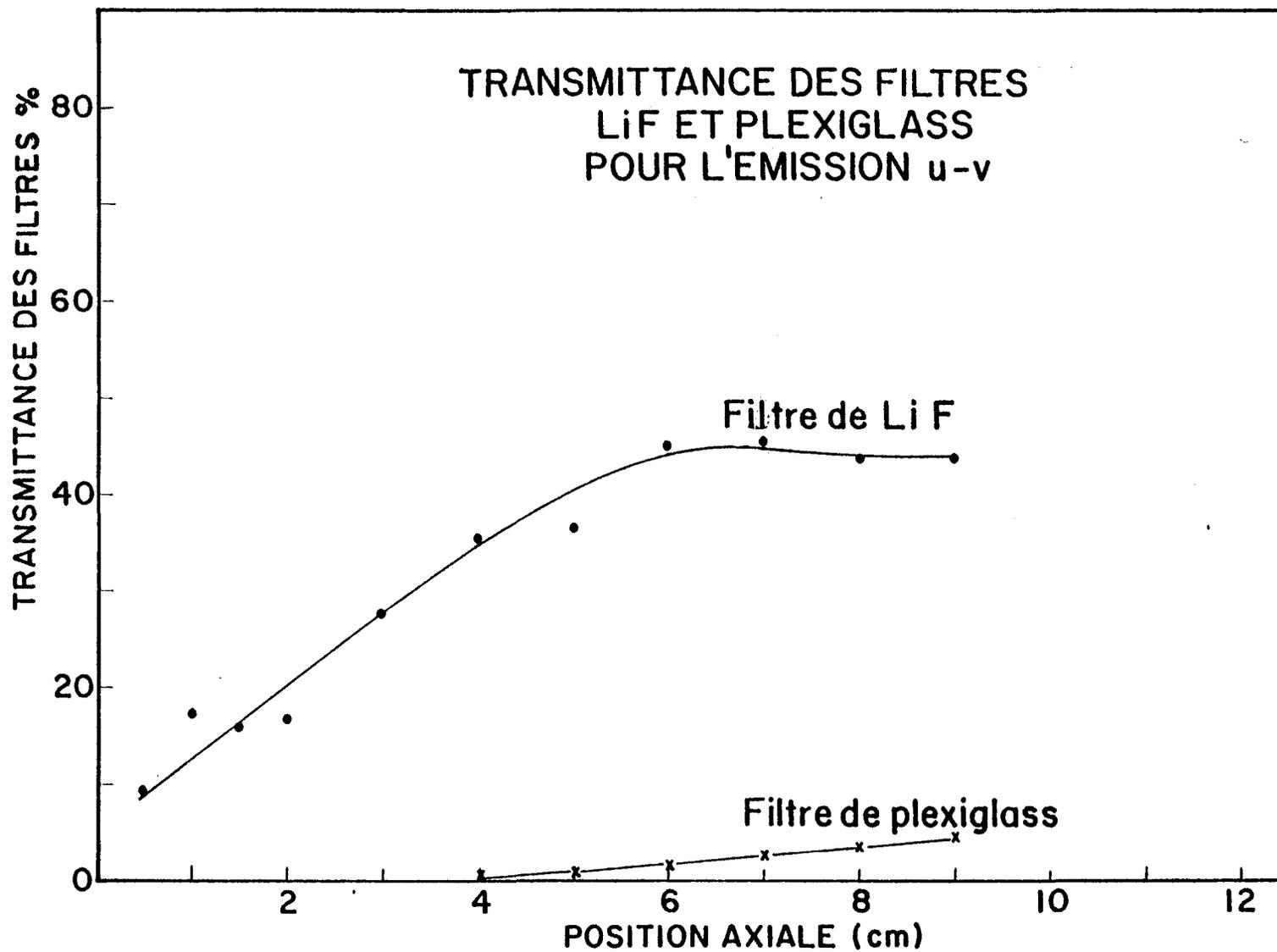


FIGURE 26

vaux publiés par Laufer, Pirag et Mc Nesby (1965) (47) sur la transmittance de ces filtres. En effet ces auteurs ont mesuré pour un rayonnement de longueur d'onde 106.6 nm. une transmittance de l'ordre de 40%, et à 104.8 nm. la transmittance diminue très rapidement mais peut prendre des valeurs appréciables si la température du filtre demeure relativement basse (<30°C). Pour les quatre autres raies uv de l'argon entre 86.6 nm. et 88.0 nm. le filtre est opaque.

Revenons aux résultats expérimentaux exposés au chapitre précédent et comparons les résultats obtenus sans filtre et avec filtre de LiF. En définissant la transmittance du filtre comme étant le rapport de l'intensité lumineuse sans filtre sur l'intensité avec filtre, on obtient le résultat présenté à la figure 26. Ce graphique laisse entrevoir que pour les observations effectuées proche de l'embouchure du chalumeau à plasma, la radiation u-v est très riche en émission voisine de 88.0 nm, alors qu'à mesure que la photocathode se déplace le long de l'axe le rayonnement de longueur d'onde à 106.6 nm et plus devient dominant, et la transmittance est de l'ordre de 45%. Cette portion de la courbe correspond également à la partie linéaire du graphique 18. Nous avons également utilisé un filtre de plexiglass dont la transmittance pour la longueur d'onde considérée est inférieure à 5%. Le courant enregistré dans ce cas correspond au bruit de fond.

### 5.3.3 Effets de contamination de la sonde

Nous présentons ici un résultat expérimental qui nous a permis de confirmer l'importance de l'effet photoélectrique au voisinage du plasma. Le résultat expérimental est montré sur le graphique de la figure 27.

Les densités de courant obtenues ont été collectées à l'aide d'une sonde sphérique de .55 mm de diamètre en polarisation négative pour différentes positions radiales par rapport au plasma. La position axiale est de 8.5 cm de l'embouchure du chalumeau.

La courbe "a" représente la densité de courant collectée pour la sonde propre i.e. sans contamination en présence d'un plasma d'argon pur. Nous avons ensuite évaporé du potassium dans le plasma et observé une condensation de ce métal sur la sonde. Ainsi traitée, elle a été utilisée dans le plasma d'argon pur et la courbe "b" a été enregistrée. On constate enfin que pour des positions très rapprochées du plasma, la courbe "b" vient rejoindre la courbe "a". La sonde est alors à une température suffisamment élevée pour prendre une teinte rouge ce qui entraîne l'évaporation des dépôts de potassium. On voit immédiatement que pour la sonde contaminée et des positions éloignées de l'axe correspondant à une température de 400 K les densités de courant sont trois fois plus grandes que dans le cas de sondes non contaminées. Cela est prévisible puisqu'un contaminant comme le potassium a pour effet d'améliorer considérablement l'efficacité pour l'effet photoélectrique et reculer le seuil vers les longueurs d'onde plus élevées.

Un fait intéressant concerne les densités de courant au très proche voisinage du plasma. On note une montée très rapide de la densité de courant qui ne peut être due à l'effet thermoionique. En effet comme nous l'avons vu plus haut, la densité de courant thermoionique la plus élevée que l'on peut obtenir avec le platine est de l'ordre de  $10^{-7}$  A/cm<sup>2</sup> et les densités de courant mesurées ici sont de l'ordre de  $10^{-4}$  A/cm<sup>2</sup> soit trois ordres de grandeur supérieurs.

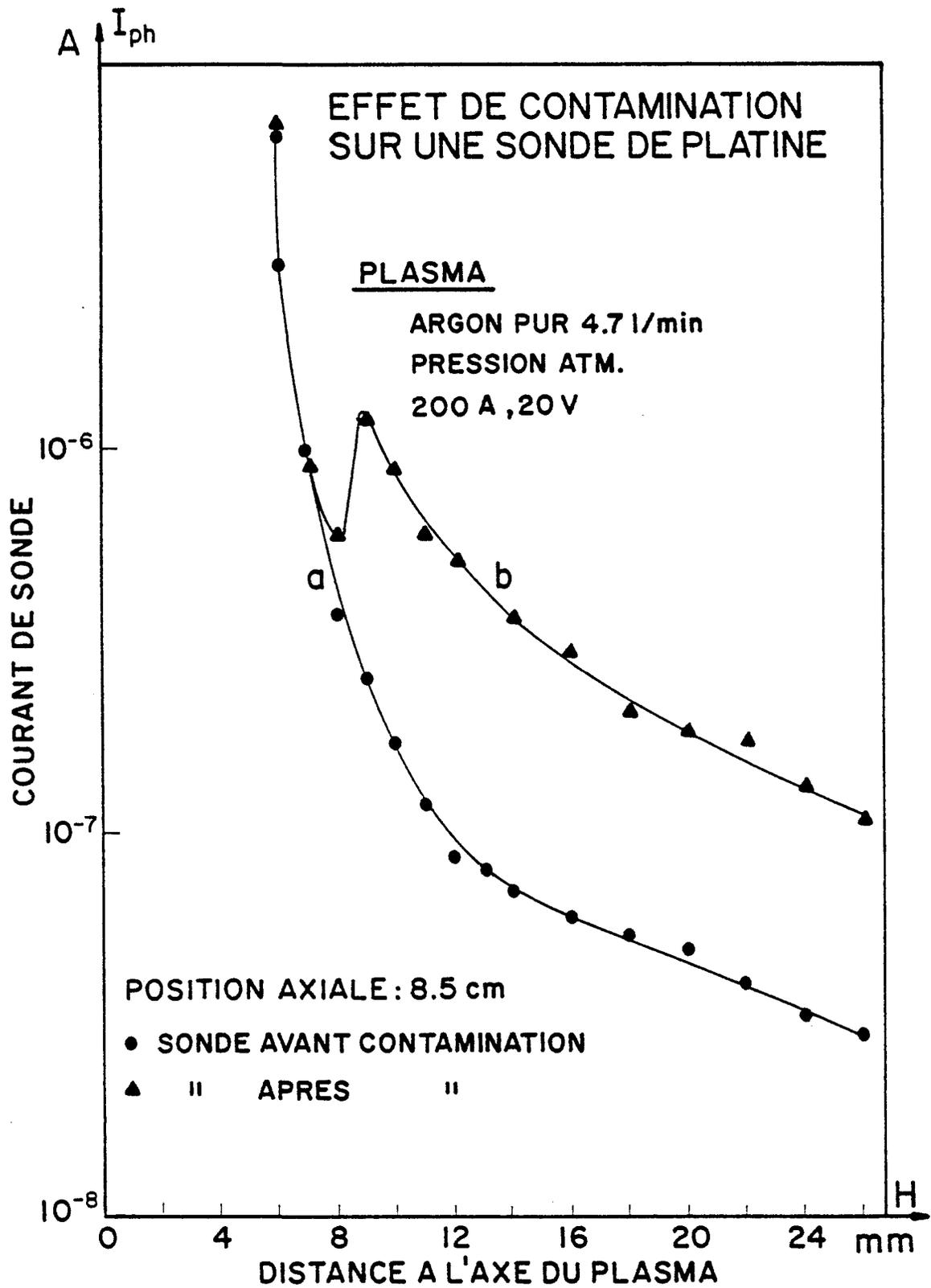


FIGURE 27

Tableau 16

Densité de courant provenant de la désexcitation des  
métastables par contact avec une sonde de platine.

Position radiale	$J_{\text{photo}}$	$J_{\text{méta}}$
mm	A/cm <sup>2</sup>	A/cm <sup>2</sup>
29	1.4 (-5)	---
26	1.6 (-5)	---
24	1.8 (-5)	---
22	2.0 (-5)	---
20	2.1 (-5)	---
18	2.4 (-5)	---
16	2.5 (-5)	---
14	2.8 (-5)	---
12	3.2 (-5)	5 (-6)
11	3.4 (-5)	1.4 (-5)
10	3.7 (-5)	3.1 (-5)
9	4.0 (-5)	9.6 (-5)
8	4.2 (-5)	1.1 (-4)
7	4.6 (-5)	3.5 (-4)
6	4.9 (-5)	1.15 (-3)

Sonde de platine : 1/400 cm<sup>2</sup>.

Enfin l'allure de ces courbes nous indique qu'il y a deux phénomènes d'émission en cause ici, l'un à longue portée qui serait l'effet photoélectrique pur et un autre au proche voisinage du plasma que nous attribuons à une désexcitation des métastables d'argon par contact avec la sonde. Sur le tableau 16 on donne les valeurs de densité de courant correspondant à ces deux effets en se servant de la courbe a du graphique 27. Aussi voir le tableau 24.

#### 5.3.4 Détermination de l'émission le long de l'axe du plasma

Comme nous l'avons vu précédemment les jets de plasma d'argon et d'hélium constituent d'importantes sources de radiation u-v. Pour ce type de rayonnement, nous voulons trouver ici une expression décrivant la variation d'émission suivant l'axe du plasma et à l'extérieur de ce dernier. Pour simplifier on suppose que la source de rayonnement est concentrée le long de l'axe du plasma. Les résultats expérimentaux nous indiquent assez clairement que cette source, loin d'être confinée au tout proche voisinage de l'embouchure, s'étend sur une distance relativement grande.

Reportons-nous à la figure 28 A et 28 B pour remarquer que notre mode d'observation avec une photocathode donne une valeur intégrée d'une tranche du plasma.

Définissons les variables:

$x$ : la position le long de l'axe du début de la tranche du plasma observable par la photocathode;

$L$ : la longueur de cette tranche;

$\xi$ : la position longitudinale du centre de la photocathode;

$\eta$ : la position radiale de la photocathode;

$r$ : la distance entre la photocathode et l'une ou l'autre des extrémités de la tranche de plasma. En pratique  $r \approx \eta$  approximation qui entraîne

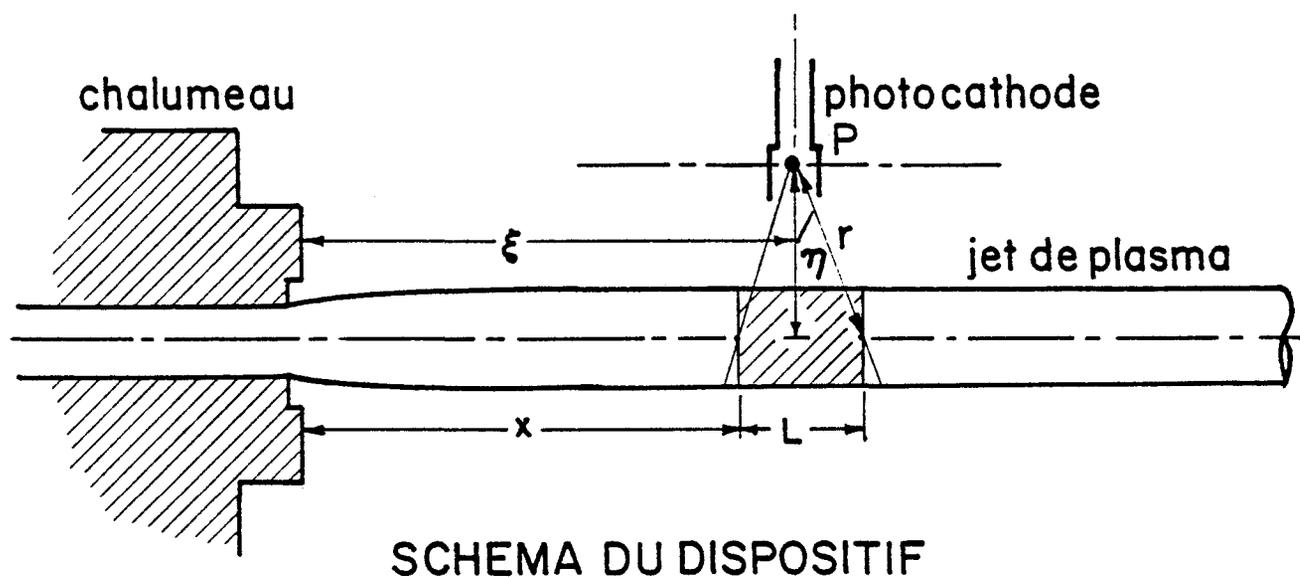


FIGURE 28a

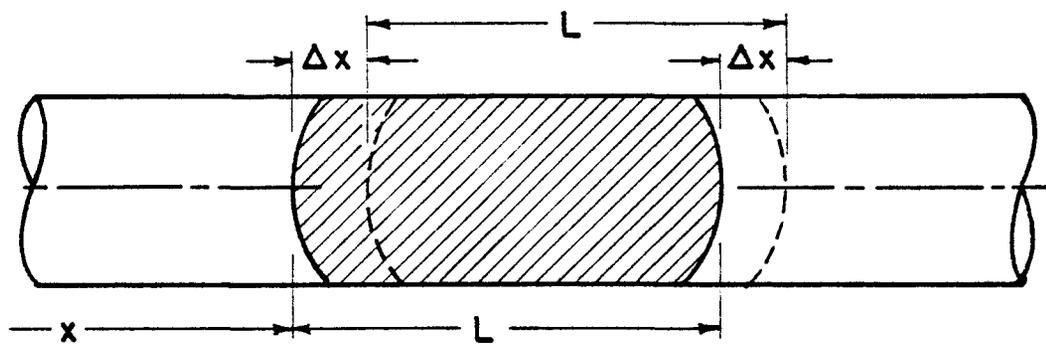


FIGURE 28b

une erreur négligeable;

$s$ : aire de la photocathode qui voit la tranche de plasma;

$N_m(\xi)$ : concentration de métastables en fonction de la position axiale;

$I(\xi)$ : intensité observée à la photocathode;

$\tau$ : efficacité quantique de la photocathode pour l'effet photoélectrique;

$e$ : la charge de l'électron.

Les résultats expérimentaux exposés à la section 4.3 nous indiquent qu'à partir d'une certaine position  $\xi$  de la photocathode, la variation de l'intensité est linéaire sur échelle semi-logarithmique. C'est d'abord à cette portion de la courbe que nous nous intéressons et on peut la décrire par une exponentielle décroissante. Ceci est assez facilement interprétable si on suppose que le mécanisme donnant lieu au rayonnement, n'est nul autre que celui produit par la désexcitation des atomes métastables. Dans ces conditions, le courant observé à la photocathode sera proportionnel au taux  $C_m$  de destruction des métastables et au volume de plasma qui circulera pendant une seconde dans la tranche de plasma visible à partir de la photocathode. Ce volume est égal au produit  $u.A$  entre la vitesse d'écoulement du gaz et l'aire de la section du plasma.

$$I(\xi) \propto C_m(\xi) u A \propto \frac{dN_m}{d\xi} u A \quad (5.3)$$

Si le mécanisme est de nature collisionnel avec les neutres, dont la variation de concentration est faible avec la température, la dérivée de  $N_m$  par rapport à  $\xi$  sera elle-même proportionnelle à  $N_m$  comme suit:

$$\frac{dN_m}{d\xi} \propto N_m \quad (5.4)$$

et par conséquent l'intégration entraînera que  $N_m$  devra avoir une variation exponentielle dont le coefficient sera représenté par  $\lambda$ . On aura:

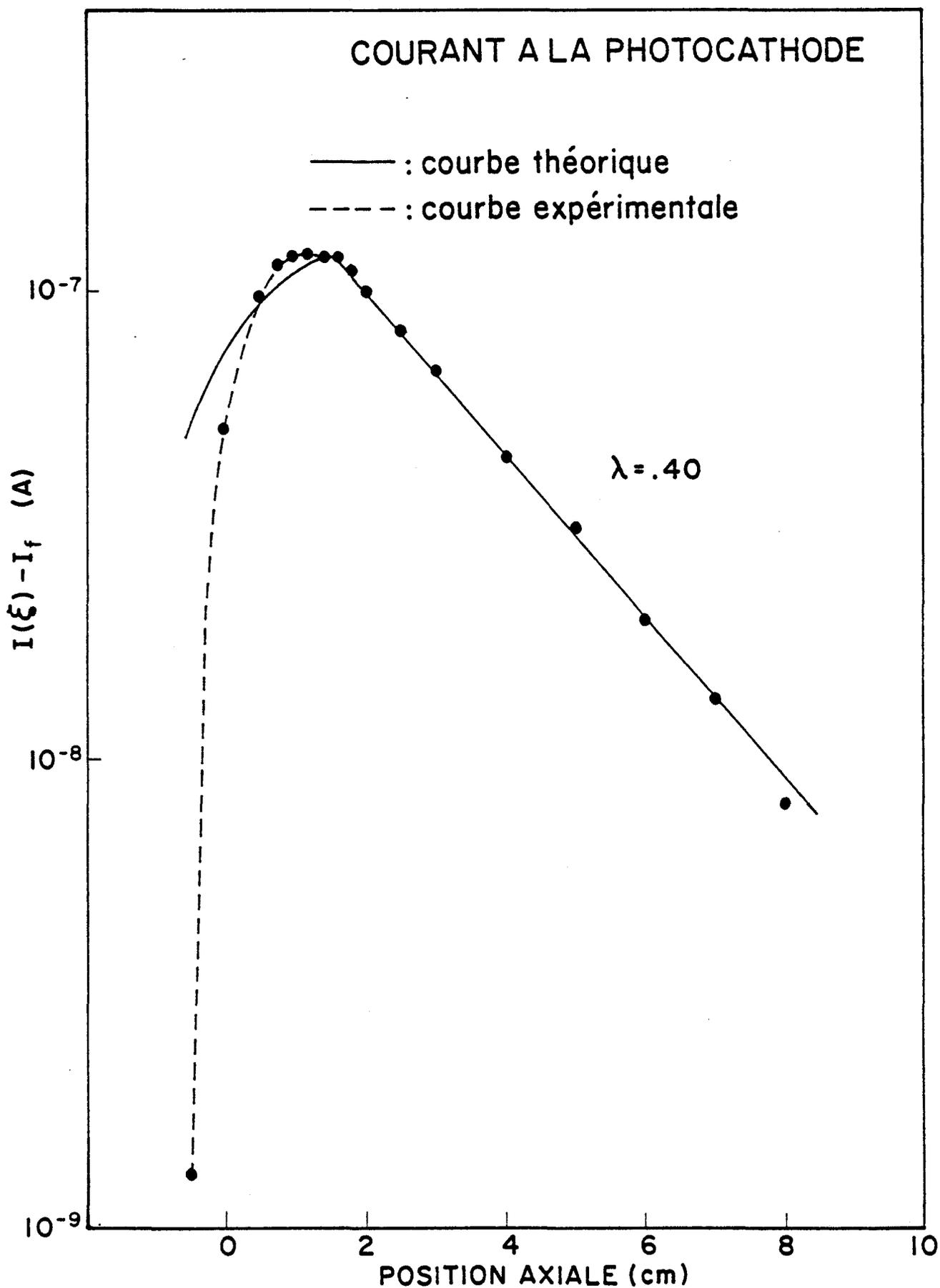


FIGURE 29 : Comparaison entre les formes expérimentale et théorique du courant à la photocathode. La courbe expérimentale correspond à une photocathode de Cu avec un filtre de LiF.

$$N_m(\xi) = N_m(0) \exp(-\lambda\xi) \quad (5.5)$$

Et pour  $\xi > \frac{L}{2}$

$$dI(\xi) = \frac{s}{4\pi r^2} \tau N_m(0) \lambda e u A \exp(-\lambda x) dx \quad (5.6)$$

Après intégration et simplification, on obtient:

$$I(\xi) = \frac{s}{4\pi r^2} \tau N_m(0) e u A 2 \sinh \frac{\lambda L}{2} \exp(-\lambda\xi) + I_f \quad (5.7)$$

ou  $I_f$  représente le courant de fond. Voir appendice C4.

$u$ : vitesse d'écoulement du gaz dans la direction longitudinale.

$A$ : aire de la section du plasma

Lorsque  $\xi < \frac{L}{2}$  cela correspond à des positions de sonde très rapprochées de l'embouchure du chalumeau de plasma. Celui-ci intercepte une partie du rayonnement et cela entraîne des calculs un peu plus compliqués. Mais comme ceci a un intérêt très limité, nous n'exposerons pas cette analyse détaillée.

Sur la figure 29 on montre les courbes expérimentale et théorique du courant à la photocathode. Les intensités maximales ont cependant été ajustées.

#### 5.4 Courbes de Boltzmann à partir des mesures spectroscopiques

Nous avons exposé au chapitre IV les principaux résultats spectroscopiques et les raisons qui nous ont amenés à procéder à ces essais. Nous donnons ici une série de calculs conduisant à la présentation des courbes atomiques de Boltzmann. Ces calculs sont effectués sur les valeurs d'intensité des raies présentées au paragraphe 4.4.4, lesquelles ont été étalonnées

suivant la méthode décrite au paragraphe 4.4.3. A partir des courbes atomiques de Boltzmann, on peut calculer une température moyenne du milieu à l'aide de l'équation (2.39), et vérifier l'état d'équilibre thermodynamique. Nous avons, dans certains essais, injecté de l'hydrogène dans le plasma ce qui permet de comparer les températures obtenues pour l'hydrogène et l'hélium.

Dans les tableaux 17 à 20 on résume ici ces différents calculs; de plus quelques exemples des courbes de Boltzmann sont présentés sur les graphiques des figures 30, 31, 32 et 33. Les droites ont été trouvées par la méthode des moindres carrés. On trouvera à l'appendice C3 un exemple de calcul.

A l'examen de ces résultats, les principales constatations sont les suivantes:

1) Les raies de l'hélium ont été choisies simplement en raison de l'importance de leur intensité; il est à remarquer également que plusieurs d'entre elles correspondent à des transitions aboutissant à l'un ou l'autre des deux niveaux métastables de l'hélium;

2) En général la dispersion des points dans les graphiques de Boltzmann est beaucoup plus grande avec les raies d'hélium qu'avec celles de l'hydrogène;

3) Le calcul des températures à partir de la pente dans les graphiques de Boltzmann nous conduit à des écarts lorsqu'on compare les résultats de l'hélium et ceux de l'hydrogène. Les valeurs obtenues sont assez concordantes pour des positions rapprochées de l'embouchure du chalumeau, mais elles sont très divergentes pour des positions éloignées allant même jusqu'à un facteur deux pour le rapport des températures. Voir à ce sujet les graphiques des figures 34 et 35.

Tableau 17

Calculs des courbes atomiques de Boltzmann avec les raies  
de l'hydrogène dans un plasma d'hélium

Raies	$\frac{\lambda}{gA}$	$E_k \times 10^{-3}$	Valeurs de $\log \left[ \frac{I\lambda}{gA} \right]$ pour différentes positions axiales			
			3 cm.	5 cm.	10 cm.	12 cm.
nm.	m sec	$\text{cm}^{-1}$				
H <sub>α</sub> 656.28	.827 (-15)	97.492	3.762	-	2.686	2.737
H <sub>β</sub> 486.13	1.804 (-15)	102.824	3.483	3.299	1.793	1.871
H <sub>γ</sub> 434.05	3.431 (-15)	105.292	3.411	3.049	-	-
H <sub>δ</sub> 410.17	5.854 (-15)	106.632	-	2.969	-	-

Tableau 18

Calculs des courbes atomiques de Boltzmann avec les raies de l'hélium  
dans un plasma d'hélium pur

Raies	$\frac{\lambda}{gA}$	$E_K \times 10^{-3}$	Valeurs de $\log\left(\frac{I\lambda}{gA}\right)$ pour différentes positions axiales.				
			2 cm.	3 cm.	4 cm.	5 cm.	6 cm.
nm	m sec	$cm^{-1}$					
370.5	5.563 (-15)	196.070	2.931	2.773	2.300	-	-
381.96	4.323 (-15)	195.260	3.043	2.992	2.511	-	-
388.8	4.559 (-15)	185.565	3.761	3.865	3.439	3.008	2.692
396.47	18.432 (-15)	191.493	3.050	3.211	2.841	-	-
402.62	2.294 (-15)	193.917	3.001	2.918	2.422	1.953	1.604
412.08	31.95 (-15)	193.347	2.981	2.884	-	-	-
447.15	1.188 (-15)	191.445	3.108	3.108	2.702	2.113	1.795
471.32	14.82 (-15)	190.298	3.023	2.989	2.714	-	-
501.57	12.49 (-15)	186.21	3.377	3.415	3.207	3.011	-
587.57	.555 (-15)	186.102	3.039	3.084	-	-	2.195

Tableau 19

Calculs des courbes atomiques de Boltzmann avec les raies de l'hélium  
dans un plasma d'hélium contenant de l'hydrogène et des vapeurs de potassium

Raies		$E_K \times 10^{-3}$ $\text{cm}^{-1}$	Valeurs de $\log\left(\frac{I\lambda}{gA}\right)$ pour différentes positions axiales.				
nm.	m sec		3 cm.	4 cm.	5 cm.	10 cm.	12 cm.
370.5	5.563 (-15)	196.070	2.609	-	-	-	-
381.96	4.323 (-15)	195.260	2.721	2.263	1.809	2.849	2.547
388.8	4.559 (-15)	185.565	3.672	3.421	2.965	3.614	3.346
396.47	18.432 (-15)	191.493	3.104	2.528	-	3.036	2.771
402.62	2.294 (-15)	193.917	2.868	2.370	1.874	2.801	2.617
447.15	1.188 (-15)	191.445	2.994	2.568	2.221	3.048	2.834
471.32	14.82 (-15)	186.21	3.023	-	-	2.917	2.761
501.57	12.49 (-15)	186.21	3.433	2.830	2.596	3.405	3.220
587.57	.555 (-15)	186.102	3.099	2.718	2.571	3.563	3.434

Tableau 20

Températures obtenues avec les courbes de Boltzmann  
pour différentes positions axiales

A) Raies de l'hydrogène dans un plasma d'hélium

<u>Position</u>	<u>Température</u>
cm.	K
3.0	13 540
5.0	7 064
10.0	3 730
12.0	3 850

B) Raies de l'hélium dans un plasma d'hélium pur.

2.0	13 535
3.0	9 830
4.0	6 455
5.0	4 520
6.0	5 730

C) Raies de l'hélium dans un plasma d'hélium contenant de l'hydrogène et du potassium.

3.0	8 414
4.0	7 740
5.0	6 225
10.0	7 575
12.0	7 040

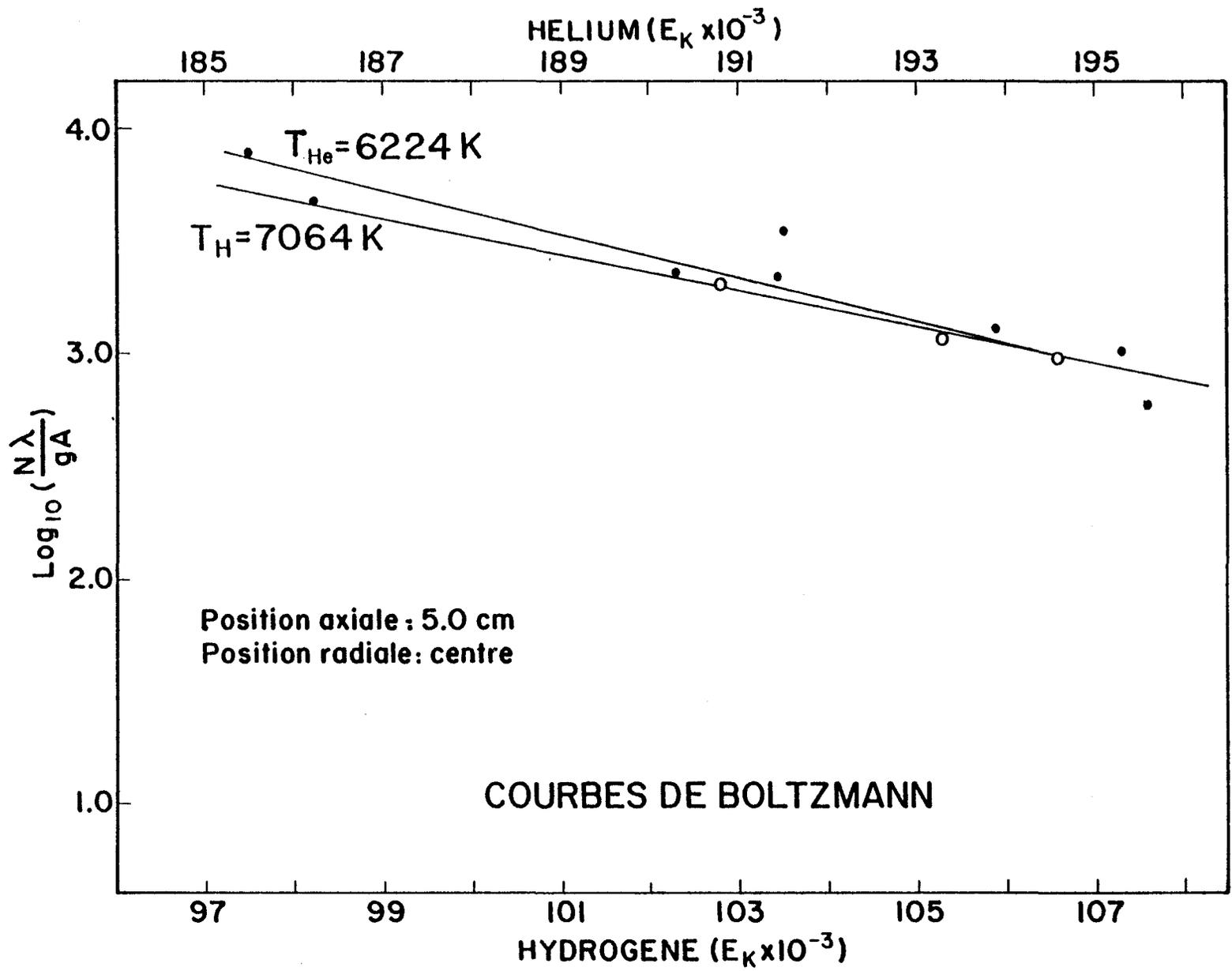


FIGURE 30

# Courbes de Boltzmann

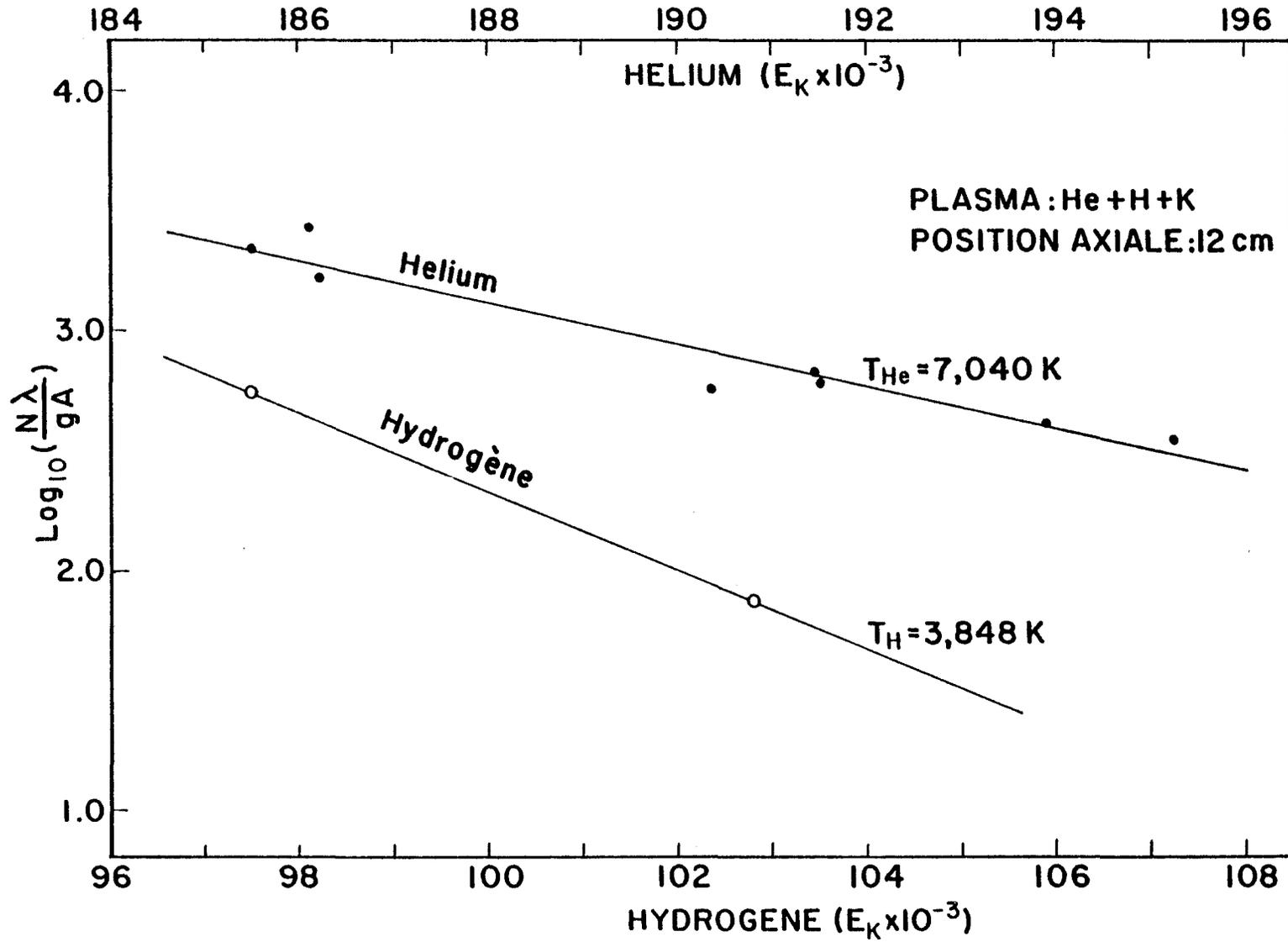


FIGURE 31

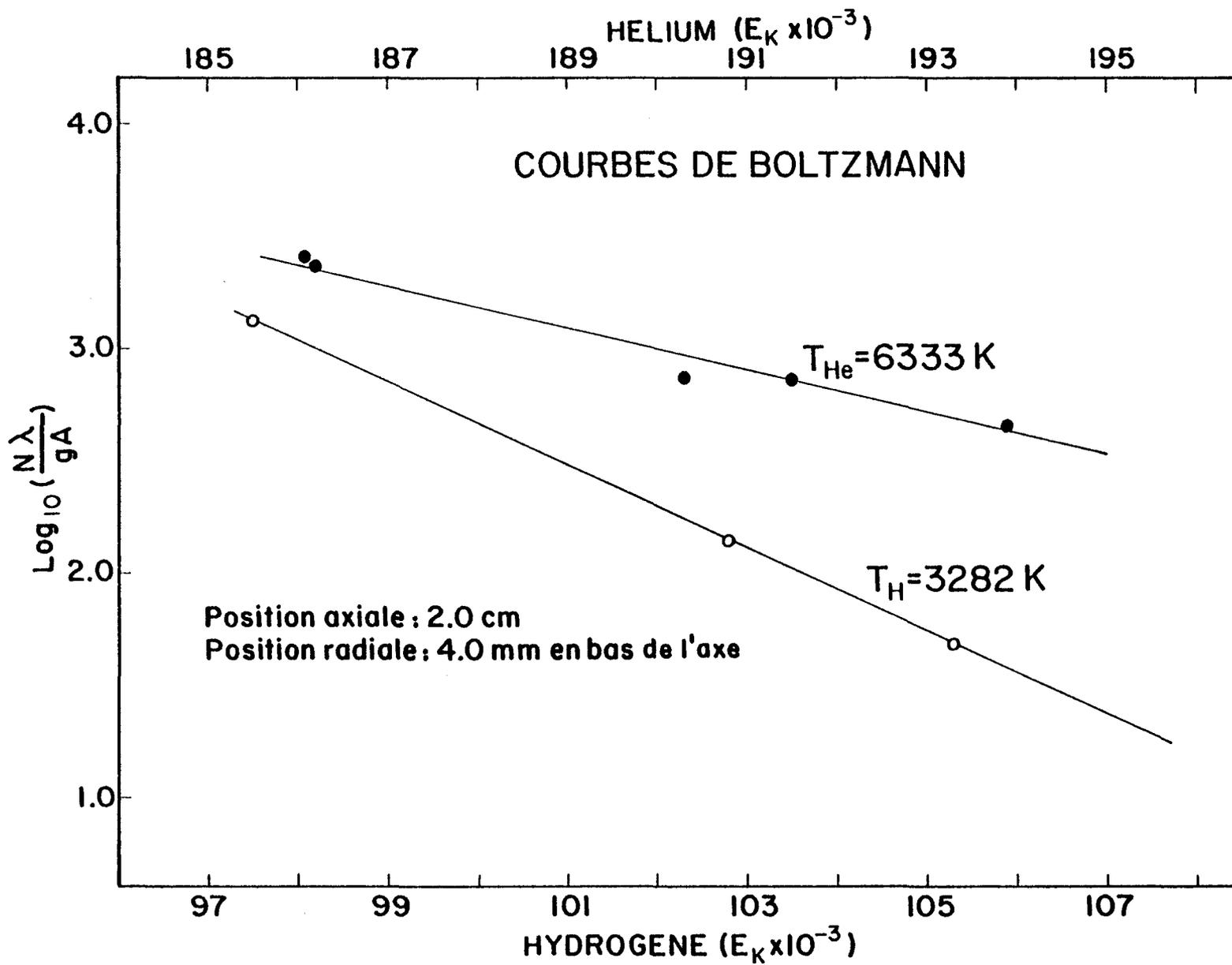


FIGURE 32

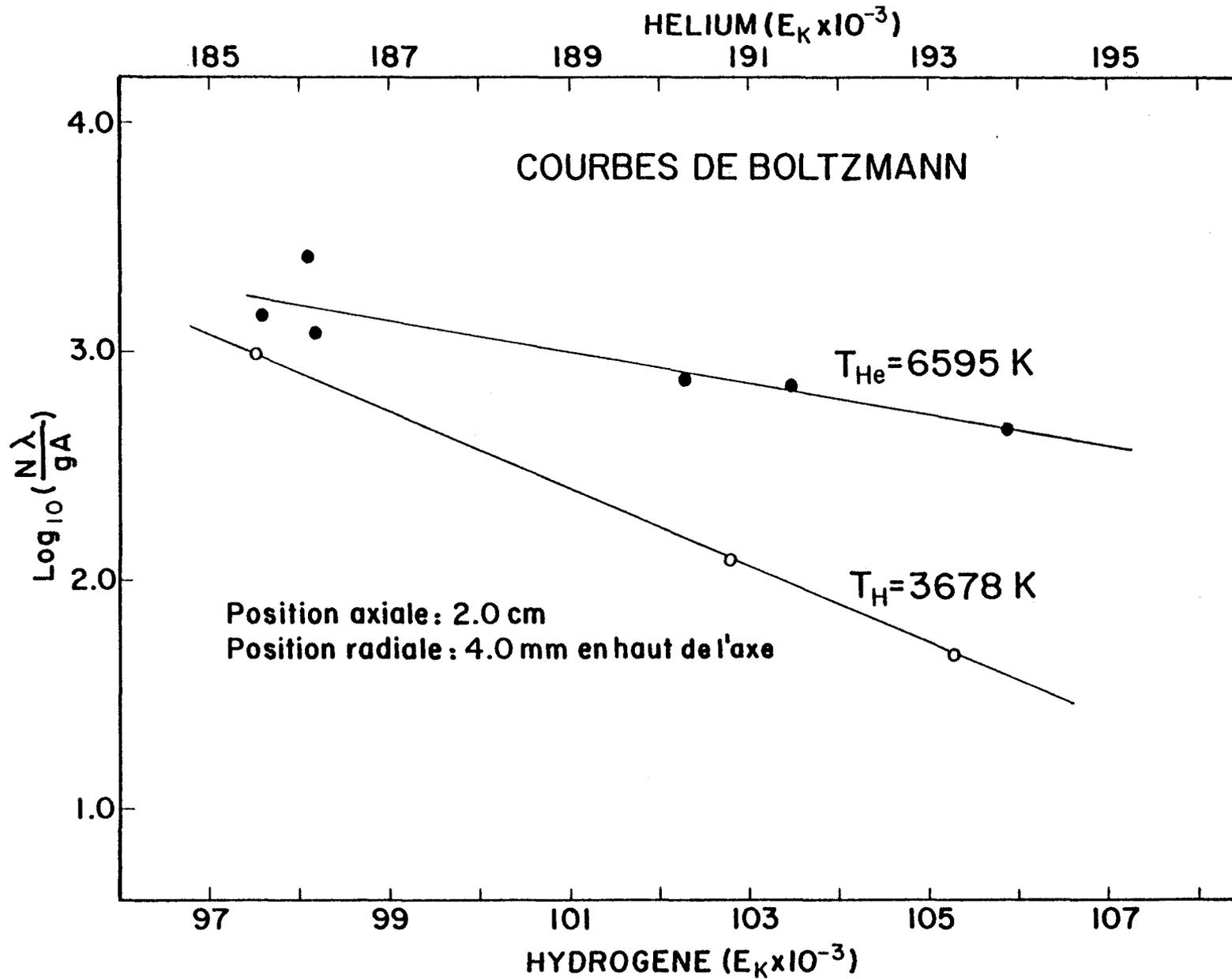


FIGURE 33

L'équilibre thermodynamique semble exister pour des températures supérieures à 7 000 K, mais n'existe plus à des températures plus basses. Les températures de l'ordre de 7 000 K obtenues à l'aide des graphiques de Boltzmann pour l'hélium et à des positions de 10 à 12 cm. de l'embouchure sont beaucoup trop élevées et ne correspondent pas à ce que l'on mesure par d'autres méthodes (filament chauffant). On en conclut que le déséquilibre thermodynamique du milieu rend inapplicable la méthode de Boltzmann en ces positions.

Certaines figures que nous venons de présenter (33 et 35) se rapportent à des plasmasensemencés de vapeurs de potassium. Comme nous l'avons signalé précédemment au paragraphe 4.4.4 nous avons pour but d'observer l'effet Penning entre les métastables d'hélium et les ions potassium. Cet effet n'ayant pu être observé, nous présentons ici sur les figures 34 et 35 les températures axiales d'une part pour un plasma d'hélium pur et d'autre part pour un plasma d'héliumensemencé. Ces graphiques sont assez semblables si on fait exception d'un décalage vers la droite des graphiques de la figure 35 par rapport à celui de la figure 34. La différence apparente de température pour une même position dans les cas de plasma avec ou sansensemencement peut possiblement être expliqué par l'effet Penning sur les atomes métalliques.

Si on revient aux figures 32 et 33, elles illustrent d'une part la reproductibilité de la mesure pour deux positions symétriques par rapport au centre et à 2 cm de l'embouchure. D'autre part elles nous donnent un indice de l'homogénéité de l'hydrogène dans le plasma. On remarque également que les trois raies  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  et  $H_{\gamma}$  observées de l'hydrogène nous donnent trois points bien en ligne lorsque le calcul est effectué suivant la méthode décrite au paragraphe 4.4.3.

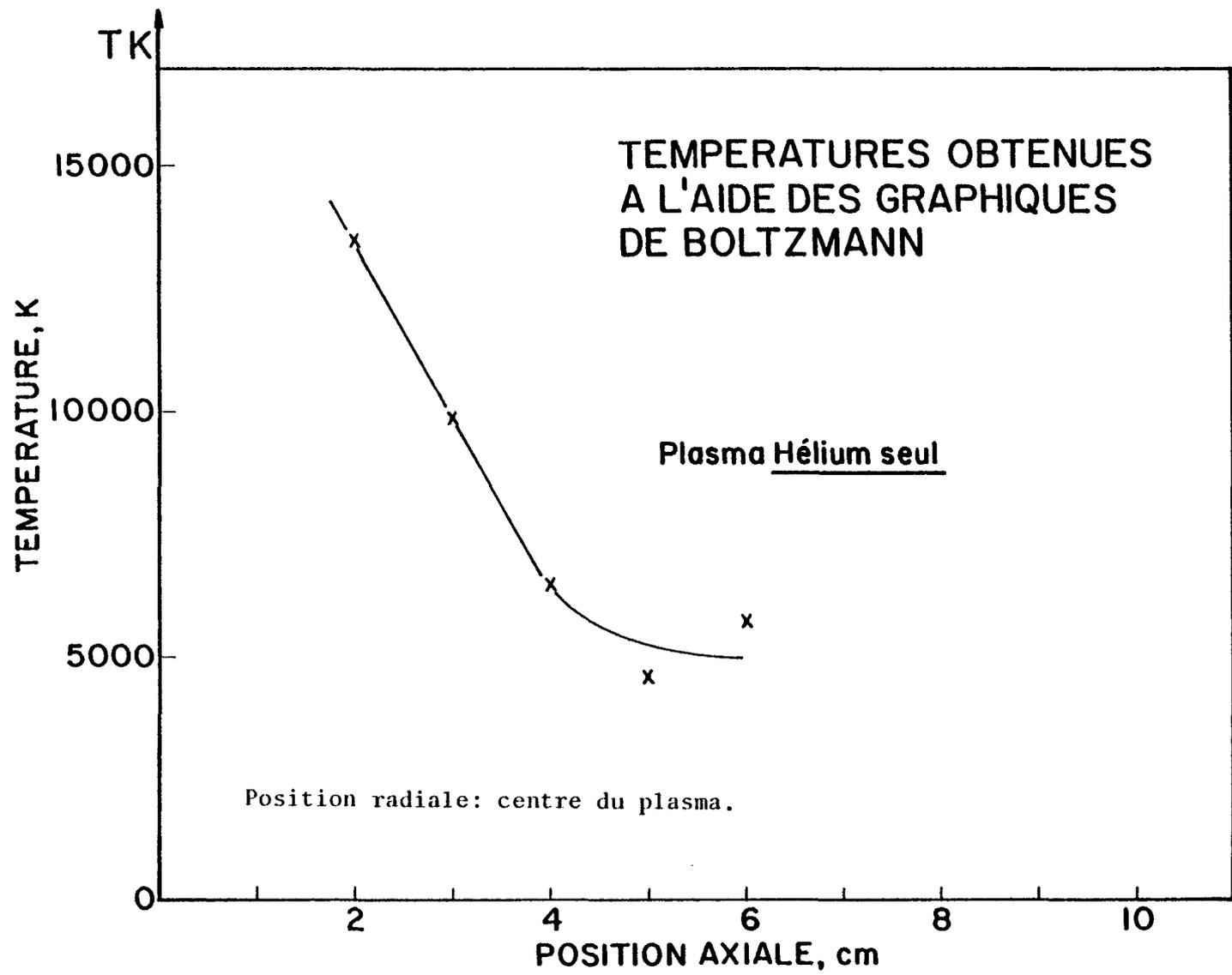


FIGURE 34

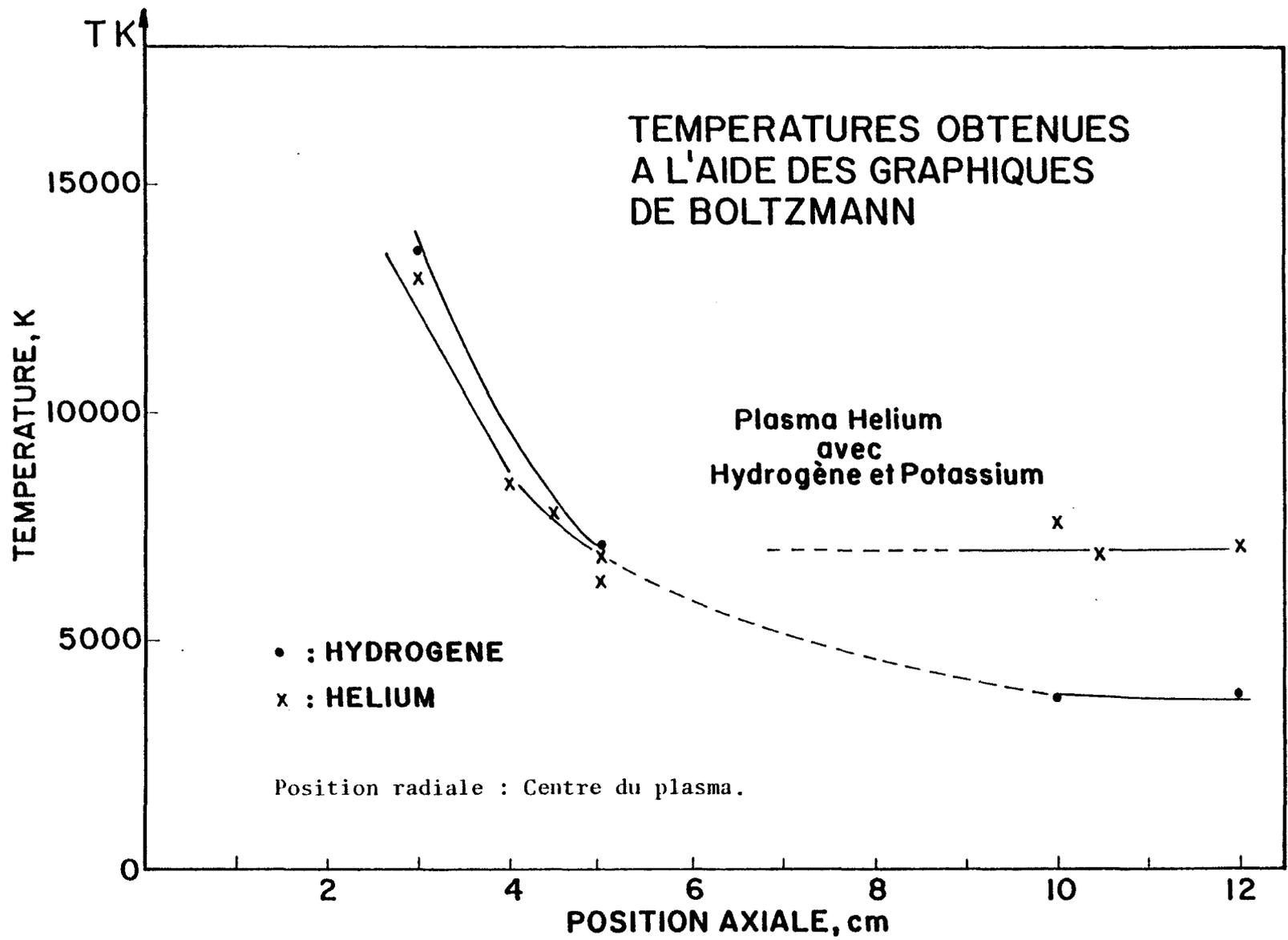


FIGURE 35

## CHAPITRE VI

### IMPORTANCE DES METASTABLES DANS LES JETS DE PLASMA

#### 6.1 Présence des atomes métastables en concentration importante

La présence des atomes excités métastables dans les arcs et les plasmas est connue depuis très longtemps. Les études sur ce sujet ont cependant été effectuées à très basses pressions ou dans des conditions bien différentes de celles qui nous intéressent. Un fait remarquable, c'est qu'un relevé de la littérature scientifique nous montre l'intérêt croissant pour les atomes métastables durant ces quelques années. Ranson et Chapelle (1971) (48) ont effectué des mesures de concentration de métastables dans un jet laminaire de plasma d'argon. Par l'analyse des graphiques de Boltzmann pour une série de raies de l'argon dans le proche infrarouge, ces auteurs concluent "qu'il existe des écarts importants par rapport à l'ETL complet rapporté au fondamental; les électrons et les états métastables sont surpeuplés dans un rapport de 15 à 100 par rapport à leurs valeurs correspondant à l'ETL complet à une température  $T = 6\ 600\text{ K.}$ "

Ces auteurs ont obtenu des valeurs de densité des niveaux métastables et résonants à partir de la mesure du coefficient d'absorption d'une raie partant d'un de ces niveaux en se servant des raies d'émission d'un deuxième jet de plasma d'argon qui en même temps sert de source de référence. Ils obtiennent ainsi des concentrations de métastables au centre du plasma à 6 600 K de l'ordre de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Leur méthode d'analyse peut être qualifiée de standard pour la détermination des concentrations des niveaux métastables, parce qu'elle est basée sur une mesure du taux de peuplement de ces niveaux. Cependant il est à remarquer que différentes études (1966) (49), (1969) (50) montrent que le plasma est encore transparent dans le domaine de radiation utilisé par ces auteurs. On peut donc prévoir que les valeurs qu'ils ont obtenues sont probablement trop faibles l'absorption commençant à devenir importante au-delà de  $1.2 \mu\text{m}$ .

En ce qui nous concerne, nous avons essayé de déterminer les concentrations de ces niveaux métastables par des mesures sur le taux de dépeuplement de ces mêmes niveaux vers le fondamental.

Rappelons d'abord que d'après les résultats présentés à l'article 5.4 à l'aide des courbes de Boltzmann, nous constatons pour un jet de plasma d'hélium, un état de déséquilibre thermodynamique lorsque les positions axiales sont élevées i.e. plus grandes que 10 cm de l'embouchure pour les conditions de plasma investiguées. Les températures mesurées pour l'hélium semblent beaucoup trop élevées pour ces positions. Et on peut en faisant intervenir le jeu des métastables expliquer ces écarts. En effet dans ces conditions ce sont les niveaux métastables qui jouent le rôle du fondamental et un nouvel équilibre s'établit entre ces niveaux et les niveaux supérieurs, ce qui conduit à une analyse beaucoup plus complexe.

L'approximation que nous avons faite à la suite de l'équation (2.38)

$$U(T) = g_0$$

n'est plus valable. On doit définir une nouvelle fonction de partition liant les niveaux excités au niveau métastable, laquelle est très dépendante de la température puisque les niveaux excités sont assez rapprochés des niveaux métastables.

Comme autre manifestation possible des métastables, nous observons également:

- 1) l'établissement de courants de sonde importants au proche voisinage du plasma qui ne peuvent être dus à l'effet thermoionique;
- 2) les émissions u.v. par le plasma provenant de positions relativement éloignées de l'embouchure.

#### 6.1.1 Mesure des métastables à partir du courant de sonde

En ce qui concerne les courants de sonde, nous avons déjà vu à l'article 5.2, que les courants observés au proche voisinage du plasma sont presque toujours supérieurs au courant thermoionique que l'on doit s'attendre à obtenir avec une sonde de tungstène et de deux ordres de grandeur supérieure pour une sonde de platine.

En admettant que les densités de courant mesurées sont dues principalement à des émissions de la sonde par suite de la destruction des métastables venant en contact avec celle-ci, on peut évaluer en considérant un modèle très simple la concentration de ces métastables dans les régions investiguées.

Tableau 21 A

Concentration des métastables au voisinage d'un plasma d'argon

- 1) Sonde W à 5 cm. de l'embouchure,  
courant d'arc de 200 A.

Position radiale mm.	$J_m$ A/cm <sup>2</sup>	$N_m$ cm <sup>-3</sup>
10	1.1 (-4)	2.9 (10)
9	1.1 (-4)	2.9 (10)
8	1.8 (-4)	4.7 (10)
7	3.4 (-4)	8.8 (10)
6	7.8 (-4)	2.0 (11)
5.5	8.0 (-4)	2.1 (11)

Tableau 21 B

- 2) Sonde de W à 5 cm. de l'embouchure,  
courant d'arc de 300 A.

10	4.0 (-4)	1.0 (11)
9	6.1 (-4)	1.6 (11)
8.5	9.6 (-4)	2.5 (11)
8	1.8 (-3)	4.7 (11)
7.5	1.0 (-3)	2.6 (11)
7.0	4.7 (-3)	1.2 (12)

Tableau 21 C

3) Sonde de platine à 8.5 cm. de l'embouchure,  
courant d'arc de 200 A.

Position radiale mm.	$J_m$ A/cm <sup>2</sup>	$N_m$ cm <sup>-3</sup>
12	5 (-6)	1.3 (9)
11	1.4(-5)	3.6 (9)
10	3.1(-5)	8.1 (9)
9	9.6(-5)	2.5 (10)
8	1.1 (-4)	2.9 (10)
7	3.5 (-4)	9.1 (10)
6	1.15(-3)	3.0 (11)

Nous reprenons ici au tableau 21 A et 21 B, des extraits des tableaux 12 A et 12 B. Pour chaque position radiale nous appelons:

$$J_m = J_{mes} - J_{th} - J_{ph} \quad (6.1)$$

- $J_m$  : densité de courant métastable;  
 $J_{th}$  : " " thermoionique calculé;  
 $J_{ph}$  : " " photoélectrique mesuré.

Le courant photoélectrique est celui que l'on mesure en position radiale éloignée. Une extrapolation linéaire de ce courant vers les positions plus rapprochées permet d'y établir tout au moins l'ordre de grandeur. On se rend compte de cette manière que:  $J_{ph} \ll J_m$  voir le tableau 16. Dans un modèle simple où le flux de métastables, entraîné à la vitesse d'écoulement du plasma, vient intercepter la sonde et produire ainsi l'émission d'électrons, on peut évaluer la concentration locale des atomes métastables. Soit:

$$J_m = \frac{I_m}{A} = \gamma_m N_m u e \quad (6.2)$$

- $\gamma_m$  : efficacité de la réaction;  
 $N_m$  : concentration de métastables;  
 $u$  : vitesse d'écoulement du plasma.

Selon Leonard B. Loeb (1956) (51) l'efficacité de cette réaction  $\gamma_m$  se situe de .1 à 1. Par exemple pour l'argon sur une sonde d'argent  $\gamma_m \sim .4$ . Comme nous n'avons pas ces coefficients pour l'argon sur le platine et l'argon sur le tungstène, nous prendrons cette dernière valeur sachant que l'ordre de grandeur n'en devrait pas être affecté.

Pour les vitesses d'écoulement du plasma, nous prenons une valeur moyenne de  $6 \times 10^4$  cm/sec tel que mesuré par Sy et Cabannes (1962) (52) pour ce genre de plasma. On obtient ainsi les valeurs de métastables apparaissant au tableau 21. Elles sont un peu plus élevées que celles évaluées par Cabannes et Ranson (1971) (53) par une méthode différente. On trouvera en appendice D1 un exemple détaillé de calcul.

### 6.1.2 L'effet photoélectrique

Nous considérons enfin comme autre manifestation des métastables, l'observation de rayonnement ultraviolet en provenance de régions du plasma relativement éloignées de l'embouchure du chalumeau. Au paragraphe 5.3.4, nous avons interprété les courants photoélectriques comme provenant de la disparition des métastables le long de l'axe du plasma. La concentration maximale de métastables a été calculée en prenant la valeur maximum du courant observé et en se servant de l'équation 5.7. On trouvera en appendice D2 un exemple détaillé du calcul. Avec les valeurs mesurées de courant sur une photocathode de Cu avec un filtre de LiF, on évalue la concentration maximale de métastables à  $1.6 \times 10^{12}$ .

On verra au tableau 22 une comparaison entre les concentrations de métastables obtenues en se servant de l'effet photoélectrique et celles données par contact direct avec les sondes. On retrouve des ordres de grandeur tout-à-fait comparables.

Tableau 22

Comparaison des mesures de concentration  
de métastables.

$\xi$ cm	$N(\xi)$ $\text{cm}^{-3}$	$x$ cm	Valeurs de $N(x)$ pour différentes positions radiales.			
			$\text{cm}^{-3}$			
			6mm	7mm	8mm	10mm
0	1.6 (12)					
3	4.8 (11)	5	2.0 (11)	8.8 (10)	4.7 (10)	3 (10)
6.5	1.2 (11)	8.5	3.0 (11)	9.0 (10)	3.0 (10)	8.1 (9)
10	2.9 (10)	12				

$N(\xi)$  : concentration de métastables à partir de l'effet photoélectrique.

$$N(\xi) = N(0) \exp(-\lambda\xi) \text{ avec } N(0) = 1.6 \times 10^{12} \text{ et } \lambda = .40$$

$\xi$ : position axiale.  $\xi = 0$  correspond au maximum observé.

$N(x)$  : concentration des métastables par contact direct sur les sondes.

$x$ : position axiale par rapport au chalumeau.

à  $\xi = 0$ ,  $x = 2$  cm.

## 6.2 Destruction des métastables

La destruction des métastables dans les gaz ionisés a fait l'objet d'un ouvrage récent (Delcroix, Matos, etc (1975) (54) ). Nous appliquerons au jet de plasma les méthodes proposées par ces auteurs pour déterminer l'importance des différents modes de destruction des métastables. Nous pourrions également expliquer les valeurs mesurées des coefficients  $\lambda$  des exponentielles décroissantes obtenus avec les photocathodes (voir le paragraphe 4.3.3).

### 6.2.1 Les divers modes de destruction des métastables

En se référant aux auteurs précités, les équations du bilan de métastables révèlent quatre modes principaux de destruction de ceux-ci.

1) Par diffusion:

$$- D \nabla^2 N_m = D_m \frac{N_m}{(N_o R)^2} = \nu_D N_m \quad (6.5)$$

2) Par collisions métastable-neutre:

$$N_o (A + B N_o) N_m = \nu_N N_m \quad (6.6)$$

3) Par collisions métastable-**électron**:

$$N_e C_m N_m = \nu_e N_m \quad (6.7)$$

4) Par collisions métastable-métastable:

$$B N_m^2 = \nu_m N_m \quad (6.8)$$

Ici  $\nu_D$ ,  $\nu_O$ ,  $\nu_M$  et  $\nu_e$  sont des fréquences de destruction des métastables par les trois types de collisions considérés.  $N_e$ ,  $N_o$  et  $N_m$  sont respectivement les concentrations des électrons, des neutres et des métastables.

$D_m$  : coefficient de diffusion des métastables;

A et B: sont respectivement les coefficients de réaction de collision 2 corps et 3 corps avec les neutres;

$C_m$  : coefficient de réaction métastable électron

$\beta$  : " " métastable métastable

Les valeurs expérimentales de ces différents coefficients sont peu connues. Suivant les auteurs précités nous prendrons les valeurs de Ellis et Twiddy (1969) (55) pour l'argon bien que leurs conditions expérimentales sont différentes des nôtres, en température et en pression.

$$D_m = 1.75 \times 10^{18} \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}.$$

$$A = 3 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \text{ collisions 2 corps.}$$

$$B = 1.4 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ sec}^{-1} \text{ collisions 3 corps.}$$

$$\beta = 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}.$$

Pour faciliter la comparaison des termes de destruction, on définit les quantités suivantes qui seront les trois coordonnées d'un système:

$$y = \frac{N_m}{N_0}, \quad \alpha = \frac{N_e}{N_0} \quad \text{et} \quad N_0 R \quad (6.9)$$

Dans l'expression  $N_0 R$ , la grandeur R représente une longueur caractéristique du genre de plasma. Pour un plasma confiné dans un tube, R représente le rayon du tube ou de façon plus générale l'étendue de la région contenant des métastables.

Dans le cas d'un jet de plasma projeté dans une enceinte de grandes dimensions par rapport à la dimension du jet, nous prendrons ici pour R la distance à partir de l'axe du plasma jusqu'au rayon pour lequel  $N_m = 0$  i.e. la concentration des métastables est nulle. Ceci excède le rayon visi-

ble du plasma et pourra varier dans la direction longitudinale. Comme nous avons à comparer des ordres de grandeur, une valeur de  $R = 1.4$  cm prise sur le graphique de la figure 27 nous apparaît une valeur caractéristique pour la région d'intérêt.

Enfin on doit noter que le coefficient de collision  $C_m$ , bien que s'exprimant en terme de la température, a une faible dépendance par rapport à cette variable. Vérifions ceci dans le cas de transfert entre des niveaux voisins non optiquement liés et de même multiplicité. Pour une distribution maxwellienne de la vitesse des électrons, on a:

$$C_{21} = \langle \sigma_{21} f(v) \rangle \quad (6.10)$$

Les indices 2 et 1 correspondent aux deux niveaux pour lesquels il y a transfert et  $f(v)$  est la distribution de la vitesse des électrons (équation 2.5). Egalement, d'après Drawin (1967) (56):

$$\sigma_{21} = 4\pi a_0^2 Q_{21} \frac{E_{12}}{E_e} \left[ 1 - \frac{E_{12}}{E_e} \right] \quad (6.11)$$

Après calcul on obtient:

$$C_{21} = 4\pi a_0^2 Q_{21} \left[ \frac{8k}{\pi m} \right]^{1/2} T^{1/2} \frac{E_{12}}{KT} \exp\left[ \frac{-E_{12}}{KT} \right] \quad (6.12)$$

$a_0$  : rayon de Bohr  $5.29 \times 10^{-9}$  cm.

$Q_{21}$ : une constante dépendant de la transition considérée. Selon Delcroix pour Ar ( $^3P_1 - ^3P_2$ ):

$$Q_{21} = 2.8 \times 10^2$$

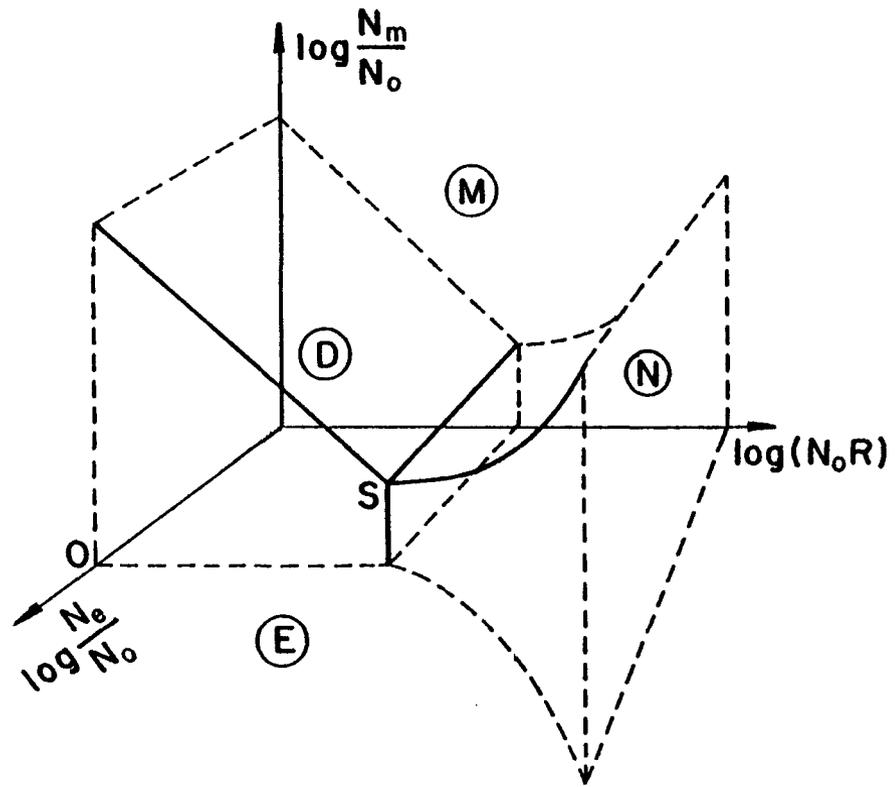
et  $E_{21} = 0.75$  eV.

Un exemple de calcul est présenté à l'appendice D3.

Tableau 23

Coefficients de collision métastable -électron

T	$C_{21}$
K	$\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$
11 000	4.7 (-7)
10 000	4.9 (-7)
9 500	5.0 (-7)
8 500	5.2 (-7)
7 500	5.5 (-7)
6 500	5.8 (-7)
5 500	6.1 (-7)



**Diagramme de comparaison des termes de perte de métastables dans un plasma**

FIGURE 36

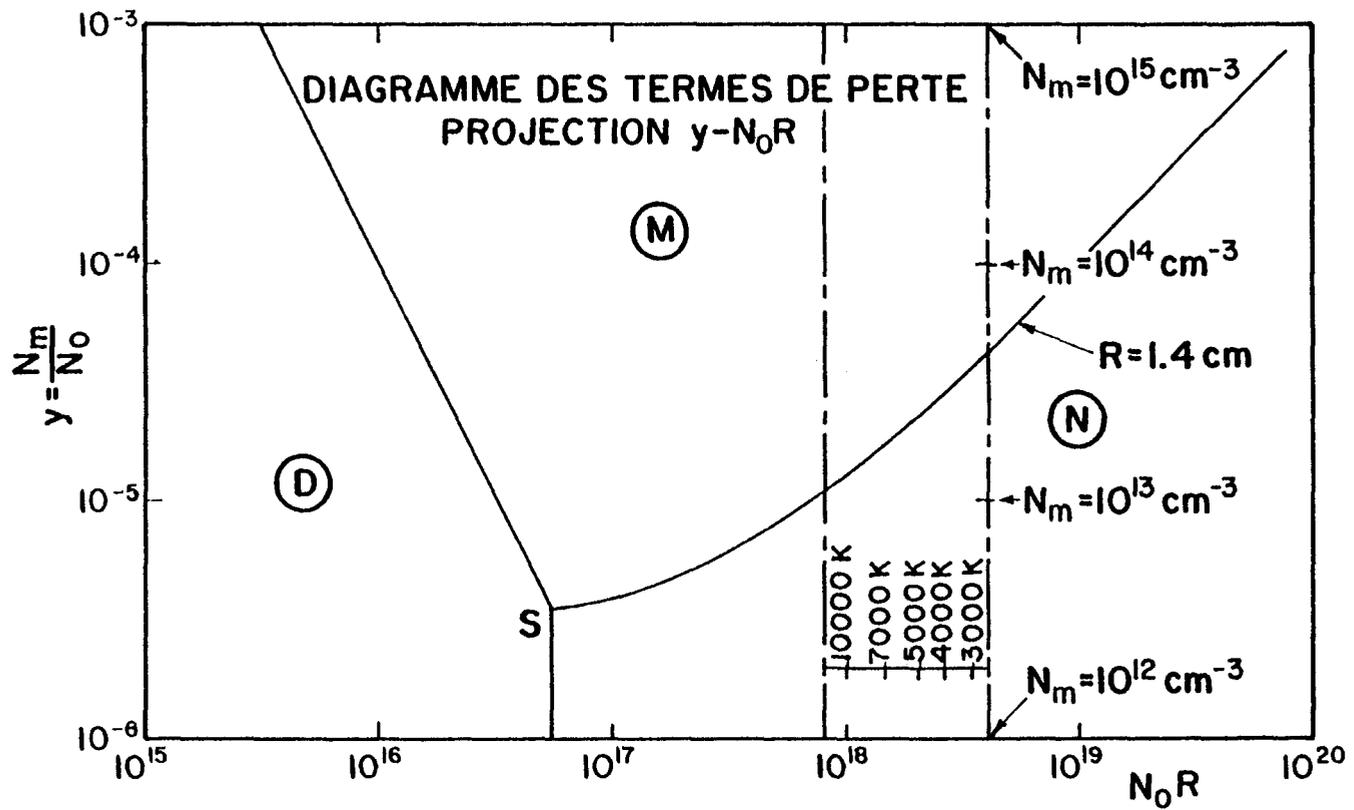


FIGURE 37

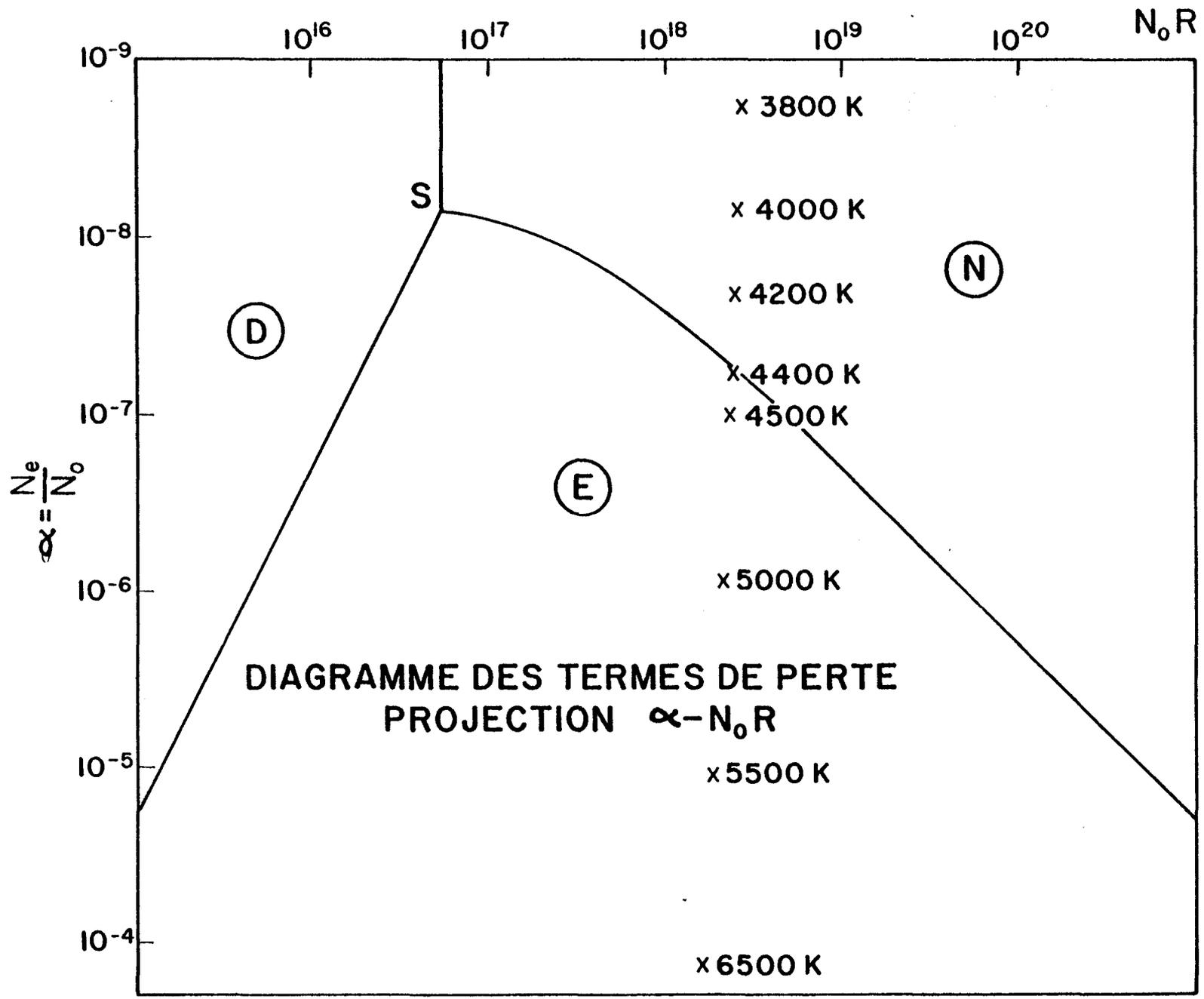


FIGURE 38

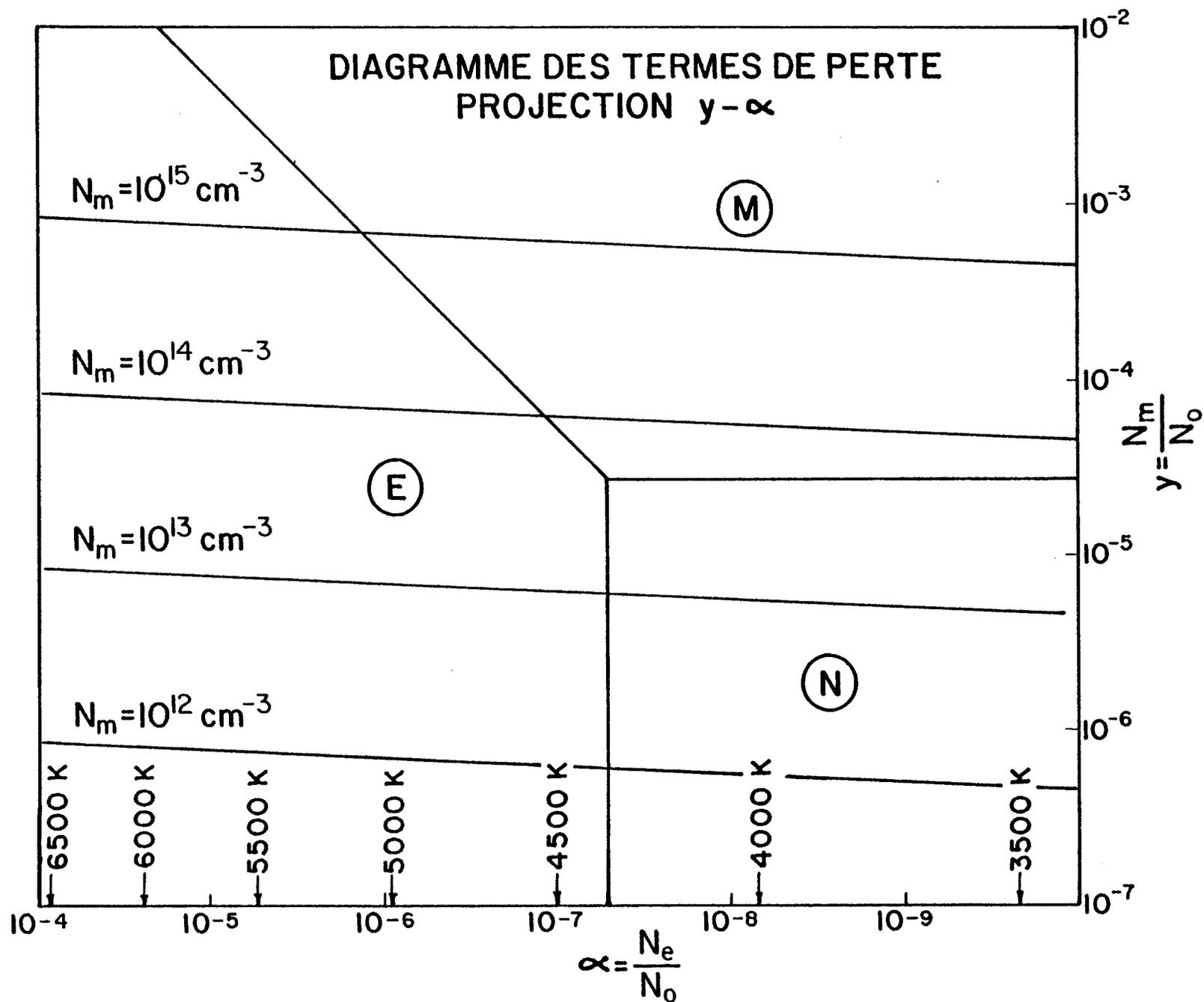


FIGURE 39

Les valeurs de  $C_{21}$  ainsi calculées apparaissent au tableau 23. On remarque que la variation est assez lente avec la température. La transition considérée pour ce calcul est celle qui est la plus probable. On estime enfin que le coefficient de collision pour l'ionisation de l'argon par collision électronique à ces pressions est de l'ordre de  $10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  (57).

### 6.2.2 Diagrammes de comparaison des termes de perte

Pour comparer l'importance des termes de destruction des métastables, Delcroix et al. proposent la construction d'un graphique tridimensionnel dont les axes de coordonnées sont respectivement  $\log(N_0 R)$ ,  $\log y$ ,  $\log \alpha$ , figure 36. L'espace est alors partagé en régions par des surfaces courbes. Elles représentent le lieu des points où deux mécanismes de destruction sont d'égale importance. On délimite ainsi des régions où un seul des mécanismes est important. Pour faciliter la construction, on se limite à étudier les projections de ces surfaces sur les plans de coordonnées.

Pour les jets de plasma d'argon, l'égalité des termes de perte définis aux équations 6.5 à 6.8 donnent:

Lorsque  $v_D = v_m$

$$\frac{D_m \gamma^2 N_0 N_m}{(N_0 R)^2} = \beta N_m^2 \quad (6.13)$$

$$y = \frac{N_m}{N_0} = \frac{D_m \gamma^2}{\beta (N_0 R)^2} = \frac{10^{28}}{(N_0 R)^2} \quad (6.14)$$

Lorsque  $v_m = v_N$

$$N_0 (A + B N_0) N_m = \beta N_m^2 \quad (6.15)$$

$$y = \frac{N_m}{N_o} = \frac{1}{\beta} \left[ \frac{A + B(N_o R)}{R} \right] \quad (6.16)$$

$$y = 10^{-6} \left[ 3 + 10^{-17} (N_o R) \right] \quad (6.17)$$

Lorsque  $v_D = v_N$

$$\frac{D_m \gamma^2 N_o N_m}{(N_o R)^2} = N_o (A + B N_o) N_m \quad (6.18)$$

$$\left[ 3 + 10^{-17} (N_o R) \right] = \frac{10^{34}}{(N_o R)^2} \quad (6.19)$$

Lorsque  $v_e = v_D$

$$C_m N_e N_m = \frac{D_m N_m N_o \gamma^2}{(N_o R)^2} \quad (6.20)$$

$$\alpha = \frac{N_e}{N_o} = \frac{D_m \gamma^2}{C_m (N_o R)^2} = \frac{2.0 \times 10^{25}}{(N_o R)^2} \quad (6.21)$$

Lorsque  $v_e = v_N$

$$N_o (A + B N_o) N_m = N_e C_m N_m \quad (6.22)$$

$$\alpha = \frac{N_e}{N_o} = \frac{A + B N_o}{C_m} = 2 \times 10^{-9} \left[ 3 + 10^{-17} (N_o R) \right] \quad (6.23)$$

Lorsque  $v_e = v_m$

$$N_e C_m N_m = \beta N_m^2 \quad (6.24)$$

$$y = \frac{N_m}{N_o} = \frac{C_m}{\beta} \alpha = 5 \times 10^2 \alpha \quad (6.25)$$

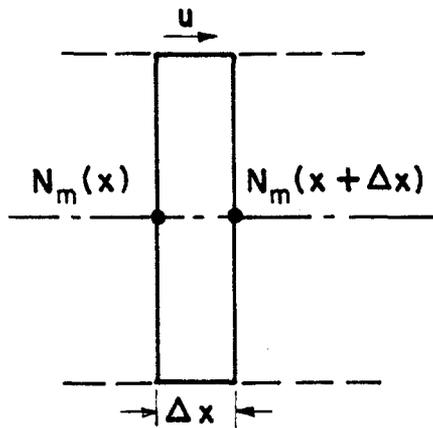
Nous retrouvons sur les figures 37 à 39 les diagrammes des termes de perte. Sur ces graphiques les régions les plus intéressantes sont celles qui sont éloignées des courbes. Pour ces régions, un seul terme de destruction est dominant; elles sont identifiées sur les figures par D, M, N et E pour diffusion, collisions avec les métastables, les neutres et avec les électrons. Pour un jet de plasma d'argon à pression atmosphérique, on trouve que la température du milieu est un facteur extrêmement important pour déterminer les modes de destruction des métastables. Par exemple, dans le plan  $\alpha - N_0 R$ , figure 38, nous avons représenté par des points, différentes régions d'un jet de plasma d'argon selon les valeurs de température.

Pour des températures supérieures à 4 500 K les collisions électro-  
niques constituent le mode dominant de destruction; et pour des températures inférieures à 4 200 K, il s'agit des phénomènes de collisions avec les neutres qui prédominent. Enfin, il existe un domaine entre 4 200 K et 4 500 K ou les deux mécanismes interviennent simultanément.

### 6.2.3 Destruction des métastables par collisions trois corps avec les neutres dans les jets de plasma à pression atmosphérique

Revenons maintenant aux coefficients  $\lambda$  des exponentielles décroissantes provenant des courants photoélectriques mesurés à l'aide des photocathodes et présentés à l'article 4.3.3. Le calcul de la moyenne des valeurs de  $\lambda$  présentées au tableau 4.3 donne:  $\bar{\lambda} = .47$  avec un écart type  $\sigma = .14$ .

Effectuons un bilan de métastables pour une tranche perpendiculaire à l'axe et d'épaisseur  $\Delta x$  figure 40. Nous considérons un apport continu de



métastables provenant des tranches précédentes  $d\Omega$  à la vitesse d'écoulement du milieu et nous faisons l'hypothèse qu'à l'intérieur de la tranche le seul mécanisme de destruction des métastables provient des collisions avec les neutres.

FIGURE 40: Tranche de plasma.

$$\frac{dN_m}{dx} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left[ \frac{N_m(x) - N_m(x + \Delta x)}{\Delta x} \right] \quad (6.26)$$

$$N_m(x) - N_m(x + \Delta x) = -N_o N_m (A + B N_o) \frac{\Delta x}{u} \quad (6.27)$$

Donc:

$$\frac{dN_m}{dx} = - N_o N_m \frac{(A + BN_o)}{u} \quad (6.28)$$

où  $u$  est la vitesse d'écoulement du fluide.

La solution de cette équation est une exponentielle décroissante:

$$N_m(x) = N_m(0) \exp - \frac{N_o (A + BN_o)}{u} x \quad (6.29)$$

et le coefficient  $\lambda$  de l'exponentielle peut être identifié à:

$$\lambda = \frac{N_o (A + BN_o)}{u} \quad (6.30)$$

Pour les valeurs suivantes (58):

$$A = 3 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$$

$$B = 1.4 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ sec}^{-1}$$

A 4200 K la concentration des neutres est  $N_o = 1.75 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  calculé pour le plasma expérimental. Si la vitesse d'écoulement se situe entre 650 et 700 m/sec, on obtient des valeurs de  $\lambda$  :

$$.57 < \lambda < .62$$

Ce qui recoupe certaines valeurs mesurées de  $\lambda$  (tableau 6).

Ceci est une indication que le principal mode de destruction des métastables dans le plasma provient des collisions avec les neutres et principalement les collisions trois corps, puisque le calcul montre que c'est le terme dominant pour des concentrations de neutres aussi élevées.

### 6.3 Les effets des métastables sur quelques modes de diagnostic.

Nous résumons ici les effets des métastables sur deux modes de diagnostic. D'une part l'usage des sondes électrostatiques pour la mesure des températures et de la densité des particules chargées, et d'autre part la spectroscopie pour la mesure des températures. Les considérations que nous amenons ici proviennent d'extrapolations que nous croyons justifiées

suite aux mesures effectuées et aux discussions qui ont fait l'objet des chapitres précédents.

### 6.3.1 Sur l'usage des sondes

Nous ferons allusion ici aux auteurs qui utilisent les sondes à l'intérieur des plasmas. Même si les techniques utilisées permettent d'éliminer l'effet thermoionique, comme par exemple dans le cas d'une sonde effectuant un balayage rapide à l'intérieur du plasma, il reste encore d'autres effets d'émission importants.

En ce qui concerne l'effet photoélectrique, nous l'avons identifié clairement à l'extérieur du plasma. Les courants de sonde dus à cet effet sont caractéristiques de l'ensemble du plasma plutôt que de la région proche de la sonde. On a vu aussi que le plasma est transparent aux rayonnements ultraviolets, s'il n'y a pas d'impureté dans le milieu. D'autre part, on a remarqué en examinant les courbes obtenues à l'aide des photocathodes qu'il faut distinguer deux mécanismes distincts d'émission ultraviolet. Le premier a attiré jusqu'à maintenant notre attention et il a été appelé à longue portée, i. e. le rayonnement provient de régions assez éloignées de l'embouchure du chalumeau. Ce rayonnement correspond à la décroissance exponentielle sur les courbes enregistrées et il est dû à la destruction des métastables par collision avec les neutres.

Cependant comme on peut le remarquer sur les figures 16 et 26, il existe un mode d'émission u.v. que nous appelons à courte portée, i.e. provenant de régions au tout proche voisinage de l'embouchure du chalumeau. Ces émissions proviennent vraisemblablement des régions du plasma en équilibre thermodynamique local ou encore des destructions des métastables par collisions électroniques.

Pour décrire plus exactement les émissions enregistrées sur les photocathodes, on peut faire intervenir une fonction comprenant la somme de deux exponentielles décroissantes :

$$M \exp (-\lambda_1 \xi) + \exp (-\lambda_2 \xi) \quad (6.31)$$

ou  $\lambda_1 > \lambda_2$  pour caractériser la source u.v. Le premier terme correspond à des effets à courte portée . Le second correspond à des effets à longue portée.

Une sonde placée au voisinage du plasma ou dans le plasma lui-même sera soumise à l'émission photoélectrique provenant de la source entière et le courant obtenu sera proportionnel à l'intégrale suivante, dont le domaine d'intégration est l'ensemble du plasma:

$$I (\xi, \eta) \propto \int_0^X \frac{M \exp (-\lambda_1 \xi) + \exp (-\lambda_2 \xi)}{(\xi - x)^2 + \eta^2} dx \quad (6.32)$$

$\xi$  et  $\eta$  sont respectivement les coordonnées axiales et radiales de la sonde. Le dénominateur de l'intégrant représente le carré de la distance entre la sonde et l'élément de volume du plasma servant de point source.

X: la longueur axiale totale du plasma.

En prenant les valeurs suivantes:

$$M = 6 ; \quad \lambda_1 = 1.3 \quad \text{et} \quad \lambda_2 = .38$$

on peut identifier la fonction (6.31) à l'enregistrement effectué avec la photocathode de Cu sans filtre.

L'intégration numérique de (6.32) donne des valeurs relatives que nous présentons au tableau 24. Les variations d'intensité de l'effet photoélectrique dans les régions où on utilise les sondes ne seraient pas supérieures à un ordre de grandeur, ce que l'on peut considérer comme relative-

Tableau 24

Intégration numérique du courant photoélectrique dû au rayonnement de la totalité du plasma, selon l'équation 6.32.

Positions radiales mm.	Valeurs relatives des intensités pour différentes positions axiales.					
	0.0 cm	2.5 cm	5.0 cm	7.5 cm	10 cm	12.5 cm
.5	2.198	2.227	.882	.354	.183	.0713
1.0	.932	.959	.476	.210	.0984	.0478
1.5	.532	.533	.311	.152	.0753	.0397
2.0	.348	.389	.229	.120	.0623	.0351
3.0	.183	.211	.142	.085	.049	.0295
4.0	.115	.129	.0981	.0639	.0402	.0256
5.0	.0795	.087	.0712	.0501	.0336	.0226
6.0	.058	.0624	.0537	.0402	.0285	.0200
7.0	.0442	.0469	.0417	.0329	.0244	.0178
8.0	.0347	.0365	.0333	.0272	.021	.0159
9.0	.028	.0291	.0271	.0229	.0183	.0142
10.0	.023	.0239	.0224	.0194	.0159	.0127

ment faible par rapport aux autres effets, mais ce n'est pas complètement négligeable. Voir l'appendice D4.

Un autre effet des métastables que nous avons étudié dans les chapitres précédents est la désexcitation de ceux-ci au contact de la sonde. Nous avons vu aux chapitres IV et V que les courants mesurés au voisinage du plasma peuvent être expliqués par cet effet. La croissance très rapide de la densité de courant lorsque la sonde s'approche de l'axe du plasma nous permet de prévoir par extrapolation que les densités de courant à l'intérieur du plasma dues à cet effet pourront être d'un ordre de grandeur supérieur et peut-être davantage à ce que l'on a observé à l'extérieur. Une sonde refroidie ou conçue pour éviter l'effet thermoionique devrait quand même être sensible à l'émission par destruction de métastables entrant en collision avec la sonde. Les usagers des sondes dans les plasmas ne peuvent négliger cet effet. Cela complique bien entendu l'interprétation des courants mesurés avec les sondes dans les plasmas, puisqu'à l'aide des seules mesures de caractéristique de sonde, il est impossible de distinguer ce qui est attribuable aux émissions dues à la destruction des métastables et ce qui est dû à la collection des ions.

### 6.3.2 Sur la spectroscopie

Comme on l'a vu auparavant les équations utilisées en spectroscopie sont basées sur les lois d'équilibre thermodynamique. Nous avons vu également que la surconcentration des atomes métastables conduit directement à un déséquilibre thermodynamique. Pour les régions où ce déséquilibre existe, les valeurs de température seront alors surestimées et c'est ce que nous avons observé. Cependant, par la spectroscopie, on peut arriver à une meilleure connaissance des plasmas que ne le permet la sonde, les limitations

n'étant pas aussi considérables. En injectant des substances ayant des niveaux d'énergie peu élevés comparés à ceux de l'hélium et de l'argon, et par l'analyse des spectres de ces substances on peut calculer des valeurs exactes de température. Comme nous l'avons vu avec l'hydrogène, ces substances sont en équilibre thermodynamique local avec le plasma pour des températures beaucoup moins élevées que pour l'hélium ou l'argon.

## CHAPITRE VII

### CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous énumérerons ici brièvement ce que nous considérons comme éléments nouveaux, et par la suite nous pourrions proposer ce qui peut être fait comme suite à cette recherche.

Comme éléments nouveaux, nous notons les points suivants:

- 1 - L'évidence d'une émission photoélectrique sur les sondes. A notre connaissance, on trouve très peu d'information venant des utilisateurs et des théoriciens des sondes sur cet effet. Serait-il a priori considéré par ces chercheurs comme négligeable?

2- Destruction des métastables sur les sondes. C'est un effet classique bien connu dont le rendement est très élevé. Nous avons observé des courants de sonde en périphérie du plasma, qui sont interprétables en faisant appel à cet effet. Il est à prévoir que ces courants seront au moins d'égale importance pour des sondes utilisées à l'intérieur du plasma.

3- Concentration des métastables. Un calcul des concentrations de métastables à partir des courants de sonde, nous donne des valeurs tout-à-fait comparables à ce qui a été mesuré par d'autres auteurs par la méthode classique de l'excitation des niveaux métastables par absorption de radiation.

4- Limitation à l'usage des sondes électrostatiques. Ces courants de sonde dues aux métastables étant très élevés, cela entraîne une limitation à l'usage des sondes pour la mesure des courants ioniques et en même temps cela suggère une technique simple pour la mesure des métastables.

5- Réponse du système optique en fonction de la longueur d'onde. Nous avons proposé et utilisé une méthode simple pour déterminer la réponse en pourcentage du système optique en fonction de la longueur d'onde, lors des essais de spectroscopie. Cette méthode est basée sur le fait que l'émission continue d'un plasma d'argon à 12 500 K à pression atmosphérique est connu et à peu près constant en fonction de la longueur d'onde. Une observation du spectre continu de l'argon donne dans ces conditions une réponse très voisine de celle du système optique.

6- Emissions ultraviolettes. Nous avons pu interpréter la provenance des émissions ultraviolettes observées à l'extérieur du plasma. Elles sont dues principalement à la destruction trois corps des méta-

stables avec les neutres.

7-Courants photoélectriques. A partir des mesures du courant photoélectrique, nous avons évalué la concentration maximum des métastables dans le plasma comme étant de l'ordre de  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui corrobore les mesures décrites plus haut.

8- Equilibre thermodynamique local partiel. Les mesures spectroscopiques nous ont montré que l'équilibre thermodynamique n'était pas réalisé lorsque la température est  $< 7000 \text{ K}$ . Ceci pourrait être expliqué si le niveau métastables joue le rôle du niveau fondamental pour nous donner un équilibre thermodynamique local partiel.

Nous envisageons, en perspectives, de poursuivre ces travaux dans les directions suivantes:

1- Utilisation des sondes comme détecteurs de métastables. Par une étude des propriétés des matériaux pour la destruction des métastables par contact, et par le choix d'une géométrie appropriée, nous croyons qu'il est possible de développer un excellent mode de détection et de mesure des métastables avec les sondes.

2- L'analyse du spectre ultraviolet au voisinage du plasma s'avère d'une très grande importance pour une connaissance plus approfondie des mécanismes de désexcitation des métastables.

3- Un diagnostic du plasma à partir du rayonnement uv pourra être entrepris pour des conditions très variables du plasma.

4- Par une meilleure connaissance des mécanismes, on pourrait en arriver à un contrôle de la destruction des métastables dans ces milieux.

5- L'injection de vapeurs métalliques dans les plasmas conduisant à l'interaction des atomes métalliques avec les métastables demeu-

re encore un domaine de recherche très vaste ouvert à l'investigation.

## LISTE DES OUVRAGES CITES

1. E.I. ASINOVSKY, A.V. KIRILLIN, E.P. PAKHOMOV et V.I. SHABASHOV. Experimental Investigation of Transport Properties of Low-Temperature Plasma by Means of Electric Arc. Proceedings of the IEEE, Vol. 59, No. 4, pp. 592-601, April 1971.
2. M. VENUGOPALAN. The Plasma State. Reactions under Plasma conditions, Ed. M. Venugopalan, Vol. 1, ch. 1, p. 11 Wiley-Interscience 1971.
3. H.N. OLSEN. Thermal and Electrical properties of an Argon Plasma, The Physics of Fluids, Vol. 2, p. 619, 1959.
4. H.N. OLSEN. Measurement of Argon Transition Probabilities using the Thermal Arc Plasma as a Radiation Source, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., Vol. 3, p. 60, 1963.
5. J.D. COBINE. Gaseous Conductors, pp. 21-22, Dover 1957.
6. H.W. DRAWIN. Thermodynamic Properties of the Equilibrium and Nonequilibrium States of Plasmas. Reactions under Plasma conditions, Ed. M. Venugopalan, Vol. 1, ch. 3, Wiley-Interscience, 1971.
7. F. CABANNES et J. CHAPELLE. Spectroscopic Plasma Diagnostics. Reactions under plasma conditions, ed M. Venugopalan, Vol. 1, ch. 7, Wiley-Interscience, 1971.
8. H.R. GRIEM. Plasma Spectroscopy. Mc Graw-Hill, 1964.
9. V.L. TAL'ROSE et J.V. KARATCHEVTSEV. Elementary Reactions in Low-Temperature Plasma, Reactions under Plasma conditions, Ed. M. Venugopalan, Vol. 2, ch. 12, p. 82, Wiley-Interscience, 1971.
10. C.E. MOORE. Atomic Energy Levels, NBS No. 467, 1949.
11. D. BOURASSEAU, F. CABANNES et J. CHAPELLE. Etude de l'équilibre thermodynamique local dans les jets de plasma d'argon, Astron. et Astrophys., Vol. 9, pp. 339-349, 1970.
12. P. RANSON et J. CHAPELLE. Mesure de la densité des atomes métastables dans un jet laminaire de plasma d'argon. J. Phys. Vol. 32, pp. c5b-39-40, 1971.
13. P.M. CHUNG, L. TALBOT et K.J. TOURYAN, Electric probes in Stationary and Flowing Plasmas, AIAA Journal, Vol. 12, No. 2, pp. 133-154, February 1974.
14. J.D. SWIFT et M. J.R. SCHWAR. Electrical Probes for Plasma Diagnostics. New-York, American Elsevier, 1969.

15. L. SCHOTT. Plasma Diagnostics Using Electrical Probes. Reactions under Plasma conditions, Ed. M. Venugopalan, Vol. 1. ch. 9, Wiley-Interscience, 1971.
16. P.M. CHUNG, L. TALBOT et K.J. TOURYAN, idem ref. 13 p. 148.
17. E.O. JOHNSON et L. MALTER. A Floating Double Probe Method for Measurements in Gas Discharges. Physical Review, Vol. 80, No. 1, pp 58-68, October 1950.
18. K.W. CHANG et G.K. BIENKOWSKI. Effets of Electron Emission on Electrostatic Probes at Arbitrary Pressures. The Physics of Fluids, Vol. 13, No. 4, pp. 902-920, April 1970.
19. J.D. COBINE. Gaseous Conductors, p. 109, Dover 1957.
20. L.B. LOEB. Basic Processes of Gaseous Electronics, pp. 700-703, University of California Press 1961.
21. N. THONNARD et G.S. HURST. Time-dependent Study of Vacuum-Ultraviolet Emission in Argon. Physical Review A, Vol. 5, pp. 1110-1121, 1972.
22. A. BIROT, H. BRUNET, J. GALY, P. MILLET et J.L. TEYSSIER, Continuous emission of Argon and Krypton in the near Ultraviolet. The Journal of Chemical Physics, Vol. 63, No. 4, pp. 1469-1473, 1975.
23. J. CHAPELLE et F. CABANNES. Absorption et émission du rayonnement continu émis par un jet de chalumeau à plasma d'argon entre 30 et 30 000 cm<sup>-1</sup>. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 9, pp. 889-919, 1969.
24. R.H. TOURIN. Spectroscopic Gas Temperature Measurement. Ch. 4, pp. 41-49 Elsevier Publish. Co. 1966.
25. W.L. WIESE, W. SMITH et B.M. GLENNON. Atomic Transitions Probabilities. Nat. Bur. Stand. Washington D.C. 1966
26. C. PECKER-WIMEL. Introduction à la spectroscopie des plasmas, ch. 3, pp. 50, Dunod 1967.
27. D. ROBINSON et D.L. PETER. Plasma Diagnostics by Spectroscopic methods. Applied Optics, Vol. 6, No. 6, p. 992, 1967.
28. Thermal Dynamics Corporation, West Lebanon, New Hampshire, Instruction Manuel No. U-51-2. 1963.
29. GRIFFITHS et AWBERY, Proc. Roy. Soc. London A Vol. 123, p. 401, 1929.
30. E.O. JOHNSON et L. MALTER, idem ref. 17
31. K.W. CHANG et G.K. BIENKOWSKI, idem ref. 18.
32. J. GREY et P.J. JACOBS. Cooled Electrostatic Probe. AIAA Journal, Vol. 5, No. 1, pp. 84-90, January 1967.

- 33 J. GREY, P.F. JACOBS et M.P. SHERMAN. Calorimetric Probe for the Measurement of Extremely High Temperatures. The Review of Scientific Instruments, Vol. 33, No. 7, pp. 738-741, July 1962.
- 34 R.M. CLEMENTS et P.R. SMY. Ion Current from a Collision-Dominated Flowing Plasma to a Cylindrical Electrode Surrounded by a Thin Sheath. Journal of Applied Physics, Vol. 41, No. 9, pp. 3745-3749, August 1970.
- 35 A.E.F. GICK, M.B.C. QUIGLEY et P.H. RICHARDS. The use of electrostatic probes to measure the temperature profiles of welding arcs. J. Phys. D. Applied Physics, Vol. 6, pp. 1941-1949, 1973.
- 36 F.F. CHEN, Electric Probes. Plasma Diagnostics Techniques, Ed. R.H. Huddleston et S.H. Leonard, ch. 4, Pure and Applied Physics Vol. 21, Academic Press, 1965.
- 37 F. CABANNES et J. CHAPELLE, idem ref. 7.
- 38 P. MEUBUS et M. FORTIN. A Laser Interferometric Method for Electron Concentration Measurements in Stabilized Plasmas. The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 49, pp 797-803, December 1971.
- 39 F. CABANNES, F. JOUBERT et A. SY. Etude de jet laminaire de plasma d'argon. Revue des hautes températures et des réfractaires, Vol. 1 No. 2, 1964.
- 40 C.E. MOORE. idem ref. 10, p. 230.
- 41 W.L. WIESE, W. SMITH et B.M. GLENNON. idem ref. 25
- 42 GRIFFITHS et AWBERY, idem ref. 29
- 43 E.W. MC DANIEL. Collision Phenomena in Ionized Gases. Ch. 13, p. 680, Wiley, New-York, 1964.
- 44 R.H. TOURIN, idem ref. 24
- 45 J. CHAPELLE et F. CABANNES, idem ref. 23
- 46 G.L. WEISSLER. Photoionization in Gases and Photoelectric Emission from Solids. Handbuck Der Physik, Vol. 21, pp. 323-324, 1956.
- 47 A.H. LAUFER, J.A. PIROG et J.R. MC NESBY. Effect of Temperature on the Vacuum Ultraviolet Transmittance of Lithium Fluoride, Calcium Fluoride, and Sapphire. Journal of the Optical Society of America, Vol. 55, No. 1, pp. 64-66, January 1965.
- 48 P.RANSON et J. CHAPELLE, idem ref. 12.
- 49 R.H. TOURIN, idem ref. 44. pp. 110-111.
- 50 G.L. WEISSLER, idem ref. 46.

- 51 L.B. LOEB. Electrical Breakdown of Gases With Steady or Direct Current Impulse Potentials. Handbuck Der Physik, Vol. 22, p. 448, 1956.
- 52 A. SY et F. CABANNES. Caractéristiques physiques d'un chalumeau à plasma. La chimie des hautes températures, 3e colloque national, CNRS, Paris, 1962.
- 53 P. RANSON et J. CHAPELLE. idem ref. 12
- 54 J.L. DELCROIX, C. MATOS-FERREIRA et A. RICARD. Atomes et molécules métastables dans les gaz ionisés. CNRS, Paris, 1975.
- 55 ELLIS et TWIDDY, J. Phys. B, Vol. 2, p. 1366, 1969.
- 56 H.W. DRAWIN, Rapport EUR-CEA-FC-383, 1967.
- 57 J.L. DELCROIX, C. MATOS-FERREIRA et A. RICARD, idem ref. 54, p. 88.
- 58 ELLIS et TWIDDY, idem ref. 49.

## APPENDICE A.

A.1 Calcul de  $N_e$  pour l'argon à une température  $T = 5\ 000\ K$ .

Ce calcul se fait à l'aide de l'équation 2.11.

$$N_e^2 = N_o \frac{2 U_1(T)}{U_o(T)} \left[ \frac{2 \pi m_e kT}{h^3} \right]^{3/2} \exp\left[ \frac{-E_\infty}{kT} \right]$$

Pour le calcul des fonctions de partition, on utilise seulement le premier terme du développement car à cette température les autres termes sont négligeables.

$$\text{eq (2.10)} \quad U_o(T) = \sum_i g_i \exp\left[ \frac{-E_i}{kT} \right] \approx 1.000 + \text{Termes négligeables.}$$

$$U_1(T) \approx 4.000 + \text{Termes négligeables.}$$

$$E_\infty = 15.755 \times 1.602 \times 10^{-12} = 2.525 \times 10^{-11} \text{ erg.}$$

$$N_e^2 = \frac{1.47 \times 10^{18} \times 2}{4.0} \left[ \frac{2 \times \pi \times 9.107 \times 10^{-28} \times 1.38 \times 10^{-16} \times 5000}{(6.62 \times 10^{-27})^3} \right] \times \exp\left[ \frac{-2.524 \times 10^{-11}}{1.38 \times 10^{-16} \times 5000} \right]$$

$$N_e = 1.32 \times 10^{12}.$$

notons que  $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-12} \text{ erg.}$

A.2 Calcul de  $N_o$  pour l'argon à  $T = 5\ 000\ K$ .

$$\text{eq (2.2)} \quad N_o = \frac{N_a \ 273}{22400 \ T} - N_e$$

$$N_o = \frac{6.023 \times 10^{23} \times 273}{22400 \times 5000} - 1.32 \times 10^{12}$$

$$N_o = 1.47 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}.$$

A.3 Calcul de la longueur de Debye pour l'argon à T = 5 000 K.

$$\text{eq (2.1)} \quad \lambda_D = 6.90 \left[ \frac{5000}{1.31 \times 10^{12}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\lambda_D = 4.26 \times 10^{-4} \text{ cm.}$$

A.4 Calcul du libre parcours moyen des électrons dans l'argon à 5 000 K.

$$\text{eq (2.3)} \quad L_e = 5.64 \frac{1}{\sqrt{2} N_o \pi r_{12}^2}$$

$$L_e = 5.64 \frac{1}{\sqrt{2} \times 1.47 \times 10^{18} \times \pi \times (3.0 \times 10^{-8})^2}$$

$$L_e = 9.59 \times 10^{-4} \text{ cm.}$$

## APPENDICE B

B.1 Calcul de la constante  $\lambda$  pour l'émission photoélectrique sur une photocathode de Cu avec un filtre de LiF.

A partir de la pente du graphique sur une échelle semi-logarithmique on peut évaluer la constante de décroissance exponentielle de la façon suivante:

$$\lambda = \frac{\Delta \ln \lambda x}{\Delta x}$$

et si on choisi en particulier :

$$\frac{\exp \lambda x_1}{\exp \lambda x_2} = 2.72$$

on aura

$$\lambda = \frac{1}{x_2 - x_1}$$

En d'autre termes il suffit de trouver le  $\Delta x$  correspondant à un changement de  $\ln(I)$  égal à 2.72 ou la base du logarithme népérien.

On trouve ainsi:

$$\lambda = \frac{1}{8.7 - 6.2} = .40 \text{ cm}^{-1}.$$

B.2 Détermination de la courbe de réponse du système optique, figure 19.

Faisons un calcul détaillé pour une longueur d'onde de 500 nm.

La valeur mesurée du courant correspondant à l'émission continue (courbe a figure 18 ) donne:

$$\text{Pour } \lambda = 500 \text{ nm, } I_{\text{mes}} = 4.1 \times 10^{-8} \text{ A.}$$

A la même longueur d'onde, l'émission continue selon Chapelle et Cabannes ( courbe b de la figure 18 ) donne:

$$\lambda = 500 \text{ nm, } I_{\nu} = 2.6 \text{ (échelle arbitraire).}$$

Le rapport des intensités s'écrit:

$$\frac{I_{\text{mes}}}{I_{\nu}} = \frac{4.1 \times 10^{-8}}{2.6} = 1.58 \times 10^{-8}$$

En faisant ce calcul pour différentes valeurs de  $\lambda$ , on localise ainsi le maximum à :

$$\lambda = 400 \text{ nm} \quad \text{pour} \quad \frac{I_{\text{mes}}}{I_{\nu}} = \frac{7.3 \times 10^{-8}}{2.2} = 3.32 \times 10^{-8}$$

On normalise en attribuant 100% à la valeur du maximum et on obtient alors pour  $\lambda = 500 \text{ nm}$  une réponse du système optique égale à:

$$\frac{1.58 \times 10^{-8}}{3.32 \times 10^{-8}} = 47.6\%$$

### B.3 Correction à la lecture du pyromètre optique due à l'émissivité du filament.

L'utilisation d'un émetteur dont l'émissivité est plus petite que 1.0 est équivalent à placer un filtre entre le pyromètre et la cible. La correction à apporter se fait par l'utilisation de la relation suivante (1):

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_1} - A$$

où  $T$  est la température corrigée en K,

$T_1$  est la température lue en K,

et  $A$  est la valeur de l'écran en  $(K)^{-1}$ .

$$A = \frac{\ln \varepsilon}{22135}$$

où  $\varepsilon$  est l'émissivité du filament pour une longueur d'onde de 650 nm (puisque on utilise un filtre à cette longueur d'onde sur le pyromètre) et

à la température de la lecture (2).

Si  $T_1 = 2000$  K,  $\epsilon_W = .441$  à cette température.

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{2000} - \frac{\ln .441}{22135} = \frac{1}{2000} - 37 \times 10^{-6} \text{ (K)}^{-1}$$

$$T = 2160 \text{ K.}$$

$\epsilon_W$  représente l'émissivité du tungstène.

## APPENDICE C

C.1 Calcul de la densité de courant thermionique sur le tungstène à 1540 K.

Eq. (2.28)

$$j = 60.0 T^2 \exp\left[\frac{-e \phi_{th}}{kT}\right] \text{ A/cm}^2.$$

$$j = 60.0 \times (1540)^2 \exp\left[\frac{-4.8 \times 1.602 \times 10^{-12}}{1.38 \times 10^{-16} \times 1540}\right]$$

$$j = 4.45 \times 10^{-7} \text{ A/cm}^2.$$

C.2 Effet Schottky calculé sur une sonde de tungstène.

Eq. (5.1)

$$J = A T^2 (1-r) \exp\left[\frac{-\phi}{kT}\right] \exp\left[\frac{-(E)^{\frac{1}{2}} e^{3/2}}{kT}\right]$$

$$\text{ou } E = \phi / \lambda_D$$

Le calcul de  $\lambda_D$  nécessite la connaissance de  $N_e$ , voir les appendices A.1, A.2, A.3.

L'exécution du calcul complet de J a été fait à l'aide d'un calculateur électronique Texas Instruments TI 58 Programmable.

Le programme qui suit a été utilisé pour ce calcul.

Effet Schottky.

lib		1.772	RCL
A	Entrer $T_e$ en K	EE	11
STO		37	÷
10		X	RCL
R/S		RCL	13
lib		10	)
B	Entrer le travail d'extraction.	$\sqrt{x}$	INV
STO		X	ln x
11		(	X
R/S		1.828	(
lib		+/-	1.99
C	Entrer le potentiel de sonde.	EE	X
STO		5	RCL
12		÷	12
R/S		RCL	$\sqrt{x}$
lib		10	X
D	Entrer la temp. de surface de la sonde.	INV	(
STO		ln x	RCL
13		)	14
St FLAG		$\sqrt{x}$	÷
8		-	RCL
(		1	10
2		=	)
X		CP	$y^x$
(		$x \geq t$	.25
4		E'	÷
+		$x \neq t$	RCL
2		lib	13
X		E'	)
(		STO	INV
2060		14	ln x
+/-		114	=
÷		X	R/S
RCL		RCL	RST
10		13	
)		$x^2$	
inv		X	
ln x		(	
)		1.16	
X		+/-	
		EE	
		4	
		X	

### C.3 Courbe atomique de Boltzmann.

Exemple de calcul pour la raie de l'hydrogène  $H_{\alpha}$  dont les valeurs sont présentées au tableau 17.

$$\lambda = 656.28 \text{ nm pour la raie } H_{\alpha}$$

On trouve également au tableau 7 les valeurs suivantes:

$$g = 18$$

$$A_{ki} = 4.41 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}.$$

Donc

$$\frac{\lambda}{gA} = \frac{656.28 \times 10^{-9}}{18 \times 4.41 \times 10^7} = .827 \times 10^{-15} \text{ m sec.}$$

L'intensité mesurée et corrigée pour une position égale à 3 cm. est donnée suivant une échelle arbitraire au tableau 9.

$$I = 7000$$

$$\log_{10} \left( \frac{I\lambda}{gA} \right) = \log_{10} \left( \frac{7000 \times .827 \times 10^{-15}}{1.0 \times 10^{-15}} \right) = 3.762$$

### C.4 Courant de fond observé avec les photocathodes

Ces courants ont été mesurés sur les enregistrements expérimentaux en prenant la valeur asymptotique correspondant à une position axiale éloignée. Nous n'avons pas fait d'étude approfondie de ce courant de fond. Il pourrait cependant provenir en partie de l'émission continue du plasma entre 100 et 200 nm. D'après une étude de Birot, Brunet, Galy, Nillet et Teyssier (1975) (4), on a observé une émission continue pour l'argon entre 180 et 300 nm, dont le maximum se situe à 210 nm. Cette émission révèle la présence d'ions moléculaires formés de différentes manières et en particulier par la désexcitation des métastables.

## APPENDICE D

D.1 Concentration de métastables au voisinage d'un plasma d'argon venant en contact avec une sonde de tungstène. ( Tableau 21 A).

$$\begin{aligned} \text{Eq. (6.2)} \quad N_m &= \frac{J_m}{\gamma_m u e} \\ \text{à 10 mm.} \quad J_m &= 1.1 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2. \\ N_m &= \frac{1.1 \times 10^{-4}}{.4 \times 6 \times 10^4 \times 1.6 \times 10^{-19}} \\ N_m &= 2.9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}. \end{aligned}$$

D.2 Concentration maximum de métastables mesurée à l'aide d'une photocathode de Cu avec un filtre de LiF.

Eq. (5.7)

$$I(\xi) = \frac{s}{4\pi r^2} \tau N_m(0) e u A 2 \sinh\left[\frac{\lambda L}{2}\right] \exp(-\lambda \xi) + I_f$$

Pour  $\xi = 0$  et  $I_f \sim 0$

$$I_o = \frac{s}{4\pi r^2} \tau e N_m(0) u A \left[ \exp\left[\frac{\lambda L}{2}\right] - \exp\left[-\frac{\lambda L}{2}\right] \right]$$

$$\text{et } N_m(0) = I_o \frac{4 \pi r^2}{s \tau e u A} \left[ \exp\left[\frac{\lambda L}{2}\right] - \exp\left[-\frac{\lambda L}{2}\right] \right]^{-1}$$

$$\text{avec } I_o = \frac{1.02 \times 10^{-7}}{.45} = 2.27 \times 10^{-7}$$

On divise ici le courant mesuré par la transmittance du filtre de LiF, voir la figure 26.

$\tau = 5\%$  pour le Cu non traité thermiquement et pour une émission  
à 100 nm. (3)

$\lambda = .40$  ,  $L = 2.16$  (paramètre expérimental)

$$u = 6 \times 10^3 \text{ cm/sec.}$$

$$\left[ \exp\left(\frac{.40 \times 2.16}{2}\right) - \exp\left(\frac{-.40 \times 2.16}{2}\right) \right]^{-1} = 1.12$$

$$N_m(0) = \frac{2.27 \times 10^{-7} \times 4 \times \pi \times 2.3^2 \times 1.12}{.018 \times .05 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 6 \times 10^4 \times 1.2}$$

$$N_m(0) = 1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}.$$

D.3 Coefficient de collision métastable-électron à 11 000 K.

Eq. (6.12)

$$C_{21} = 4\pi a_0^2 Q_{21} \left[ \frac{8}{\pi m} \right]^{\frac{1}{2}} T^{\frac{1}{2}} \frac{E_{12}}{kT} \exp\left(\frac{-E_{12}}{kT}\right)$$

$$C_{21} = 4\pi \times 5.29 \times 10^{-9} \times 2.8 \times 10^2 \left[ \frac{8 \times 1.38 \times 10^{-16}}{\pi \times 9.11 \times 10^{-28}} \right]^{\frac{1}{2}} 11000^{\frac{1}{2}} \times$$

$$\times \frac{.075 \times 1.602 \times 10^{-12}}{1.38 \times 10^{-16} \times 11000} \exp\left(\frac{-.075 \times 1.602 \times 10^{-12}}{1.38 \times 10^{-16} \times 11000}\right)$$

$$C_{21} = 4.7 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}.$$

D.4 Calcul de l'intégrale numérique du courant photoélectrique due au rayonnement de la totalité du plasma selon l'équation 6.32.

Eq. (6.32)

$$I(\xi, \eta) \propto \int_0^{\xi} \frac{M \exp(-\lambda_1 \xi) + \exp(-\lambda_2 \xi)}{(\xi - x)^2 + \eta^2} dx$$

Ce calcul a été fait à l'aide d'un calculateur programmable TI 58 de Texas Instruments en utilisant le programme suivant:

Intégration numérique.Programme.

```

RST          X
LNR          RCL
lib          15
A'           )
STO          INV
15           ln x
St Flg      )
08           ÷
(            (
(            (
(            RCL
1.3         10
+/-         -
X           Rcl
RCL         15
15          )2
)           x2
INV         +
ln x       RCL
X           112
6          x2
+          )
(          )
.4         INV
+/-       SBR
          LRN

```

```

Données:  ξ      η
          STO    STO
          10     11

```

2nd pgm

09

A limite inférieure.

B limite supérieure.

C nombre d'intervalles.

D Exécution.

REFERENCES

1. LEEDS and NORTHRUP, Direction pour l'utilisation du Pyromètre optique, Modèle 8634. No. 177483 pp 34-35.
2. A. G. GAYDON et H.G.WOLFHARD, Flames, ch. 10, p. 243, Chapman and Hall, 1970.
3. E. W. McDANIEL, Collision Phenomena in Ionized Gases. Ch. 13, p. 678, Wiley, New-York, 1964.
4. A. BIROT, H. BRUNET, J. GALY, P. MILLET ET J.L. TEYSSIER, Continuous emissions of Argon and Krypton in the near ultraviolet. The Journal of Chemical Physics, Vol 63, No 4, pp. 1469-1473, 1975.