

BADJI MOKHTAR- ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA



جامعة باجي مختار - عنابة

Faculté des Sciences de l'Ingénieur

Année 2005/06

Département d'Electrotechnique

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de **DOCTEUR D'ETAT**

*ETUDE DES PROPRIETES DIELECTRIQUES DES GAZ ISOLANTS SOUS
PRESSION EN VUE DE NOUVELLES APPLICATIONS*

Option

ELECTROTECHNIQUE

Par

Ahcène LEMZADMI

DEVANT LE JURY

PRESIDENT :	Hocine LABAR	Maître de Conférence,	Université d'Annaba
RAPPORTEUR :	Mohamed NEMAMCHA	Professeur,	Université de Guelma
EXAMINATEURS :	André DENAT	Directeur de recherche,	LEMD/CNRS
Grenoble	Ali HADDOUCHE	Maître de Conférence,	Université d'Annaba
	Abdelaziz DOGHMANE	Professeur,	Université d'Annaba

03 Juillet 2006

Remerciements

Cette thèse est réalisée dans le cadre d'une coopération scientifique entre le Laboratoire de Génie Electrique de Guelma (LGEG) et le laboratoire d'électrostatique et des matériaux diélectriques (LEMD) CNRS de Grenoble, France.

Je tiens en premier lieu à exprimer ma gratitude très sincère à monsieur le professeur Mohamed NEMAMCHA recteur de l'université du 08 mai 1945 de Guelma, directeur du LGEG et directeur de ma thèse pour toute l'aide et le soutien pour la réalisation de ce travail.

La partie expérimentale de ce travail a été réalisée au LEMD (CNRS de Grenoble en France) sous la supervision du docteur André DENAT ex directeur du LEMD. Je tiens à le remercier très chaleureusement pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire et de l'intérêt qu'il a porté à mes recherches, pour sa disponibilité et pour ses conseils très utiles pour faire aboutir ce travail

J'exprime également ma reconnaissance pour madame Nelly BONIFACI Chercheur au LEMD/CNRS Grenoble Pour sa précieuse contribution dans ce travail et aussi pour son accueil très chaleureux.

Je remercie beaucoup docteur Vladimir ATRAZHEV (de L'Institute of high temperatures à Moscou, Russie) pour ses conseils précieux.

Je remercie tous les membres du LEMD qui de près ou de loin ont contribué à l'aboutissement de ce travail.

Je voudrais aussi remercier très vivement monsieur le professeur Abdelaziz DOGHMANE pour avoir bien voulu me faire l'immense honneur de présider le jury d'examen de ma soutenance, qu'il trouve l'expression de ma reconnaissance la plus sincère.

Je tiens à exprimer ma gratitude à l'égard des docteurs maîtres de conférences Ali HADDOUCHE et Hocine LABAR pour le grand plaisir qu'ils m'ont fait en acceptant de faire partie de ce jury de soutenance.

J'exprime ma très sincère reconnaissance pour tous les membres de ma famille pour les encouragements et le soutien qu'ils m'ont procurés

Résumé

L'hexafluorure de soufre (SF_6) est un gaz possédant une grande rigidité diélectrique. Une des conséquences néfastes de l'utilisation du SF_6 dans l'industrie est sa contribution à l'effet de serre qui conduit au réchauffement de la planète, d'où la nécessité de s'orienter vers la recherche de gaz ou mélanges moins nocifs pour l'environnement. Parmi ces gaz le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ est considéré comme un substitut probable. Les essais effectués en configuration pointe-plan pour les mélanges $\text{SF}_6\text{-N}_2$ à des pressions élevées ont montré une nette augmentation des tensions seuils des décharges couronnes pour les faibles concentrations du SF_6 dans le mélange. Les tensions seuils prédites par les modèles empiriques sont en accord avec les résultats expérimentaux pour le SF_6 pur. Par contre, les valeurs des tensions seuils prédites pour les mélanges sont supérieures à nos résultats. Le modèle basé sur les réseaux de neurones donne des résultats très satisfaisants. Les mobilités des porteurs de charges déterminées en utilisant la méthode indirecte suivent la même tendance que celles de Langevin. La spectroscopie d'une décharge couronne montre que le SF_6 émet dans la région localisée entre 420 nm et 510 nm. Une très forte émission du second système positif 2S^+ d'azote a été détectée. Les spectres d'émission d'azote sont utilisés pour la détermination des températures rotationnelles (T_r) et vibrationnelles (T_v).

Abstract

Sulphur hexafluoride (SF_6) is a gas with high dielectric strength. Unfortunately the consequence of the extensive use of SF_6 in the industry is its concentration in the atmosphere, which enhances the greenhouse effect and therefore the global warming of the earth. The search for the replacement SF_6 is becoming necessary. The $\text{SF}_6\text{-N}_2$ gas mixture may be a potential substitute. The tests undertaken in a Pointe-plane configuration at high pressure and with a DC voltage have shown that the inception voltages increase rapidly in the region of low amounts of SF_6 in the mixture. There is an agreement between the experimental data and the values of the inception voltages determined by the empirical models for pure SF_6 , whereas, for mixtures the values given by the models are overestimated. Neural network model gave a good prediction of the inception voltages. The mobilities of charges carriers determined by the indirect method the Langevin theory show the same tendency. The SF_6 emits light in the region confined between 420-510 nm. This emission is accompanied by the emission of the second positive system 2S^+ of nitrogen. The spectra of the nitrogen are used to determine the rotational and vibrational temperatures of the corona discharge.

Sommaire

Introduction.....	19
--------------------------	-----------

Chapitre I

I-1. Introduction.....	22
-------------------------------	-----------

I-2. Mise au point des différents travaux en vue du remplacement du SF₆	22
---	-----------

I-2-1. Historique sur le SF ₆	22
--	----

I-2-2. Propriétés physico-chimiques du SF ₆	23
---	----

a)- Principales propriétés physico-chimiques du SF ₆	25
--	----

b)- Décomposition du SF ₆ dans les différents types de décharges électriques..	26
--	----

I-2-3. Effet du SF ₆ sur l'environnement.....	27
---	----

I-2-4. Possibilités de remplacement du SF ₆	30
--	----

I-2-5. Propriétés physico-chimiques de l'azote (N ₂).....	32
--	----

I-3. Conclusion.....	33
-----------------------------	-----------

Chapitre II

II-1. Introduction.....	35
--------------------------------	-----------

II-2. Rappels théoriques.....	36
--------------------------------------	-----------

II-2-1. Propriétés physiques des gaz isolants.....	36
--	----

• Vitesse de dérive (w).....	36
------------------------------	----

• Coefficient de diffusion (D).....	36
• Coefficient d'ionisation α	36
• Coefficient d'attachement η	37
• Coefficient d'ionisation effectif $\bar{\alpha}$	37
• Coefficient de détachement.....	38
• Coefficient de recombinaison.....	38
II-2-2. Critères de rupture de l'intervalle dans un champ homogène.....	39
• Croissance d'une avalanche électronique.....	39
• Mécanisme de Townsend.....	39
• Loi de Paschen.....	41
• Déviation de la loi de Paschen.....	42
• Mécanismes des streamers.....	42
• Effet de la charge d'espace.....	42
II-2-3. Processus de calquage en champs fortement divergent.....	44
• Décharge couronne en pointe-plan dans le SF_6	45
II-2-4. Détermination de la tension seuil de la décharge couronne dans le SF_6	48
II-2-5. Facteurs influençant la tenue diélectrique du SF_6	49
II-2-6. Décharge dans l'azote (N_2).....	50
II-2-7. Facteurs influençant la tenue diélectrique de l'azote.....	51
II-2-8. Décharge dans le mélange SF_6 - N_2	51
II-3. Transport des porteurs de charges.....	53
II-3-1. Théorie classique de la mobilité.....	53
II-3-2. Détermination de la mobilité par la méthode directe dite de temps de vol.....	55

• Mobilités des ions négatifs.....	55
• Mobilités des ions positifs.....	56
II-3-3. Détermination des mobilités par les méthodes indirectes.....	58
• Modèle de Coelho et Debeau.....	58
• Correction du modèle de Coelho.....	61
• Modèle de Sigmond.....	62
II-3-4. Mobilité ionique dans les mélanges gazeux.....	64
II-4. Analyse de la lumière d'une décharge couronne.....	65
II-4-1. Spectroscopie moléculaire.....	65
• Energie totale d'une molécule.....	65
• Energie vibrationnelle.....	66
• Energie Rotationnelle.....	67
II-4-3. Evaluation des Températures rotationnelle et vibrationnelle.....	68
 Chapitre III	
III. Techniques expérimentales.....	71
III-1. Méthodes de détections des décharges électriques.....	71
III-2. Technique de mesure des décharges électriques.....	72
III-2-1. Dispositif de mesure des caractéristiques de courant en fonction de la tension I=f(U).....	72
III-2-2. Description de la cellule d'essai.....	74
III-2-3. Préparation des pointes.....	75

III-3. Technique de détection spectrale de la lumière.....	75
III-4. Effet de la décharge couronne sur les électrodes pointes.....	77
III-4-1. Cas de la pointe en décharge positive.....	77
III-4-2. Cas de la pointe en décharge négative.....	80
III-4-3. Evolution temporelle du courant.....	82
III-5. Conclusion.....	84

Chapitre IV

IV. Résultats expérimentaux

IV-1. Tensions seuils des décharges couronnes.....	85
IV-1-1. Caractéristiques courant-tension des décharges couronnes dans les mélanges SF ₆ - N ₂	85
• Cas d'une pointe anodique.....	85
• Cas d'une pointe cathodique.....	88
IV-1-2. Mesure des tensions seuils (U _s).....	91
IV-1-3. Evolution des tensions seuils en fonction de la pression.....	95
IV-1-4. Calcul des tensions seuils de la décharge couronne.....	98
IV-1-5. Conclusion.....	106
IV-2. mobilité des porteurs de charges.....	107
IV-2-1. Caractéristiques I=f(U) et $\sqrt{I}=f(U)$ des décharges couronnes.....	107
IV-2-2. Moilités des porteurs de charges pour le SF ₆ pur.....	110
IV-2-3. Mobilités des porteurs de charges pour les mélanges SF ₆ -N ₂	112

IV-2-4. Conclusion.....	113
IV-3 Emission de la lumière et détermination des températures rotationnelle et vibrationnelle.....	114
IV-3-1 Emission de la lumière d'une décharge couronne dans le SF ₆ et les mélanges SF ₆ -N ₂	116
• SF ₆ pur.....	116
• Dans les mélanges SF ₆ -N ₂	119
• Influence de la pression sur la lumière émise.....	119
• Dimension de la zone d'émission de la décharge couronne.....	119
IV-3-2. Détermination de la température du gaz soumis à une décharge couronne...	122
IV-3-3. Variation de la température rotationnelle (Tr) en fonction du courant de la décharge couronne.....	123
IV-3-4. Effet de polarité sur la température de la décharge.....	124
IV-3-5. Variation des températures vibrationnelles (Tv) pour une décharge couronne négative.....	126
IV-3-5. Conclusion	127

Chapitre V

V-1. Discussion générale.....	129
V-1-1. Evolution des Tensions seuils en fonction de la concentration du SF ₆ dans le mélange.....	129
V-1-2. Analyse des résultats sur les mobilités de porteurs de charges.....	133
V-1-3. Analyse de la lumière émise et des températures de la décharge couronne...	133

V-2. Conclusion générale	139
---------------------------------------	-----

Références	141
-------------------------	-----

Annotations

μ	Mobilité
D	Coefficient de diffusion
h	Constante de Planck
λ	Fréquence de radiation.
α	Coefficient d'ionisation
η	Coefficient d'attachement
$\bar{\alpha}$	Coefficient d'ionisation effectif
d	Distance inter électrode
	Coefficient de recombinaison électron-ion positif α_r
N_0	Nombre d'électrons libres
	Coefficient secondaire d'ionisation γ
ϵ_0	Constante diélectrique dans le vide (8.854×10^{-12} F/m).
β	Constante qui vient d'une approximation du coefficient d'ionisation effectif $\bar{\alpha}$ du SF ₆ :
ρ	Densité du gaz.
ρ_0	Densité ionique initiale
ω_e	Fréquence fondamentale de vibration
λ	Libre parcours moyen.

\bar{v}	Vitesse thermique moyenne.
ε	Constante diélectrique du gaz.
α_p	Polarisabilité (en unité atomique).
ν	Nombre d'onde
$\omega_{x_e}, \omega_{y_e}$	Constantes pour un état électronique donné qui dépendent de, l'anharmonicité des courbes de potentiel.
μ_r	Masse réduite.
ν_{OSC}	Fréquence vibrationnelle.
q	Charge électronique (1.6×10^{-19} C).
x	Variable de distance.
r_p	Rayon de la pointe
r_s	Rayon du streamer.
U_c	Tension de claquage.
U_s	Tension seuil de la décharge couronne.
p	Pression exprimée en Torr
P	Pression (en bar).
N	Densité du gaz
E	Champ électrique
E_s	Champ correspondant à la charge d'espace
$(E/p)_{lim}$	Champ critique en kV/cm.bar.
u	Facteur d'utilisation du champ.
K	Critère des streamers.
e	Charge d'électron (1.6×10^{-19} C).
z	Taux du SF ₆ dans le mélange
m	Masse ionique.
M	Masse de la molécule.
D_{12}	Somme des rayons des molécules et d'ions.
a_0	Rayon de Bohr ($a=0.529177 \times 10^{-10}$ m).
V	Différence de potentiel entre deux électrodes en parallèle.
E_a	Champ harmonique.
E_c	Champ dû à la charge d'espace.
E_p	Champ électrique proche de la pointe.

I_s	Courant limité par la charge d'espace.
I	Courant moyen.
a	Distance entre l'électrode plane et la pointe ($d+r_p/2$).
T	Temps de transit de la charge d'espace sur une ligne de champ L reliant la pointe au plan.
x_1 et x_2	Fractions molaires du gaz 1 et 2 dans le mélange.
N_i	Densité ionique.
ν'	Fréquence d'onde.
E_e	Energie électronique.
E_v	Energies de vibration.
E_r	Energie de rotation.
C	Vitesse de la lumière.
T_e	Terme d'énergie électronique
$G(v)$	Terme d'énergie vibrationnelle
$F(J)$	Terme d'énergie rotationnelle.
v	Nombre quantique de vibration.
J	Nombre quantique de rotation.
I	Moment d'inertie.
B_v	Constante rotationnelle dans un certain état vibrationnel .
B_e	Constante rotationnelle d'équilibre.
D_v	Constante rotationnelle qui représente l'influence de la force de distorsion centrifuge.
D_e	Constante de distorsion centrifuge d'équilibre.
$K\nu'\nu''$	Constante dépendant des conditions expérimentales (par exemple la réponse du système de détection).
$A\nu'\nu''$	Probabilité d'émission d'Einstein.
$N(v')$ et $N(0)$	Populations des états vibrationnels v' et $v'=0$.
$G(v')$	Energie vibrationnelle du niveau supérieur.
$g(v')$ et $g(0)$	Les poids statistiques des états vibrationnels.
$p(v',v'')$	Force de raie vibrationnelle.
$S(J',J'')$	Facteur de Hönl-London.
$N(J')$	Distribution de population
T_r	Température rotationnelle.

T_v	Température vibrationnelle.
$Q_r(J')$	Fonction rotationnelle.
B_v'	Constante rotationnelle.
w	Poids du réseau de neurones.
x_{em}	La longueur ou la rayon de la zone d'émission.
T_{kin}	Température cinétique.
P_w	Puissance injectée dans le gaz par la décharge couronne
k_{mix}	La conductivité thermique du mélange

Liste des figures

Chapitre I

Figure 1. Structure moléculaire de l'hexafluorure de soufre (SF_6).

Figure 2. L'accumulation moyenne du SF_6 dans l'atmosphère (pptv = 10^{12} part du volume) [I-11].

Figure 3. Evolution de la concentration du SF_6 (C en pptv) dans l'atmosphère depuis 1970.

Figure 4. Courbes de pression de vapeur pour le SF_6 , N_2 et SF_6-N_2 [I-15].

Chapitre II

Figure 1. Courbe typique de Paschen [II-3].

Figure 2: Evolution de la charge d'espace en champ uniforme.

Figure 3. Propagation d'un streamer a) positif ; b) Négatif.

Figure 4. Décharge couronne continue en pointe anodique dans le SF₆ [II-7].

Figure 5. Tensions seuils de claquage et de décharges couronnes dans le SF₆ en fonction de la pression et pour les différentes formes de tensions avec un champ fortement divergent[II-8].

Figure 6. Géométrie d'une configuration hyperboloïde-plan.

Figure 7. 1- Distribution du champ électrique pour une conduction sans charge d'espace: 2- Distribution du champ électrique pour une conduction avec charge d'espace.

Figure 8. Distribution de la densité de courant J proposé par Warburg[II-39].

Chapitre III

Figure 1. Dispositif de mesure des courant-tension ($I=f(U)$) pour la détermination des mobilités et des tension seuils

Figure 2. Cellule pour les essais dans les gaz comprimés.

Figure 3. Dispositif de détection de la lumière émise.

Figure 4. Analyse par microscopie électronique d'une pointe en acier inoxydable Vierge.

Figure 5. Analyse de l'état d'une pointe anode exposée à une décharge couronne dans le SF₆ pendant 8 heures par un MEB. 1- 3x100, 2 - 5x250 et 3- spectre.

Figure 6. Analyse de l'état d'une pointe cathode exposée à une décharge couronne dans le SF₆ pendant 8 heures par un MEB. 1 - 3x300, 2 - 5x800. et 3-spectre.

Figure 7. Evolution temporelle du courant moyen en fonction du temps d'exposition à une décharge en polarité positive ($r_p=0.3\mu\text{m}$ et 0.4MPa).

Figure 8. Evolution temporelle du courant moyen en fonction du temps d'exposition à une décharge en polarité négative ($r_p=0.3\mu\text{m}$ et 0.4MPa).

Chapitre VI

Figure 1. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le SF₆ pure en polarité positive et pour un rayon de courbure de la pointe $r_p = 50$

μm et une distance inter-électrode $d = 7,25\text{mm}$ à différentes valeurs de pressions

Figure 2. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ à 10% de SF_6 en polarité positive avec $r_p = 50 \mu\text{m}$ et $d = 7,25 \text{ mm}$ à différentes valeurs de pressions.

Figure 3. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ à 5% de SF_6 en polarité positive avec $r_p = 50 \mu\text{m}$ et $d = 7.5 \text{ mm}$ à différentes valeurs de pressions.

Figure 4. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour l'azote (N_2) en polarité positive avec $r_p = 50 \mu\text{m}$ et $d = 7.5 \text{ mm}$ à différentes valeurs de pressions.

Figure 5. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le SF_6 pure en polarité négative avec $r_p = 50 \mu\text{m}$ et $d = 7,5\text{mm}$ à différentes valeurs de pressions.

Figure 6. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ à 10% de SF_6 avec $r_p = 50 \mu\text{m}$ et $d = 7,5 \text{ mm}$ à différentes valeurs de pressions.

Figure 7. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ à 5% de SF_6 en polarité négative avec $r_p = 50 \mu\text{m}$ et $d = 7,5 \text{ mm}$ à différentes valeurs de pressions.

Figure 8. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour l'azote (N_2) en polarité négative avec $r_p = 50 \mu\text{m}$ et $d = 7.5 \text{ mm}$ à différentes valeurs de pressions.

Figure 9. Courbes $I/U = f(U)$ pour le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ à 10% de SF_6 en polarité positive avec $r_p = 50 \mu\text{m}$ et une distance inter-électrode $d = 7,5 \text{ mm}$ à différentes valeurs de pressions.

Figure 10. Tensions seuils d'apparition de la décharge dans l'azote pur pour les deux polarités.

Figure 11. Tensions seuils d'apparition de la décharge dans le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ avec 5% de SF_6 pour les deux polarités.

Figure 12. Tensions seuils d'apparition de la décharge dans le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ avec 10% de SF_6 pour les deux polarités.

Figure 13. Tensions seuils d'apparition de la décharge dans le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ avec 15% de SF_6 pour les deux polarités.

- Figure 14. Tensions seuils d'apparition de la décharge dans le SF₆ pur pour les deux polarités.
- Figure 15. Les tensions seuils en fonction de la variation de la pression pour des mélanges SF₆-N₂ avec différents taux de SF₆ en polarité négative.
- Figure 16. Les tensions seuils en fonction de la variation de la pression pour des mélanges SF₆-N₂ avec différents taux de SF₆ pour la polarité positive.
- Figure 17. Tensions seuils pour le cas d'un mélange SF₆-N₂ à 5% de SF₆, polarité négative en fonction de la pression.
- Figure 18. Tensions seuils pour le cas d'un mélange SF₆-N₂ à 5% de SF₆, polarité positive en fonction de la pression.
- Figure 19. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 5% de SF₆.
- Figure 20. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 10% de SF₆.
- Figure 21. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 15% de SF₆.
- Figure 22. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 25% de SF₆.
- Figure 23. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 50% de SF₆.
- Figure 24. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 100% de SF₆.
- Figure 25. Structure d'un réseau de neurones.
- Figure 26. Tensions seuils en fonction du % de SF₆ pour la polarité négative à des pressions non couvertes par l'expérimentation.
- Figure 27. Courbes des tensions seuils calculées par le modèle empirique de Malik et Quershi et celui de Kline comparées aux résultats obtenus par la prédiction des

réseaux neurones pour le SF₆.

Figure 28. Courbes des tensions seuils calculées par le modèle empirique de Malik et Quershi et celui de Kline comparées aux résultats obtenus par la prédiction des réseaux neurones pour un mélange à 5% de S

Figure 29. Courbes de $I=f(U)$ avec des tensions ascendantes et descendantes pour le mélange SF₆-N₂, avec 10% de SF₆ en polarité positive.

Figure 30. Courbes de $I=f(U)$ avec des tensions ascendantes et descendantes pour le mélange SF₆-N₂, avec 10% de SF₆ en polarité négative.

Figure 31; Courbes $I=f(U)$ de SF₆ pour différentes pressions et pour une pointe de l'ordre de 3μm en polarité négative.

Figure 32. Courbes de $\sqrt{i}=f(U)$ pour le SF₆ en polarité négative et à différentes pressions ($r_p=3\mu\text{m}$).

Figure 33. Mobilités des porteurs de charges déterminées par les différents modèles et celles déterminées par le modèle théorique de Langevin pour le SF₆.

Figure 34. Mobilités des porteurs de charges en fonction de la densité du gaz dans le SF₆ pur en polarité négative. Les valeurs des mobilités du SF₆ et SF₆⁻(SF₆⁻) sont tirées de [II-22].

Figure 35. Variation des mobilités en fonction de la densité pour différents pourcentages du SF₆ dans le mélange SF₆-N₂.

Figure 36. Mobilités ioniques en fonction de la fraction molaire de N₂ dans le mélange SF₆-N₂.

Figure 39. Courbes $I/V = I/U = f(U_s)$ Pour 10% de SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ en polarité négative et à différents valeurs de pressions.

Figure 40. Spectre de la lumière émise d'une décharge anodique dans le SF₆ avec un système de 150 traits/mm (16.3kV, 4μA; 0.2 MPa et $r_p=3\mu\text{m}$).

Figure 41. Spectre de la lumière émise d'une décharge anodique dans le SF₆ avec un système de 600 traits/mm (10kV; 1.1μA; 0.2 MPa et $r_p=3\mu\text{m}$).

Figure 42. Spectre de la lumière émise d'une décharge anodique dans le SF₆ avec un système de 1200 traits/mm (12.1 Kv, 2.3 μA, 1.6bars, $r_p=3\mu\text{m}$).

Figure 43. Spectres d'une décharge couronne positive en fonction de la position de la pointe vis à vis l'ouverture du détecteur du spectrographe (16kV; 2μA, 0.3 MPa et $r_p=3\mu\text{m}$).

Figure 44. Spectre de la lumière émise d'une décharge cathodique dans le SF₆ avec un

système de 150 traits/mm (10.8KV; 4 μ A; 0.2 MPa et $r_p=3\mu$ m).

Figure 45. Succession de spectres d'une décharge couronne négative en fonction de la position de la pointe vis à vis de l'ouverture du détecteur du spectrographe (12kV; 3 μ A, 0.2 MPa et $r_p=3\mu$ m).

Figure 46. Zone d'émission de la lumière lors d'une décharge couronne négative pour le SF₆ pur avec la variation de la distance de la zone localisée près de l'électrode pointe ($r_p = 3\mu$ m et $I = 2\mu$ A).

Figure 47. Evolution la longueur de la zone de la décharge (x_{em}) en fonction de la pression du gaz pour le SF₆ et pour le mélange SF₆-N₂ à 15% de SF₆.

Figure 48. Spectre théorique et spectre expérimental des transitions (2-4), (1-3) et (0-2) du second système positif 2S⁺ pour un mélange SF₆-N₂ à 10% SF₆ (P = 0.8 MPa, $r_p = 10\mu$ m et $I = 4\mu$ A).

Figure 49. Températures rotationnelles en fonction du courant de la décharge dans un mélange à 10% de SF₆ pour la polarité négative ($r_p=10\mu$ m, pour 0.8 MPa et 1.4MPa). Les lignes sont tracées pour montrer la différence entre les deux courbes.

Figure 50. Variation des températures rotationnelles en fonction du courant de la décharge pour les mélanges avec 10% de SF₆, pour la polarité positive et négative ($r_p = 10\mu$ m; P = 1 MPa).

Figure 51. Température Rotationnelle en fonction du courant de la décharge couronne pour les mélanges SF₆-N₂ avec 25% et 10% de SF₆ ($r_p=10\mu$ m, P =1 MPa).

Figure 52. Variation de la température vibrationnelle (T_v) pour une décharge couronne négative dans un mélanges à 10% de SF₆ en fonction de l'intensité du courant, pour les pressions 0.2 et 0.8 MPa.

Chapitre V

Figure 1. Courbes des tensions seuils de la décharge couronne en fonction du taux du SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ pour la polarité négative à différentes valeurs de pressions.

Figures 2. Courbes des tensions seuils de la décharge couronne en fonction du taux du SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ pour la polarité positive à différentes valeurs de pressions.

Figure 3. Variation de la pression en fonction du taux de SF₆ dans les mélanges SF₆-

N₂ pour la polarité positive.

Figure 4; Variation de la pression en fonction du taux de SF₆ dans les mélanges SF₆-N₂ pour la polarité positive pour une valeur constante de la tension seuil.

Figure 5. Variation des mobilités des porteurs de charges calculée par Langevin et celles déterminées par Sigmond en fonction de la densité. La mobilité de l'ion SF₆⁻ déterminée par [II-25] est aussi présentée.

Figure 6. Mobilité ionique en fonction de la fraction molaire de N₂ dans le mélange SF₆-N₂ à 2 bars.

Liste des tableaux

Chapitre I

Tableau 1. Principales caractéristiques physico-chimiques du SF₆.

Tableau 2. Principaux produits issus de la décomposition du SF₆ sous décharge étincelle.

Tableau 3. Les principaux produits de décomposition [I-9].

Tableau 4. Rigidités diélectriques des différents mélanges fluorocarbures [I-13].

Tableau 5. Paramètres physico-chimiques de l'azote [I-14].

Chapitre II

Tableau 1. Mobilités ioniques dans le SF₆, mesurées par les méthodes directes [II-33].

Chapitre VI

Tableau 1. Valeurs de (E/P)_{lim} à différents concentrations de SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ d'après les modèles de Malik et al et Kline.

Tableau 2. Les valeurs de C déterminées pour des valeurs de (E/P)_{lim} données par Malik et Qureshi et par Kline.

Introduction

L'hexafluorure de soufre (SF₆) est le résultat de la synthèse directe du fluor et du soufre. Son aptitude prononcée à l'attachement des électrons ajoutée à sa taille relativement élevée lui confèrent une rigidité diélectrique remarquable et des excellentes capacités d'extinction des arcs électriques. Il est utilisé dans les disjoncteurs à isolation gazeuse, ces derniers présentent un rapport qualité / prix nettement supérieur par rapport à ceux utilisant l'air ou l'huile comme isolant. Le SF₆ sous pression est aussi utilisé dans les lignes de transmission à haute tension, dans les condensateurs, dans les transformateurs de puissance et dans les postes blindés sous enveloppe métallique. L'utilisation du SF₆ a permis des économies significatives des espaces, donné une esthétique acceptable, réduit les émissions sonores et a rapproché les sous-stations des centres de consommations. L'industrie électrique constitue le gros consommateur du SF₆ avec 80% de la production mondiale, le reste est

utilisé dans les domaines des fonderies d'aluminium et de magnésium et dans la technologie des semi-conducteurs. La demande pour le SF₆ ne cesse d'augmenter et la production est en nette progression. Des recherches récentes ont clairement impliqué le SF₆ dans le réchauffement globale de l'atmosphère (effet de serre). Les mesures effectuées sur les concentrations du gaz dans l'atmosphère ont montré une nette augmentation de 8,7 % par an. L'accumulation du SF₆ dans l'atmosphère pose un souci pour l'environnement d'autant que le gaz a un pouvoir d'absorption des rayons infrarouges très important. Actuellement la contribution du SF₆ dans le réchauffement global de l'atmosphère est de 0,01% mais cette contribution est appelée à augmenter et peut atteindre une valeur de 0,1% dans 100 ans, puisque toute la production finira un jour dans l'atmosphère. Ceci est d'autant vrai que la durée de vie du SF₆ est estimée entre 800 et 3200 années si des nouvelles techniques de traitement du SF₆ à bas prix ne sont pas trouvées. Devant ces contraintes le besoin de trouver un remplacement au SF₆ commence à se faire sentir. Les travaux réalisés dans ce sens ont montré qu'un remplacement total du SF₆ est difficile sinon impossible d'où le recours aux mélanges pour diminuer la quantité du SF₆ utilisée et parmi ces mélanges le SF₆ - N₂ peut être un remplaceant potentiel, ceci est attribué à la synergie et la disponibilité abondante de l'azote. L'addition d'une quantité faible du SF₆ dans l'azote augmente considérablement la capacité diélectrique de ce dernier.

Dans le premier chapitre nous faisons une mise au point sur les différents travaux effectués en vue du remplacement du SF₆. Nous rappelons aussi les propriétés chimiques et électriques du SF₆, son influence sur l'environnement.

Nous présenterons dans le deuxième chapitre un rappel sur la théorie des décharges électriques dans les gaz, nous accorderons une attention particulière aux décharges en champs fortement divergents. Nous examinerons la théorie de la mobilité des transporteurs de charges dans le SF₆ et le mélange SF₆-N₂ à la lumière des divers travaux dans ce domaine. Nous faisons une analyse complète de la méthode indirecte et de modèles permettant la détermination des mobilités des porteurs de charges. Enfin, nous terminerons par un bref aperçu sur la spectroscopie moléculaire que nous utiliserons pour l'analyse spectrale de la lumière et pour la détermination des températures vibrationnelles et rotationnelles des décharges électriques.

Les méthodes de détection et de mesures des paramètres des décharges électriques

sont résumées dans le chapitre III. Les techniques expérimentales utilisées dans le présent travail sont détaillées dans ce même chapitre. Nous décrirons premièrement le dispositif de mesure des caractéristiques courant-tension (I-V) pour la détermination des tensions seuils des décharges et pour la détermination des mobilités des porteurs de charge en utilisant la méthode indirecte. Nous présenterons le dispositif d'analyse spectrale de la lumière lors des décharges couronnes en polarité positive et négative et enfin nous donnerons une description très brève de la méthode de fabrication des électrodes pointes. Les pointes utilisées sont analysées au microscope électronique à balayage (MEB) afin d'examiner les transformations morphologiques qui peuvent surgir après une série d'expositions aux décharges couronnes.

Le chapitre IV, est consacré aux résultats expérimentaux de mesures électriques pour la détermination des tensions seuils des décharges couronnes dans les différents mélanges et sous haute pression. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux déduits des modèles empiriques. Un modèle de prédiction des tensions seuils de la décharge couronne, basé sur la technique des réseaux de neurones à été élaboré en prenant en compte les données expérimentales. Les courbes courant-tension sont utilisées pour la détermination des mobilités des transporteurs de charges en utilisant le modèle de Sigmond. Les résultats obtenus sont comparés avec le modèle théorique de Langevin. L'analyse spectrale de la lumière émise par les décharges couronnes est présentée dans le chapitre IV-3.

Au chapitre V une analyse approfondie des résultats a été réalisée concernant les tensions seuils, les mobilités des porteurs de charges et la lumière émise et son utilisation pour la détermination de la température de la décharge couronne dans le SF₆ et les mélanges SF₆-N₂.

Chapitre I

I-1 Introduction

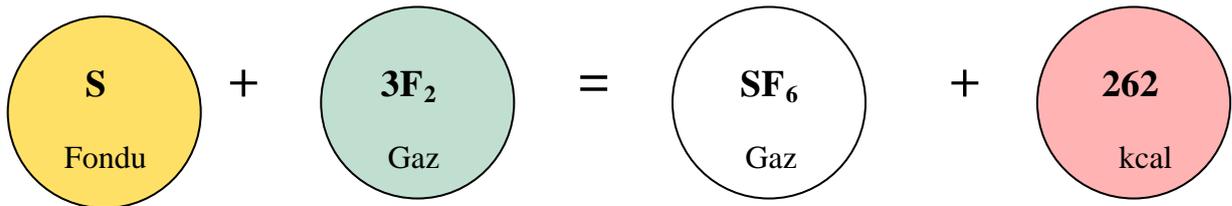
Dans ce chapitre, nous faisons une rétrospective des travaux ayant trait à la recherche des gaz de substitution au SF₆. Nous rappelons d'abord les principales caractéristiques du SF₆ que nous comparons à celles des gaz et mélanges candidats à une éventuelle substitution.

L'hexafluorure de soufre SF₆ est un gaz ayant des qualités diélectriques remarquables. Son utilisation a connu une croissance soutenue depuis les années soixante dix. Ceci a contribué au développement de la recherche dans ce domaine, encouragée et financée par les industriels de l'électrotechnique de haute tension.

I-2. Mise au point des différents travaux en vue du remplacement du SF₆

I-2-1 Historique sur le SF₆

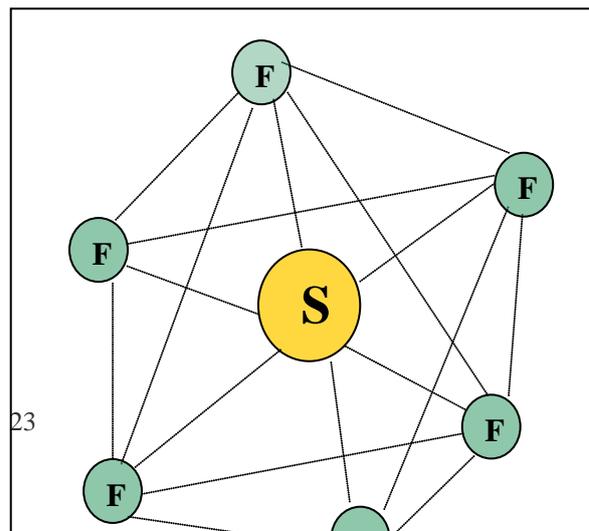
Le SF₆ fut fabriqué pour la première fois en 1900 par H. Moissan et P. Lebeau [I-1] à partir du fluor et du soufre par la réaction suivante:



Les premières recherches d'envergure furent menées en 1939 par H.G. Pollak et F.S. Cooper [I-2] qui étudièrent le comportement électrique du SF₆ en champ divergent sous tension continue. Au cours des années suivantes les recherches portèrent principalement sur la stabilité chimique du gaz soumis à des décharges électriques. Ce n'est qu'aux années cinquante qu'on s'est intéressé au SF₆ comme un gaz isolant dans le domaine de l'électrotechnique de haute tension.

I-2-2. Propriétés physico-chimiques du SF₆

La représentation de la molécule du SF₆ sur la figure 1, montre une structure dans laquelle l'atome de soufre occupe le centre d'un octaèdre régulier dont chaque sommet est occupé par un atome de fluor. C'est une configuration parfaitement stable, avec des liaisons saturées, qui confèrent à la molécule une grande inertie chimique. Les liaisons soufre-fluor sont fortement covalentes.



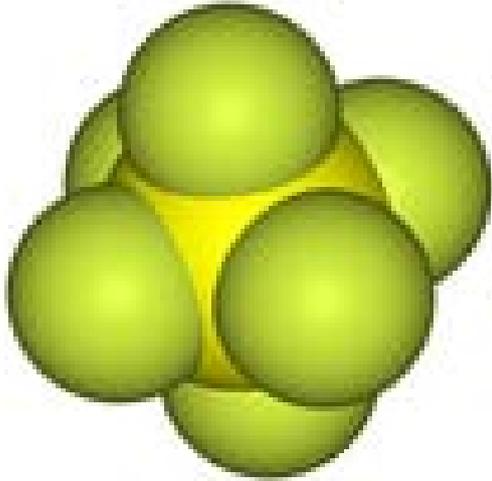


Figure 1. Structure moléculaire de l'hexafluorure de soufre (SF_6).

La structure moléculaire du SF_6 est à l'origine de l'excellente stabilité thermique, son électronégativité lui permet de neutraliser les électrons libres présents dans le milieu. Dans son état normal il est chimiquement neutre, non-toxique, et il est non-inflammable. Le SF_6 a une capacité remarquable de s'auto-cicatriser après une rupture de l'intervalle, il est incolore, inodore et il est très compatible avec les matériaux utilisés dans l'industrie de l'électrotechnique.

Ces propriétés le placent au premier rang des gaz utilisés dans:

- les disjoncteurs électriques, à cause de son excellente conductivité thermique, de sa haute rigidité diélectrique et de sa capacité de recouvrement et de récupération en faisant un transit rapide entre l'état conducteur et l'état isolant. Les disjoncteurs isolés au SF_6 sont relativement supérieurs à ceux isolés à l'air sous pression et à vide.
- les transformateurs, en plus des propriétés mentionnées pour les disjoncteurs le SF_6 est très compatible avec les matériaux solides et permet un refroidissement efficace. Par rapport à l'huile le SF_6 présente les avantages suivants :
 - Absence de claquage dû à l'accumulation des charges sur les isolateurs.
 - Absence d'incendie.

- Une fiabilité relativement supérieure.
 - Flexibilité du système.
 - Peu de maintenance.
 - Durée de vie plus longue.
- les lignes de transmission, en raison de sa rigidité diélectrique qu'est très élevée, l'utilisation du SF₆ offre une grande capacité de transport d'énergie, une réduction des pertes, une grande fiabilité et finalement une alternative aux lignes aériennes traversant les zones surpeuplées.
 - Les postes blindés, permettant une grande économie dans le matériel, et de l'espace ainsi qu'une réduction acoustique substantielle.

a)- Principales propriétés physico-chimiques du SF₆

Sur le tableau N° 1, sont représentés les principales propriétés du SF₆ [I-3].

Constante diélectrique ϵ	1.002 à 25°C et à 1 bar
Masse spécifique	6.14 kg/m³ ; à 20°C et à 1 bar

Dimension moléculaire	4.77 \AA^0
Poids moléculaire	146,08 g
Point triple	-50,8 °C ; à 2.6 bar; 9.5 kcal/kg
Point de sublimation	-63 8°C ; $L_f = 38.6 \text{ kcal/kg}$
Point critique	45.5°C ; $p = 37.6 \text{ bar}$; $\rho = 736 \text{ kg/m}^3$
Facteur de compressibilité $Z(pV/RT)$	0.9372 à 15°C et à 5 bars 0.9588 à 50°C et à 5 bars
Conductivité thermique	0.131 (mW/cm.°C) à 15°C et à 1 bars 0.159 (mW/cm.°C) à 50°C et à 1 bars

Tableau N° 1. Principales caractéristiques physico-chimiques du SF₆.

Le SF₆ est facilement liquéfié sous pression et à température ambiante, permettant ainsi son stockage dans des cylindres métalliques. Il est très disponible et jusqu'à 1994 son prix est resté très bas de l'ordre de \$3 par livre (0,4536 Kg), pour atteindre le prix de \$30 en 1997.

La plupart des composés issus de sa décomposition n'influent pas sur sa rigidité diélectrique. Cependant, le SF₆ possède des propriétés indésirables, il peut former des composés très toxiques et corrosifs lorsqu'il est soumis à une décharge électrique surtout en présence de certains contaminants à savoir, l'air, CF₄ et la vapeur d'eau.

L'hexafluorure de soufre est un absorbant efficace des rayons infrarouges (IR), c'est un gaz à effet de serre et par conséquent il contribue au réchauffement terrestre.

b)- Décomposition du SF₆ dans les différents types de décharges électriques

1- Décomposition dans une décharge d'arc:

Les principaux produits issus de la décomposition en présence d'une décharge d'arc sont: SOF₂; SF₄ et SF₂. [I-4]:

2- Décomposition dans une décharge étincelle:

Les produits détectés par différents travaux [I-5 ; I-6] sont rassemblés dans le tableau 2:

Produits	Concentration en % de volume
SOF ₂ (SF ₄)	0.5
SOF ₄	0.085
S ₂ F ₁₀	0.026
SO ₂ F ₂	0.006
SO ₂	0.002
HF	

Tableau 2. Principaux produits issus de la décomposition du SF₆ sous décharge étincelle.

3- Décomposition dans une décharge couronne :

Le SOF₂ a été fortement détecté ainsi que le SOF₄ et le SO₂F₂. Le S₂F₁₀ est un produit très toxique a été aussi détecté sous décharge couronne [I-7].

4- Décomposition thermique:

Le taux de décomposition du SF₆ augmente avec l'augmentation de la température et les composés qui peuvent apparaître sont: SOF₂, SO₂F₂, SO₂ (à 650°C).

5- Toxicité des produits de décomposition du SF₆:

Pur, le SF₆ est non toxique et inerte. Il peut cependant être asphyxiant lorsque sa concentration est élevée dans l'air. Le taux maximal conventionnellement admis est de 12 mg.m⁻³ [I-8]. Sur le tableau 3 sont présentés quelques produits de décomposition et leurs degrés de toxicité:

Sous produits	Degré de toxicité	Quantité admissible (mg/m ³)
SOF ₂	Peu toxique	2.5
SOF ₂	Peu toxique	2.5
SF ₄	Moyennement toxique	0.1

SO₂F₂	Moyennement toxique	5
SO₂	Moyennement toxique	2
HF	Moyennement toxique	3
S₂F₁₀	Très toxique	0.025

Tableau 3. Les principaux produits de décomposition [I-9].

I-2-3. Effet du SF₆ sur l'environnement

La demande pour le SF₆ ne cesse d'augmenter, la production est en nette progression et les prévisions sont très optimistes. La production du SF₆ a atteint le seuil en 1993 de 7000 tonnes/an et les prévisions sont de 10000 tonnes/an en 2010 [I-10].

Une des conséquences de l'utilisation accrue du SF₆ dans l'industrie c'est sa contribution dans l'augmentation de la température globale de l'atmosphère (effet de serre). Les mesures effectuées sur les concentrations du SF₆ dans l'atmosphère ont montré une augmentation de 8,7% par an [I-11]. La concentration du gaz a pratiquement doublé lors de cette dernière décennie comme on peut le constater sur la figure 2.

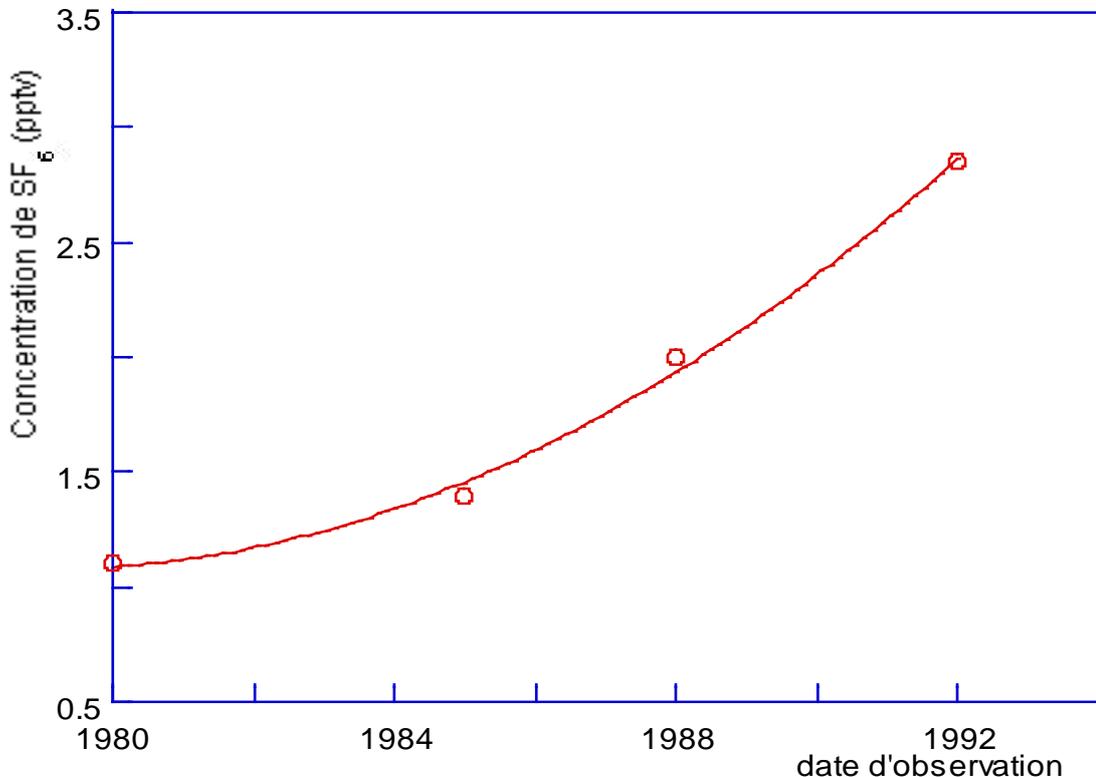


Figure 2. L'accumulation moyenne du SF₆ dans l'atmosphère (pptv = 10¹² part du volume) [I-11].

L'accumulation du SF₆ dans l'atmosphère pose un souci pour l'environnement d'autant plus que le gaz à un important pouvoir d'absorption des rayons infrarouge.

Actuellement la contribution du SF₆ dans le réchauffement global de l'atmosphère est de 0,01% mais cette contribution est appelée à augmenter pour atteindre une valeur de 0.1% dans 100 ans puisque toute la production finira un jour dans l'atmosphère [I-9, I-11] si de nouvelles techniques de traitement du SF₆ à bas prix ne sont pas trouvées. Ceci est d'autant vrai que la durée de vie du SF₆ est estimée entre 800 et 3200 années [I-12].

Jusqu'à présent, il n'y a pas de preuves impliquant le SF₆ dans le processus de destruction de la couche d'ozone, ceci est du essentiellement à la non décomposition de la molécule du SF₆ et aussi au fait que les atomes de fluor ne réagissent pas avec l'ozone.

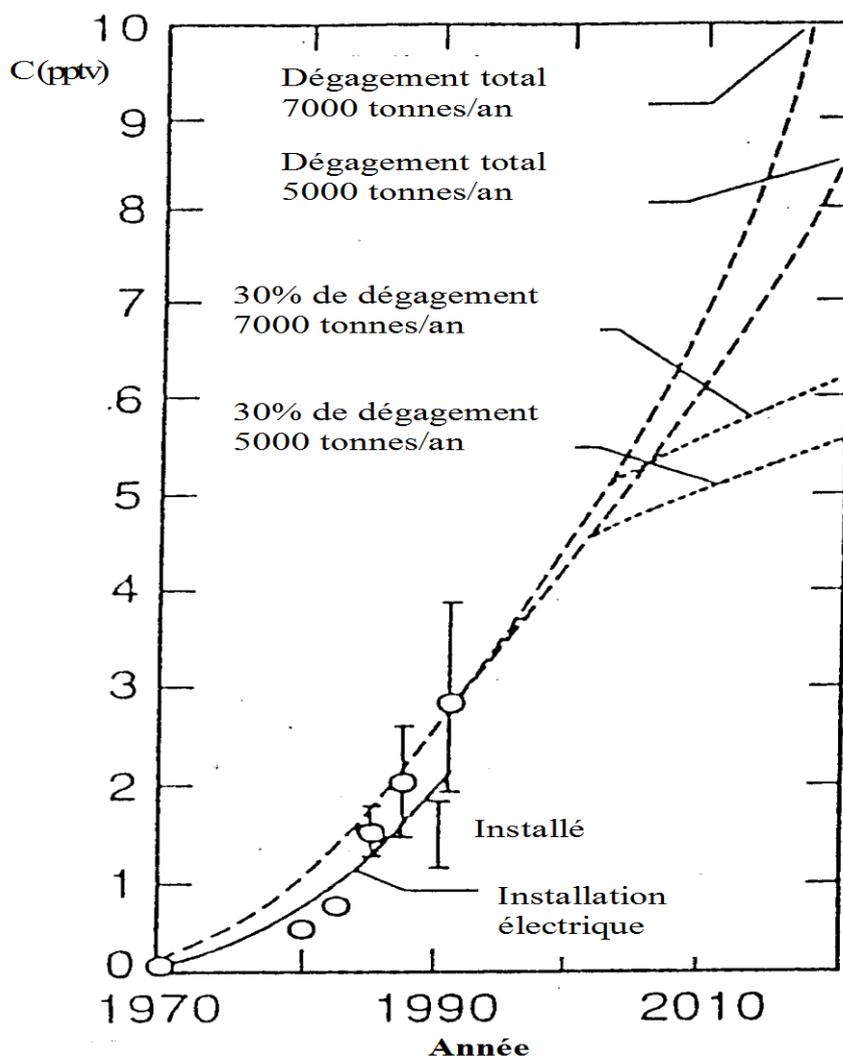


Figure 3. Evolution de la concentration du SF₆ (Concentration en pptv) dans l'atmosphère depuis 1970.

Sur la figure 3, les lignes continues représentent la quantité réelle du SF₆ utilisée par les équipements électriques, les cercles représentent les mesures des concentrations du SF₆ dans l'atmosphère. La barre, nommée installée est la quantité du SF₆ se trouvant dans les équipements électriques à travers le monde en 1990.

I-2-4. Possibilités de remplacement du SF₆

Lors de la troisième conférence de Kyoto en décembre 1997, un accord a été conclu pour la réduction des émissions agrégées de six gaz à effet de serre (CO₂, CH₄, N₂O, les hydro fluorocarbures (HFC), les perfluorocarbures (PFC), et l'hexafluorure de Soufre(SF₆). L'éventuel recours de la part de certains pays à imposer une réglementation ou des restrictions pour l'utilisation du SF₆, constitue un souci majeur pour les professionnels et les industriels du secteur de l'industrie électrotechnique.

Pour pouvoir remplacer le SF₆, les gaz et les mélanges doivent se conformer aux exigences suivantes :

- Une propriété diélectrique acceptable.
- La réduction du coût des installations et de fonctionnement.
- Insensibilité aux effets des contaminants et des états des surfaces.
- Respect de l'environnement.
- Sécurité du personnel et des installations (moins de toxicité et de corrosion).

Il est bien connu que les performances d'isolation du SF₆ sont limitées par la rigidité diélectrique en champ non uniforme. Les propriétés du gaz qui sont principalement responsables de la haute rigidité sont celles qui résultent par une réduction de l'amplification des électrons lorsque le gaz est soumis à des contraintes. Pour que cette réduction se réalise le gaz doit:

- être électronégatif et par conséquent avoir une grande capacité d'attachement.
- avoir un pouvoir de retardement des électrons libres.

Malgré, les recherches intensives de ces dernières années, aucun gaz possède des propriétés proches du SF₆ n'a été trouvé. Certains mélanges fluorocarbures peuvent avoir des rigidités diélectriques nettement supérieures au SF₆ comme on peut le voir dans tableau 4 [I-3]. Mais ces composés sont des gaz à effet de serre et par conséquent ils sont écologiquement non acceptables, en plus leur toxicité et leur stabilité ne sont pas connues sous les conditions réelles de claquage.

Composé	Rigidité diélectrique
SF ₆	1
C ₄ F ₁₀	1.12
C ₅ F ₁₂	1.489
C ₆ F ₁₄	1.922
C ₄ F ₈	1.110
C ₂ F ₅ Cl	1.008
C ₂ F ₄ Cl ₂	1.452
C ₂ F ₃ Cl ₃	1.977
CF ₂ Cl ₂	0.919
CF ₃ Cl ₃	1.566
CCl ₄	2.01
CF ₂ ClBr	1.311
CHCl ₃	1.504
CF ₃ SF ₅	1.280
CF ₃ CN	1.340
C ₂ F ₅ CN	1.850
C ₃ F ₇ CN	2.330
C ₄ F ₆	2.060
CF ₃ NSF ₂	2.050

Tableau 4. Rigidités diélectriques des différents mélanges fluorocarbures [I-13].

Parmi les mélanges qui sont sérieusement considérés comme solution pour le court terme, le mélange SF₆-N₂. La combinaison du SF₆ avec l'azote, permet d'une part de réduire l'énergie des électrons et ensuite de les envoyer dans la zone où ils peuvent être capturés. L'azote ralentit le mouvement des électrons libres en leur prélevant une grande partie de leur énergie et la molécule du SF₆ les capte grâce au processus d'attachement.

I-2-5. Propriétés physico-chimiques de l'azote (N₂)

L'azote est le constituant majoritaire de l'atmosphère terrestre, environ 78 % en volume. Il est incolore, inodore, inflammable, non corrosif et non toxique. Toutefois, lorsqu'il est en très grande quantité, il peut être asphyxiant (par déplacement de l'oxygène).

Les propriétés physico-chimiques de l'azote sont résumées dans le tableau 4 ci-dessous [I-14].

Paramètres	Valeur	Conditions
Constante diélectrique	1	à T = 25°C et p = 1 bar
Facteur de perte diélectrique tan(δ)	= 0 (inférieure à $2 \cdot 10^{-7}$)	
Masse spécifique	1,18 kg/m³	à p= 1 bar et T = 20°C
Dimension moléculaire	3 à 4 Å	
Point triple	T = -210 °C ; p = 0,12 bars; L _f = 6,15 kcal/kg	
Point critique	T = -146,4 °C ; p = 33,99 bars ; ρ = 314 kg/m³	
Facteur de compressibilité Z(pV/RT)	0,9984	à T = 27 °C et p = 10 bars
	0,9965	à T = 7 °C et p = 10 bars
	0,9991	à T = 27 °C et p = 5 bars
Conductivité thermique (mW/cm.°C)	0,258	à T = 27°C et p = 1 bars
	0,244	à T = 7°C et p = 1 bars
	0,262	à T = 27°C et p = 10 bars

Tableau 5. Paramètres physico-chimiques de l'azote [I-14].

Sous forme gazeuse, l'azote ne se liquéfie qu'à de très basse températures : - 196°C pour une pression de 1 bar. Cette propriété lui confère un avantage indéniable sur le SF₆ pour une utilisation dans les régions de climat très froid. La conductivité thermique de l'azote est plus élevée que celle du SF₆. Ce gaz isolant est effectivement adapté pour une éventuelle utilisation sur une très grande échelle de température. La rigidité diélectrique de l'azote est 2 à 3 fois plus faible que celle du SF₆.

Afin d'égaliser les performances diélectriques du SF₆ on peut miser sur l'augmentation de la pression d'utilisation de l'azote, on a envisagé a priori une pression d'azote environ trois fois supérieure à la pression usuelle de SF₆ pour atteindre la même tenue diélectrique.

La contribution majeure de l'azote dans le mélange SF₆-N₂ est de ralentir les collisions électroniques en réduisant l'énergie des électrons. Le processus vibratoire intense tend à renvoyer les électrons dans la zone où la probabilité d'attachement du SF₆ est élevée. L'effet de synergie de l'azote a été mis en évidence et l'abondance de l'azote dans l'air lui donne un atout supplémentaire du point de vue coût.

Les avantages d'un tel mélange résident dans:

- La réduction du coût du système.
- L'utilisation d'une faible concentration du SF₆ dans le mélange fournit une solution au problème de la contribution de ce dernier au réchauffement de l'atmosphère.
- Elargissement de l'utilisation de l'isolant aux zones très froides et à des pressions relativement élevées sans pour autant provoquer la liquéfaction du diélectrique. Ceci peut être vérifié par les courbes de pression de vapeur représentées sur la figure 4, pour le SF₆, N₂ et le mélange SF₆-N₂.

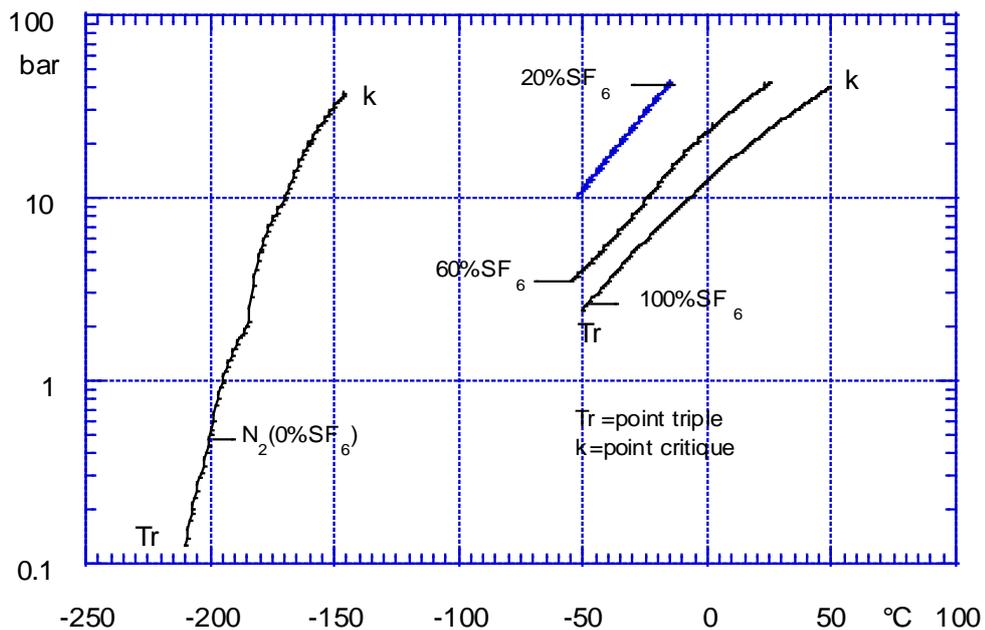


Figure 4. Courbes de pression de vapeur pour le SF₆, N₂ et SF₆-N₂ [I-15].

On peut constater que le SF₆ se liquéfie à des températures nettement supérieures à celles de l'azote. Avec le mélange SF₆-N₂ où le gaz idéal est l'azote et le SF₆ est considéré comme gaz condensable, la liquéfaction du mélange dépend de la pression partielle du SF₆. La diminution de cette pression partielle cause un élargissement de l'intervalle de pression et de

température dans lesquels le SF₆ ne se condense pas, ce qui est un atout pour les équipements travaillant à hautes pressions et à basses températures.

- La rigidité diélectrique du mélange est moins sensible à la non uniformité du champ électrique, à l'état de la surface et à la présence des particules libres.
- La décomposition chimique du mélange en présence d'une décharge électrique et en présence d'impuretés comme l'oxygène a révélé la présence en faibles proportions de l'oxyde d'azote ainsi que les halogénures d'azote NF₃, les radicaux NF₂ (de N₂F₂) et le NF (de NF₃), il faut noter que NF₃ et N₂F₂ sont stables[I-16]. Les produits SF₅NF₂ et (SF₅)₂NF ont été détectés dans les mélanges 10%SF₆/90%N₂, le S₂F₁₀ est présent avec relativement de faibles quantités, par contre, le produit (SF₄+SOF₂) est formé en larges quantités, le composé (SOF₄+SO₂F₂) est produit avec les mêmes proportions que pour le SF₆ pure. Concernant les produits S₂OF₁₀ ET S₂O₂F₁₀ leurs quantités sont les mêmes tandis que, le produit S₂O₃F₆ n'apparaît que dans les mélanges SF₆-N₂ [I-17].

La diminution de la concentration du SF₆ dans le mélange provoque:

- Une diminution des réactions de recombinaison dans le SF₆.
- Une augmentation relative des impuretés (H₂O, O₂) par rapport au SF₆.

I-3. Conclusion.

La majorité des chercheurs dans le domaine d'isolation à haute tension, considèrent que le SF₆ comme le gaz le plus adapté du point de vue rigidité diélectrique dans les systèmes à haute tension. Devant les problèmes issus de sa décomposition et son effet négatif sur l'atmosphère, le SF₆ devient indésirable. Une solution pour le long terme consiste à son élimination complète ce qui est actuellement pratiquement impossible. La solution la plus plausible pour le court terme, est de réduire la concentration du SF₆ dans l'atmosphère en utilisant un mélange SF₆-N₂. Il faut noter que ce mélange est déjà utilisé dans les régions où la température est très basse.

Ce mélange a été le sujet le plus traité théoriquement et expérimentalement. Néanmoins des études supplémentaires sont nécessaires pour expliquer le comportement de ce mélange dans les pressions très hautes et pour des champs fortement divergents.

Chapitre II

II-1. Introduction

Un gaz constitue un isolant parfait puisqu'il ne contient que des atomes et molécules neutres. En pratique, un gaz contient toujours un certain nombre de particules chargées. Celles-ci proviennent principalement des cascades d'électrons et d'ions résultant du rayonnement cosmique et de la radioactivité terrestre. Lorsque le gaz est soumis à une tension il passe d'un état quasi-isolant à un état plus au moins conducteur.

La connaissance du processus de transport des charges électriques, d'ionisation, d'attachement et de détachement est nécessaire pour pouvoir prédire les conditions de rupture de l'intervalle. Les informations sur l'excitation et la dissociation permettent une évaluation adéquate de la stabilité chimique du gaz soumis à une décharge électrique.

Les paramètres de collisions microscopiques tels que la section efficace pour les espèces individuelles dans ce cas le SF₆ et l'azote, sont supposées les mêmes, que ce soit dans leurs états purs ou dans le mélange. Par contre pour les paramètres macroscopiques de transport des ions et des électrons dépendent de la composition du mélange.

Dans une décharge électrique il est extrêmement difficile de résoudre la fonction de distribution des vitesses des particules. Les seules grandeurs auxquelles on accède couramment sont des grandeurs macroscopiques qui se définissent comme des valeurs moyennes des grandeurs microscopiques. Dans un milieu ionisé ces grandeurs correspondent à la vitesse de dérive, la mobilité et les coefficients de diffusion, d'ionisation, d'attachement et de recombinaison.

Dans ce chapitre, des résumés sur les théories des claquages dans les gaz, les théories des mobilités des porteurs de charges ainsi que sur l'utilisation de la spectroscopie pour l'analyse des décharges électriques sont évoqués.

II-2. Rappels théoriques

II-2-1. Propriétés physiques des gaz isolants :

- Vitesse de dérive (w) :

Considérons un ensemble de particules chargées de même type, situé dans un gaz de particules neutres. En absence de forces extérieures aucune direction n'est privilégiée et la fonction de distribution des vitesses des ions ou des électrons est isotrope. Si nous appliquons un champ électrique constant l'ensemble des particules va alors se déplacer collectivement dans la direction de la force induite par le champ. La vitesse moyenne avec laquelle le centre de masse de cet ensemble de particules se déplace dans la direction du champ électrique est appelée vitesse de dérive (w). Cette vitesse peut être déterminé par la relation suivante :

$$w = \mu E \quad \text{II-1}$$

Où μ représente la mobilité des particules chargées.

E est la valeur du champ électrique.

En terme de variables réduites E/P (ou E/N) la relation précédente s'écrira :

$$w = (\mu p) E / p = \mu N (E/N) \quad \text{II-2}$$

p est la pression exprimée en Torrs et N est la densité du gaz.

μ est la mobilité.

- Coefficient de diffusion (D)

Dans un gaz les différences de concentration des particules d'une région à une autre créent un déplacement des particules des régions de haute concentration vers les régions de basse concentration. Le flux de diffusion par unité de surface (exprimé en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) est proportionnel au gradient de densité suivant la relation :

$$\phi = -D \text{grad} N \quad \text{II-3}$$

D est le coefficient de diffusion.

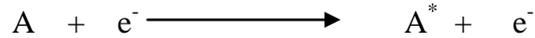
- Coefficient d'ionisation (α):

Lorsque l'énergie des électrons est suffisamment grande, ils peuvent ioniser les molécules du gaz. Pour caractériser ce processus on introduit une grandeur α appelée coefficient d'ionisation (ou premier coefficient de Townsend). Ce coefficient représente le nombre de paires ions électrons créés par centimètre de parcours dans la direction de

l'accélération. Dans ces conditions, si on suppose qu'un électron se déplace entre deux électrodes parallèles et se heurte avec une molécule neutre, il provoque trois réactions :

1- Si la collision est élastique l'électron perd une partie de son énergie au profit de la molécule (plus lourde) et peut changer de direction.

2- Si la collision est inélastique un atome excité apparaît :



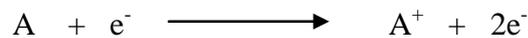
Où A est l'atome neutre et A* est l'atome excité.

Après un court moment de l'ordre de μs l'atome excité libère un photon :



h est la constante de Planck et λ est la fréquence de radiation.

3- Pour des niveaux d'énergie élevés la collision permet la libération d'un nouvel électron et l'apparition d'un ion positif :

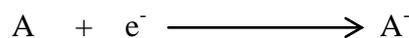


Ce mécanisme est le plus important pour l'amorçage du claquage.

Le coefficient d'ionisation: $\alpha = \frac{\text{nombre.d'électrons.nouveaux}}{\text{distance(cm,.en.direction.du;champ)}}$

- Coefficient d'attachement (η):

Le coefficient d'attachement (η) caractérise le nombre d'électrons qui disparaissent par unité de longueur par suite des processus d'attachement. Dans ce cas le courant ne peut que décroître en fonction de la position :



La détermination aussi bien théorique qu'expérimentale du coefficient d'attachement est plus délicate que son homologue α . La principale raison est que les mécanismes caractérisant l'attachement des électrons sont plus complexes que ceux caractérisant l'ionisation. En outre l'attachement s'effectue à basse énergie électronique.

- Coefficient d'ionisation effectif $\bar{\alpha}$

Lorsque les processus d'ionisation et d'attachement coexistent, il est difficile de déterminer séparément les deux coefficients. Le coefficient d'ionisation effectif est donné par la relation suivante: $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$

La dépendance du courant total relativement de α et η est très complexe, la variation du courant en fonction de la distance inter électrode (d) est donnée par l'expression:

$$i(d) = i_0 \left\{ \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \exp \left[\frac{\alpha - \eta}{N} (d - x_0) N \right] - \frac{\eta}{\alpha - \eta} \right\} \quad \text{II-4}$$

Lorsque η est beaucoup plus inférieur à α (fortes valeurs de E/N) le courant total ne dépend que de α .

Par contre si η est très supérieur à α (faibles valeurs de E/N , gaz très électronégatifs) on a :

$$i(d) = i_0 \left\{ 1 - \frac{\alpha}{\eta} \exp \left[\frac{-\eta}{N} (d - x_0) N \right] \right\} \quad \text{II-5}$$

Dans ce cas $i(d)$ est inférieur à i_0 aux faibles valeurs de d , mais tend vers i_0 lorsque d devient important.

- Coefficient de détachement

Les ions négatifs formés peuvent disparaître par l'intermédiaire de mécanismes très divers sous certaines conditions (pression, nature des ions négatifs, du champ électrique, ...etc.). Ces phénomènes de détachement semblent, dans les décharges à haute pression être l'origine principale d'électrons germes dans la décharge.



Le détachement est caractérisé par un coefficient de détachement qui peut être défini de la même manière que le coefficient d'ionisation et de d'attachement.

- Coefficient de recombinaison

En l'absence du champ électrique les électrons et les ions ne peuvent disparaître que par :

- diffusion des électrons vers les parois.
- attachement.
- recombinaison avec les ions positifs et négatifs présents à l'intérieur de l'enceinte.

Les phénomènes de recombinaison ne deviendront prépondérants que dans un gaz non électronégatif et aux fortes pressions. On définit le coefficient de recombinaison électron-ion positif α_r exprimé en $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ par la relation suivante :

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha_r n_e n_p \quad \text{II-6}$$

On définit de la même façon un coefficient de recombinaison ion positif - ion négatif.

II-2-2. Critères de rupture de l'intervalle dans un champ homogène

- Croissance d'une avalanche électronique

Le processus fondamental pour le développement d'une décharge dans un milieu gazeux est l'avalanche électronique. Suivant ce mécanisme, des électrons libres accélérés par le champ électrique peuvent acquérir de l'énergie suffisante pour provoquer, par des collisions, l'ionisation des molécules neutres, pendant leur mouvement dans l'espace inter-électrodes.

Le résultat est la formation des multiples paires électrons rapides - ions lourds formant une avalanche électronique à partir d'un électron initial. Le nombre N_0 d'électrons libres de l'avalanche augmente de façon exponentielle suivant la relation suivante:

$$N_e(x) = N_0 \exp\left[\int (\alpha - \eta) dx\right] = N_0 \exp\left[\int \bar{\alpha} dx\right] \quad \text{II-7}$$

Si les conditions de génération d'électrons libres ne sont pas favorables, ces avalanches électroniques deviennent des événements solitaires et s'éteignent naturellement lorsqu'elles approchent l'anode ou des régions de faible intensité de champ électrique.

Afin d'expliquer les phénomènes physiques qui conduisent au claquage d'un intervalle isolé par un gaz, différentes théories ont été développées au fil des années.

- Le mécanisme de Townsend

Selon ce type de claquage, la succession d'avalanches électroniques, initiées à la cathode est fondamentale. La formation d'une seule avalanche n'est pas capable de provoquer le claquage. La théorie de Townsend met donc en valeur des processus secondaires d'ionisation qui assurent la création des électrons pour le développement des nouvelles avalanches. Les principaux mécanismes de création d'électrons secondaires sont la photo ionisation dans le gaz (rôle des photons émis par des atomes excités ou réactions de recombinaison), l'émission photoélectrique par la cathode et le bombardement de la surface de la cathode par les ions positifs. En supposant que les électrons secondaires se produisent au niveau de la cathode, Geballe et Reeves [II-1], ont élaboré un critère, dit critère de Townsend, pour l'établissement d'une décharge autoentretenu qui pour des conditions strictement

homogènes (plan-plan) conduit rapidement au claquage. Selon ce critère, la condition pour un claquage est remplie lorsque:

$$\exp(\bar{\alpha}d) = \left(\frac{1}{\gamma} \right) \left(1 + \gamma + \frac{\eta}{\alpha} \right) \quad \text{II-8}$$

Avec γ le coefficient secondaire d'ionisation (nombre d'électrons secondaires émis par la cathode) et d la distance inter électrodes. Pour un intervalle induisant un champ électrique homogène, le champ de claquage déterminé par ce critère est proche à la valeur limite. La condition de claquage peut être simplifiée à l'expression, selon laquelle le claquage a lieu quand le champ permet à l'ionisation (α) de prédominer l'attachement (η).

Il faut noter que la théorie de Townsend est applicable pour des conditions quasi statiques et pour des champs strictement uniformes. Le critère établi permet une bonne prévision des tensions d'amorçage à basse pression, mais il est de peu d'utilité pour l'ingénieur des projets de haute tension. Pour des applications pratiques, les tensions sont des impulsions à front raide provoquant la rupture dans un temps très court. Or, le mécanisme de Townsend aboutit à des temps formatifs longs puisqu'il suppose que plusieurs avalanches sont engendrées avant que le claquage puisse avoir lieu. Son application pour une configuration de champs inhomogène est douteuse, surtout pour la polarité positive pour laquelle la formation des avalanches à la cathode n'est peut-être pas possible à cause de la forte réduction du champ. Par ailleurs, des temps formatifs si courts ont été observés, que même les électrons n'ont pas le temps de traverser l'intervalle. Ces amorçages extrêmement rapides ont conduit à l'élaboration de la théorie des streamers qui implique d'avantage des phénomènes d'ionisation dans le gaz, à proximité de la tête de l'avalanche.

Pourtant le mécanisme de Townsend peut être considéré comme le précurseur du mécanisme de streamer, du fait qu'il provoque une accumulation des charges d'espace qui perturbent localement le champ créant les conditions nécessaires pour le début d'un processus de formation d'un canal conducteur [II-2].

- Loi de Paschen

L'étude de la décharge type Townsend à montrer que la tension de rupture pouvait s'exprimer comme une fonction implicite de Pd. C'est ce qu'on appelle la loi de Paschen.

$$U_c = f(Pd)$$

II-9

Sur la figure 1, est présentée une courbe typique de Paschen.

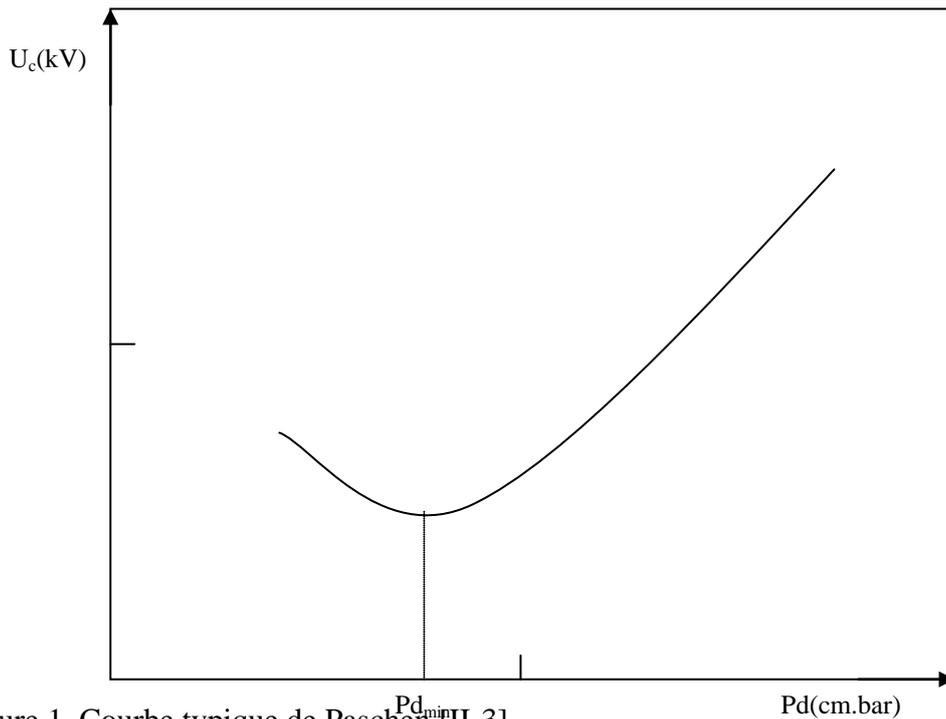


Figure 1. Courbe typique de Paschen [II-3].

La signification physique de cette loi peut être aisément compréhensive. En effet, si l'on diminue progressivement la pression P , les électrons effectuent de moins en moins de collisions. Si l'on veut maintenir les valeurs de $\bar{\alpha}$ suffisamment élevées de manière à ce que la condition de criticité soit préservée, le nombre de collisions ionisantes doit être augmenté. Dans ces conditions U_c doit être progressivement augmenté à mesure que la pression diminue. Par ailleurs, si le produit Pd croît, un électron accéléré par le champ électrique aura une probabilité plus grande de rencontrer une molécule du gaz, mais l'énergie moyenne acquise entre deux collisions étant plus faible, la probabilité d'obtenir une collision ionisante est relativement faible à moins d'augmenter la tension. Il s'ensuit que la courbe de Paschen doit nécessairement passer par un minimum.

- Déviations de la loi de Paschen.

Des déviations importantes par rapport à la loi de Paschen aux pressions élevées et aux distances relativement faibles ont été observées conduisant à la réduction des tensions de rupture de l'intervalle. Ces réductions peuvent atteindre jusqu'à 50% des valeurs estimées par la loi de Paschen [II-4]. Les diminutions des tensions de claquage pour le cas du SF₆ sont probablement causées par la distorsion du champ électrique dû essentiellement à la rugosité des surfaces des électrodes et à la présence des particules libres dans le milieu.

- Mécanismes des streamers

La théorie de streamer a été introduite afin d'expliquer comment une seule avalanche électronique de taille critique est suffisante de conduire au claquage rapide de l'intervalle. Un streamer est défini comme un canal filamentaire étroit prenant naissance généralement sur une électrode et caractérisé par:

- Une forte concentration de charge unipolaire.
- Une vitesse de croissance très élevée et par conséquent un temps de claquage réduit.

La propagation d'un streamer est essentiellement due à:

- La production des électrons par photo ionisation à la tête de l'avalanche.
- L'augmentation du champ électrique local due à l'effet de la charge d'espace.

- Effet de la charge d'espace

Dans un champ électrique proche du champ critique, les ions positifs se déplacent avec une vitesse de l'ordre de 10^5 cm sec^{-1} tandis que les électrons ont une vitesse de l'ordre de 10^7 cm sec^{-1} . Dans ce cas les ions positifs peuvent être considérés comme immobile par rapport aux électrons, l'avalanche qui se développe dans un champ uniforme se présente comme un nuage d'électrons en tête suivi par un nombre similaire d'ions positifs à la queue. Ceci provoque l'apparition d'une charge d'espace qui tend à déformer le champ électrique initial. L'effet immédiat de la charge d'espace est l'augmentation du champ électrique à la tête et à la queue et une diminution dans la zone intermédiaire entre les électrons et les ions

positifs comme on peut le voir sur la figure 2.

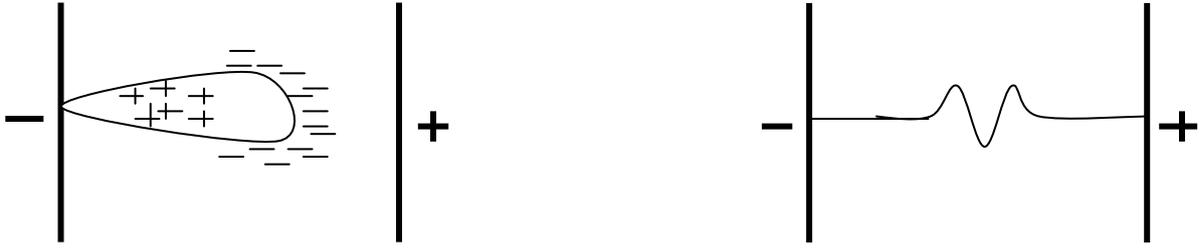


Figure 2: Evolution de la charge d'espace en champ uniforme.

Raether, Meek et Loeb ont élaboré des critères semi-empiriques pour la transition à la théorie des streamers (dards) basée sur la magnitude de la charge d'espace.

Raether [II-5] a postulé que le streamer peut se développer quand le mécanisme de Townsend à partir de la cathode produit un nombre d'électrons suffisant pour permettre au champ de la charge d'espace d'être comparable au champ appliqué.

Considérant un streamer négatif (figure 3b) Raether a établi l'égalité suivante:

$$E_s = \frac{q \exp(\alpha x)}{4\pi r_a \epsilon_0} = E \quad \text{II-10}$$

E_s est le champ correspondant à la charge d'espace.

x est la longueur de l'avalanche.

ϵ_0 = Constante diélectrique dans le vide.

q est la charge électronique.

Dans ce cas Raether a pris $\alpha d = 20$.

Meek et Loeb [II-6] ont considéré le streamer positif avec presque la même théorie de Raether (figure.3a). L'augmentation du champ est due à la charge d'espace des ions positifs laissés à la queue de l'avalanche. Les ions positifs apparaissent comme un canal à extrémité hémisphérique au fur et à mesure que le streamer se développe. Meek a formulé l'équation du champ produit par la charge d'espace à une distance r de la manière suivante:

$$E_s = \frac{4}{3} q r_s \alpha \exp(\alpha d) / r^2 \cong E \quad \text{II-11}$$

r_s est le rayon du streamer.

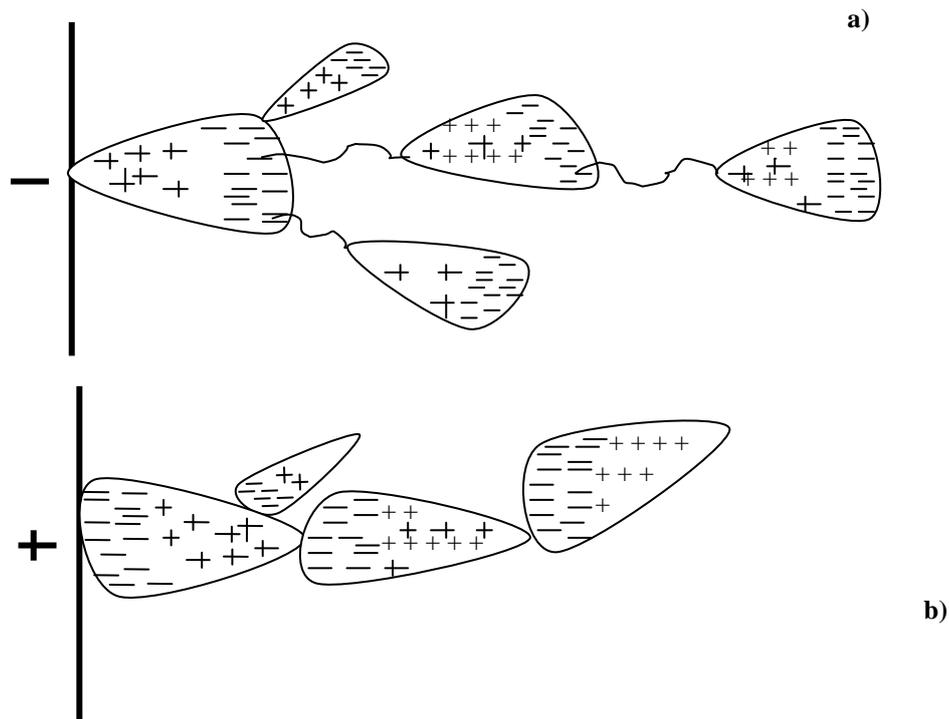


Figure 3. Propagation d'un streamer a) positif ; b) Négatif.

Pour des champs homogènes, lorsque le champ est suffisamment élevé, la formation du streamer conduit directement au claquage par une seule étape. En effet, le champ $E/P(x)$ est constant partout dans l'espace inter-électrodes et supérieur à la valeur critique de 89 kV/cm à la distance critique x_c .

II-2-3. Processus de calquage en champ fortement divergent

Les équipements de haute tension utilisant le SF_6 comme isolant sont fabriqués sans volume critique pour les différents types d'impulsions. S'il y a une défaillance quelconque de cet équipement engendrant une augmentation du champ électrique au-delà de la valeur prévisible il est presque certain que cela est dû à l'inhomogénéité du champ électrique. Dans ces conditions les paramètres principaux qui déterminent le comportement diélectrique et le régime de claquage sont la forme de la tension appliquée, l'état des surfaces et la pression du gaz.

- Décharge couronne en pointe-plan dans le SF₆.

Lorsqu'on applique une tension suffisante aux bornes d'un système d'électrodes à géométrie non homogène, on se trouve alors en présence d'un effet couronne qui apparaît sur l'une des électrodes appelée électrode active. Le seuil d'apparition de l'effet couronne dans un système pointe plan dépend de plusieurs paramètres à savoir la pression du gaz, la tension appliquée, la distance inter-électrodes et finalement le rayon de courbure de l'électrode pointe. Les décharges couronnes peuvent apparaître dans tous les gaz électronégatifs et elles ont été considérées comme des décharges erratiques accompagnées d'impulsions dans le circuit extérieur pour la polarité positive et négative.

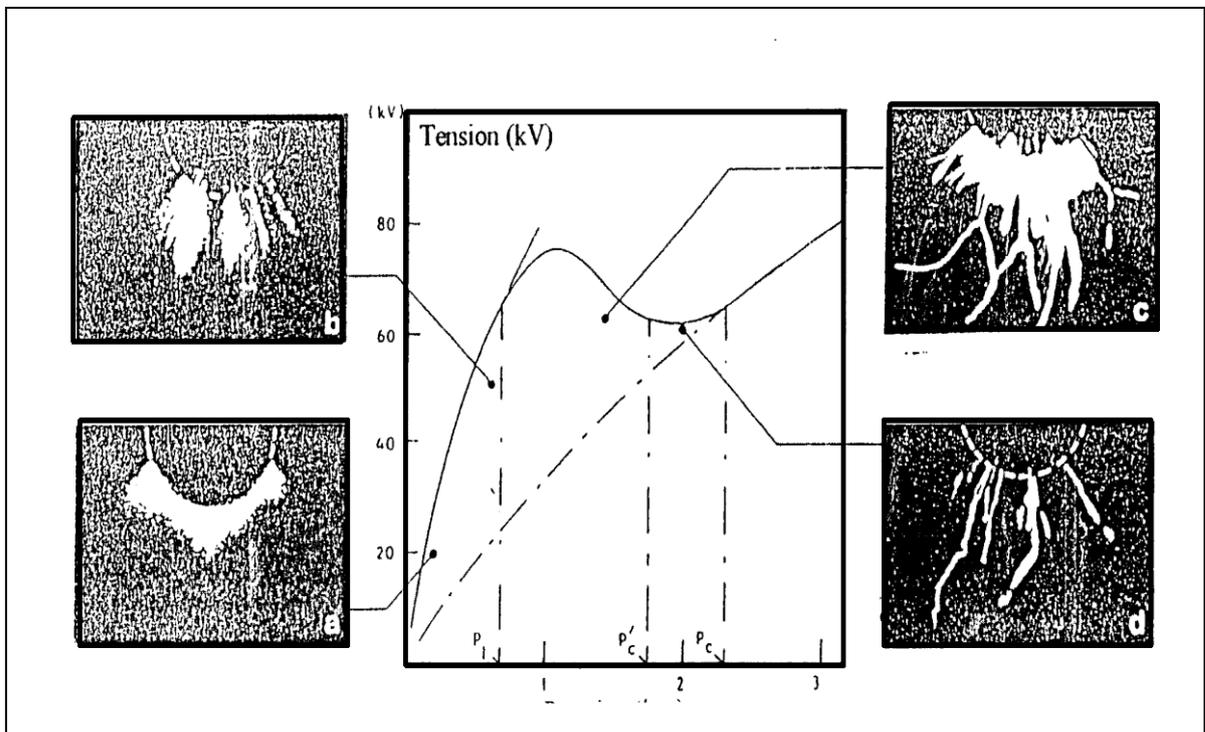


Figure 4. Décharge couronne continue en pointe anodique dans le SF₆ [II-7].

La figure 4, illustre l'aspect lumineux de la décharge couronne lorsque seule la pression varie. Sur cette figure apparaissent, toujours en fonction de la pression, les valeurs des tensions de claquage et des tensions seuils de la décharge couronne. Ces dernières correspondent aux tensions à partir desquelles sont détectées les premières impulsions du courant.

Les caractéristiques typiques du mécanisme de claquage d'un gaz électronégatif en présence d'un champ fortement divergent sont montrées sur la figure 5.

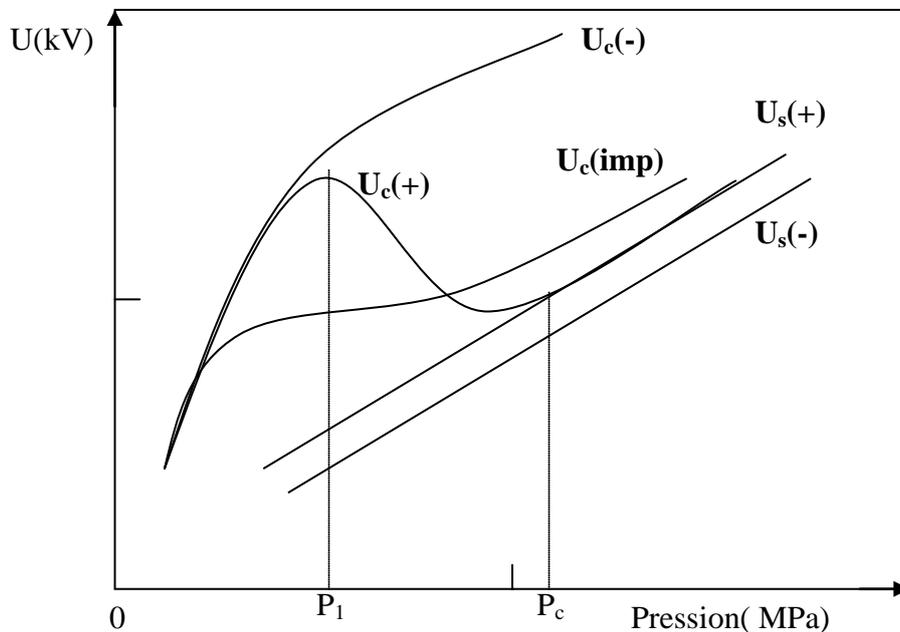


Figure 5. Tensions seuils de claquage et de décharges couronnes dans le SF₆ en fonction de la pression et pour les différentes formes de tensions avec un champ fortement divergent [II-8].

Les tensions seuils d'apparition de la décharge couronne représentant un claquage partiel au voisinage de l'électrode pointe est supérieur en polarité positive par rapport à la polarité négative, du fait que les avalanches se développent vers les régions à champ élevé [II-8]. Par contre, les tensions de claquage sont plus élevées en polarité négative et ils ne présentent pas de maximum. Pour les tensions alternatives le claquage se déroule dans le premier demi cycle positif et sa caractéristique ressemble à celle de la polarité positive. Pour les claquages dus à des impulsions positives la courbe présente un faible maximum comparé à celle de la polarité positive. Ceci est valable aussi pour l'impulsion négative.

L'écart existant entre la tension seuil (U_s) de la décharge couronne et la tension de claquage, caractérise ce qui est communément appelé l'effet protecteur (corona stabilisation)[II-9] de la

décharge couronne contre le claquage. Ce phénomène tient son nom du fait qu'en configuration pointe-plan, si une haute tension impulsionnelle (c'est-à-dire dont le temps de montée est très court), est appliquée à la pointe, le claquage survient pour des tensions généralement inférieures à celles des tensions continues. Les raisons avancées pour expliquer cette différence, sont qu'en décharge couronne sous tension continue et pour une tension inférieure à la tension disruptive, la charge d'espace constituée par la dérive des ions entre les électrodes, modifie la distribution du champ de telle sorte que la décharge ne peut exister qu'à proximité de la pointe. Signalons que cette notion de protection par effet couronne a bien évidemment suscité l'intérêt des chercheurs. L'effet protecteur peut être décomposé en fonction de la pression du gaz, en trois parties distinctes.

- Pour les pressions les plus basses ($p < p_1$), la protection contre le claquage assurée par la décharge couronne augmente régulièrement jusqu'à atteindre un maximum. Dans cette phase, la tension augmente quasi-linéairement avec la pression et une décharge diffuse prend naissance au bout de la pointe. L'augmentation de la pression provoque la transition progressive vers un régime de décharges filamenteuses (type streamer) confinées à quelques millimètres de la pointe [II-10].
- A basse pression et jusqu'à la pression p_1 , le claquage se produit suite à la propagation d'un streamer de la pointe vers le plan [II-9]. Selon Farish [II-10], ceci est possible dès lors que la distribution axiale du champ est telle que le rapport E/P est partout supérieur à la valeur critique de 45 kV/cm/bar pour le SF₆, car d'après l'auteur ce type de claquage ne peut avoir lieu que si les conditions de propagation du streamer sont garanties.
- En augmentant d'avantage la pression ($p > p_1$), la figure nous montre une dégradation manifeste de l'effet protecteur qui se traduit par une réduction abrupte, en fonction de la pression, de l'écart entre les tensions seuils et les tensions de claquage. Cette phase de dégradation de l'effet protecteur atteint son maximum pour une valeur critique de la pression p_c , passé cette limite, la décharge couronne n'existe plus et que le claquage représente la seule manifestation électrique possible.

II-2-4. Détermination de la tension seuil de la décharge couronne dans le SF₆

La forte électronégativité du SF₆ et l'inhomogénéité du champ facilitent la concentration des charges d'espaces (ions) dans la région de champ faible. Cette accumulation des charges d'espaces dans l'intervalle perturbe localement la valeur du champ et influence le processus de claquage. Pour ces conditions le streamer peut se limiter à une décharge de type couronne. L'effet de stabilisation du champ par le nuage d'ions due à cette décharge couronne autour de la pointe exige des tensions de claquage nettement supérieures à celles obtenues par le critère des streamers. Pour des configurations induisant des champs fortement inhomogènes cette valeur calculée correspond plutôt à la valeur d'amorçage de la couronne U_s et non pas la valeur de claquage. Un modèle théorique a été proposé par Nitta et Shibuya [II-11] pour le calcul de la tension de la décharge couronne en présence dans champ fortement divergent et

qui est basé sur le critère des Streamers $\int_0^{x_c} (\alpha - \eta) dx = K$.

$$V_{\text{seuil}} = \left(\frac{E}{P} \right)_{\text{lim}} \cdot u \cdot p \cdot d \left(1 + \frac{C}{\sqrt{P \cdot r_p}} \right) \quad \text{II-12}$$

$(E/p)_{\text{lim}}$ est le champ critique en kV/cm.bar, P est la pression (en bar) et u est le facteur

d'utilisation du champ; $u = \frac{E_{\text{moyen}}}{E_{\text{maximum}}}$

Pour le cas d'une configuration pointe-plan la valeur de u est donnée par l'expression [II-13]:

$$u = r_p \cdot \frac{\ln(1 + 2d/r_p)}{2d} \quad \text{II-13}$$

r_p est le rayon de la pointe.

La constante C est donnée par l'équation suivante:

$$C = \sqrt{\frac{4K}{\beta \cdot (E/p)_{\text{lim}}}} \quad \text{II-14}$$

Avec K correspondant au critère des streamers et la constante β vient d'une approximation du coefficient d'ionisation effectif $\bar{\alpha}$ du SF₆:

$$\bar{\alpha} = \beta \cdot [(E/p) - (E/p)_{\text{lim}}] \quad \text{II-15}$$

II-2-5. Facteurs influençant la tenue diélectrique du SF₆

Le comportement du SF₆ est tributaire des phénomènes tendant à modifier le champ car le coefficient d'ionisation effectif augmente très rapidement en fonction du champ. Parmi les facteurs influents sur la tenue diélectrique, nous examinons l'effet des particules métalliques et la nature des matériaux des électrodes.

- Les particules métalliques

La présence des particules peut réduire de manière notable la tension d'amorçage de l'intervalle. Cette réduction est fonction de leur dimension, de leur matériau, de leur position dans l'intervalle, ainsi que de la nature du gaz et de celle de la tension appliquée. La réduction de la tension d'amorçage due à la présence des particules est plus importante sous tension continue que sous tension alternative[II-13]. Les phénomènes de charge d'espace en continue et les alternances en alternative provoquent le va et vient des particules entre les électrodes. Toutefois, la probabilité qu'elles atteignent à chaque fois une des électrodes est beaucoup plus réduite en alternative qu'en continue, du fait de la durée relativement courte des alternances. En onde de choc, les particules ont encore moins de temps pour atteindre les électrodes.

Sommairement, l'influence des particules conductrices sur la tenue diélectrique des systèmes isolés par le SF₆ s'explique par le fait, qu'en raison justement de leur caractère conducteur, les lignes de champ électrique convergent à leur proximité. L'augmentation consécutive de l'intensité du champ favorise le développement de décharge à leur niveau.

Un des moyens classiques pour s'affranchir des effets des particules est de les entraîner dans une région à champ faible voir nul et de les piéger. Ainsi, dans la plupart des équipements au SF₆, on trouve des pièges à particules permettant de maintenir les particules dans des poches ou elles ont été isolées par le champ.

- Le matériau des électrodes

Le matériau des électrodes, particulièrement celui de la cathode, influe sur la décharge à travers l'émission électronique par les ions positifs et par les photons, surtout dans les configurations où la pression et le champ sont élevés. La rugosité de la surface des électrodes, en particulier les protubérances (aspérités), génère des champs locaux nettement supérieurs au champ appliqué. La diminution de la tension d'amorçage dépend de la hauteur de l'aspérité (h) et de la pression (P). En effet, Pederson [II-4] a fait mention d'une diminution de la tension d'amorçage à partir de $Ph > 0.04 \text{ bar.cm}$.

II-2-6. Décharge dans l'azote (N_2)

Les phénomènes de photo ionisation prennent le pas sur les autres processus dans l'initiation de la décharge dans l'azote. L'auto détachement est particulièrement peu actif puisque l'azote n'est pas électronégatif et la présence des ions négatifs est peu fréquente dans ce milieu. Ces spécificités font que l'initiation et le développement de la décharge dans l'azote diffèrent quelque peu de ceux dans le SF_6 [II-14]. A partir de la relation générale du premier coefficient, la tension d'amorçage d'un intervalle de gaz (dans les configurations de champ uniforme et pour des pressions peu élevées) est donnée par [II-15].

$$V_b = \frac{BPd}{\ln(Pd)+k} \quad \text{II-16}$$

Dans la plage de Pd comprise entre 10 et 140 bar.cm, la valeur de k peut être constante et égale à 3.8636. Dans l'azote pur le coefficient d'ionisation peut être déterminé par l'approximation suivante :

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left[\frac{-B}{E/p}\right] \quad \text{II-17}$$

$A=66 \text{ kPa}^{-1}\text{cm}^{-1}$ et $B=2.15 \text{ kV/kPa.cm}$ [II-16].

Qualitativement, la photo ionisation est le processus prédominant dans la décharge dans un intervalle de N_2 même à basse pression [II-17,II-18]. Cette prédominance se traduit par une intense activité lumineuse lors de la décharge. Les photons ionisants peuvent être émis par des états excités des molécules de N_2 [II-19] et par les impuretés gazeuses présentes dans l'intervalle. En provoquant l'ionisation des molécules de N_2 (émission des électrons), ces photons sont les principaux agents de propagation du streamer.

II-2-7. Facteurs influençant la tenue diélectrique de l'azote

A l'instar du SF₆, le comportement de l'azote est assujéti aux facteurs qui modifient le champ ou les phénomènes photoniques dans l'intervalle. Toutefois, la croissance du coefficient primaire d'ionisation en fonction du champ est relativement moins rapide dans l'azote que dans le SF₆. Les effets des facteurs agissant sur le champ sont comparativement moins prononcés dans un intervalle d'azote que dans celui de SF₆. C'est entre autres le cas des particules métalliques fixes et libres.

Les matériaux des électrodes, en intervenant dans la décharge par le biais des mécanismes secondaires d'émissions suite aux bombardements ioniques ou photoniques, auront une influence non négligeable à cause du rôle prépondérant de la photo ionisation dans l'azote.

Quant aux impuretés gazeuses, leur impact sera lié à leur comportement vis à vis des phénomènes photoniques. La tenue de l'intervalle sera réduite par les molécules des impuretés si leur énergie d'ionisation et/ou leur énergie d'émission de photons sont inférieures à celles de la molécule d'azote (neutre ou excitée).

II-2-8. Décharge électrique dans le mélange SF₆-N₂

L'association de N₂ et de SF₆ permet d'utiliser au maximum les qualités de chacun des gaz. En effet, le SF₆ est un gaz électronégatif dont les capacités d'attachement sont particulièrement efficaces. L'azote, quant à lui, a de bonnes qualités de ralentissement des électrons énergiques.

Ainsi dans le mélange les électrons aptes à ioniser les atomes et à déclencher une avalanche électronique, sont ralentis par les molécules d'azote et arrivent dans des domaines d'énergie où le SF₆ a les capacités d'attachement les plus grandes.

Le coefficient d'ionisation effectif pour le mélange SF₆-N₂ est donné par l'expression suivante :

$$\left(\frac{\bar{\alpha}}{P}\right)_{\text{lim}} = z \cdot (\bar{\alpha} / P)_{\text{SF}_6} + (1 - z) \cdot (\alpha / P)_{\text{N}_2} \quad \text{II-18}$$

Avec z = le taux du SF₆ dans le mélange : $z = P(\text{SF}_6) / P$.

$$\frac{\bar{\alpha}}{P} = .z\beta[(E/P) - (E/P)_{lim}] + (1-z)A \exp\left(\frac{-B}{(E/P)}\right) \quad \text{II-19}$$

$(E/P)_{lim}$ diminue avec la diminution de la quantité de SF₆ dans le mélange et l'expression précédente prendra la forme suivante :

$$\left(\frac{\bar{\alpha}}{P}\right)_{mél} = .\beta_m [(E/P) - (E/P)'_{lim}] \quad \text{II-20}$$

Malik et Qureshi [II-20] ont calculé $(E/P)_{lim}$ pour le mélange SF₆-N₂ en supposant que l'azote et le SF₆ ne réagissent pas avec les électrons de même énergie.

Cependant cette supposition n'est pas rigoureusement correcte. Kline et al. [II-21] ont utilisé l'expression empirique suivante pour déterminer $(E/N)_{lim}$ et qui semble donner des résultats plutôt satisfaisant.

$$\left(\frac{E}{N}\right)_{lim} = \left(\frac{E}{N}\right)_{SF_6} \cdot (\%SF_6)^{0.18} \quad \text{II-21}$$

N est la densité.

La détermination de la tension seuil de la décharge dans les mélanges prend la même forme que celle décrite par Nitta et Shibuya [II-11], avec le changement de $(E/P)_{lim}$ et de C_m .

$$U_s = \left(\frac{E}{P}\right)'_{lim} \cdot u \cdot P \cdot d \left(1 + \frac{C_m}{\sqrt{P \cdot r_p}}\right) \quad \text{II-22}$$

La constante C_m est déterminée par la relation suivante:

$$C_m = \sqrt{\frac{4K}{\beta_m * (E/P)_{lim}}} \quad \text{II-23}$$

K est le coefficient représentant le critère d'apparition des streamers.

II-3. Transport des porteurs de charges

La connaissance de la vitesse de dérive et la mobilité des différentes espèces ioniques dans les gaz est d'une importance pratique et théorique considérable pour le physicien en lui donnant les informations sur les ions et les gaz, et pour l'électrotechnicien à cause du rapport qui existe entre le mouvement des ions dans les gaz et les phénomènes de décharges électriques qui s'y passent. La détermination de la mobilité permet le calcul des coefficients de recombinaison des ions-ions, donne les informations sur le potentiel d'interaction ions-molécules et sur le taux de dispersion des ions dans le gaz dû aux forces de répulsions mutuelles [II-22]. Lorsque les ions sont exposés à un champ électrique E , ils gagnent de l'énergie entre les collisions et ils la perdent dans les collisions. Si on prend eE la force électrique exercée sur l'ion et $\frac{eE}{m}$ son accélération, la vitesse acquise entre les collisions est donc $\frac{eEt}{m}$ où t est le temps nécessaire pour l'ion de parcourir le libre parcours moyen (λ) et il est proportionnel à $1/P$, donc l'énergie est proportionnelle à $\left(\frac{E}{P}\right)^2$.

Pour les conditions standard de température et de pression, la mobilité est de quelque cm^2/Vsec . Souvent les ions positifs et négatifs des espèces donnés ont les mêmes valeurs de mobilité

II-3-1 Théorie classique de la mobilité

En 1903 Langevin [II-23] a publié sa première théorie sur la mobilité ionique basée sur l'énergie cinétique des gaz. Il a considéré les ions et les molécules comme des sphères solides et élastiques et seules les forces répulsives à l'instant de l'impact ont été prises en considération. Pour un rapport de $\left(\frac{E}{P}\right)$ faible, l'énergie du champ est négligeable par rapport à l'énergie thermique. Langevin a obtenu l'équation suivante pour la mobilité (μ):

$$\mu = \frac{e\lambda}{m\bar{v}} \quad (\text{II-24})$$

λ est le libre parcours moyen.

\bar{v} est la vitesse thermique moyenne.

e est la charge électrique de l'ion.

En prenant en considération les forces d'attraction, Langevin a formulé l'expression suivante

pour le calcul de la mobilité ionique d'un gaz:

$$\mu = \frac{A(\lambda)}{\sqrt{\rho(\varepsilon - 1)}} \sqrt{(1 + M/m)} \quad \text{II-25}$$

ρ est la masse volumique du gaz.

A est une grandeur dépendante de λ et dont la variation est donnée par [II-24].

ε est la constante diélectrique du gaz.

m est la masse ionique.

M est la masse de la molécule.

Pour des valeurs relativement large de A ($A=0.75$), l'expression (II-25) prend la forme suivante:

$$\mu_e = \frac{0.75e}{D_{12}^2 \sqrt{2\pi\rho}} \sqrt{(1 + M/m)} \quad \text{II-26}$$

P est la pression en atmosphère.

D_{12} est la somme des rayons des molécules et d'ions.

Pour des valeurs de λ approchant zéro les forces de polarisation prédominent et pour $A = 0.5105$, l'expression (II-25) devient:

$$\mu_p = \frac{0.5105}{\sqrt{\rho(\varepsilon - 1)}} \sqrt{(1 + M/m)} \quad \text{II-27}$$

Dans l'expression (II-27) l'absence de la charge ionique, malgré que la force exercée sur l'ion à cause du champ E soit directement proportionnelle à la charge (e) s'explique par le fait que la perte de la quantité de mouvement est aussi proportionnelle à (e) et par conséquent (e) est simplifiée. L'indépendance à la variation de la température s'explique de la même manière, c'est à dire avec l'augmentation de la température la vitesse thermique des ions augmente et la perte de la quantité de mouvement diminue suffisamment pour éliminer l'effet de la température. L'équation de Langevin dans la limite de polarisation apparaît comme l'équation la plus appropriée pour la détermination de la mobilité ionique.

En utilisant l'approche quantique la théorie de Langevin évoluée prend la forme suivante:

$$\mu = \frac{35.9}{P \sqrt{(\alpha/a_0^3)M}} \sqrt{\frac{m+M}{m}} \quad \text{II-28}$$

Où α_p est la polarisabilité (en unité atomique).

a_0 est le rayon de Bohr.

II-3-2. Détermination de la mobilité par la méthode directe dite de temps de vol

L'estimation directe de la mobilité ionique consiste à mesurer le temps de transit des ions.

$$k = \frac{d^2}{vt} \quad \text{II-29}$$

v est la différence de potentiel entre deux électrodes en parallèle.

t est le temps de transit des ions.

d est la distance inter-électrodes.

La conductivité naturelle du diélectrique est très faible et irrégulière et par conséquent pour mesurer la mobilité la densité des charges doit être augmentée ceci peut se faire par une excitation externe transitoire.

Les principales méthodes d'excitation utilisées sont les suivantes:

- Faisceau des rayons X qui peut créer des charges positives et négatives [II-24]
- Flash ultraviolet (UV) pour injection des électrons sur une photocathode. Ce procédé est facile mais ne peut mesurer que les porteurs de charges négatifs [II-25]
- Faisceau d'électrons de quelques KeV d'énergie où la densité des électrons est réglable.

Pour avoir une comparaison juste entre ces travaux, on a introduit le terme de mobilités réduites (μ_0) qui sont des valeurs mesurées pour une pression standard et une température standard et qui peuvent être déterminées par l'expression suivante :

$$\mu_0 = \frac{p}{760} \frac{273.16}{T} \mu \quad \text{II-30}$$

Où p est la pression du gaz exprimée en Torr et T est la température du gaz exprimée en degré Kelvin.

- Mobilités des ions négatifs

La seule analyse de masse des porteurs de charges dans le SF_6 a été réalisée par Patterson [II-25]. Les mobilités les plus rapides sont attribuées aux ions SF_5^- ceux-ci ont été observés par Fleming et Rees [II-26] et mesurés par L. Patterson [II-25]. Les deux autres porteurs de charges trouvés par [II-26] ainsi que par Naidu et Prasad [II-27] correspondent aux ions SF_6^- et le premier cluster $\text{SF}_6^- (\text{SF}_6)$. La mobilité déterminée par Urquimo-Carmona [II-8]

est attribuée au cluster SF_6^- (SF_6) pour des valeurs de E/N pouvant atteindre la valeur critique de $3.6 \cdot 10^{-19} \text{ Vm}^2$. Il faut savoir que la valeur de $(E/N)_{\text{lim}}$ correspond à la condition critique de claquage où le coefficient d'ionisation et le coefficient d'attachement sont égaux ($\alpha = \eta$). Les mobilités trouvées par Crichton et Lee [II-29] sont proches de celles du SF_6^- . Les travaux d'Aschwanden [II-30] ont montré que pour des valeurs de E/N proche de $(E/N)_{\text{lim}}$ les mobilités des ions SF_6^- sont relativement élevées.

- Mobilités des ions positifs

Les mobilités des différentes espèces ont un maximum pour un champ égal au champ critique $(E/N)_{\text{lim}}$. Au-dessous de cette valeur seulement deux résultats sont publiés, ceux de Fleming et al [II-26] et ceux d'Aschwanden [II-30]. Les mobilités trouvées sont proches de celles de l'ion SF_5^- ce qui laisse penser qu'il s'agit probablement de l'ion SF_5^+ dont la structure est inconnue. Cette attribution est consolidée par le fait qu'initialement l'ion SF_6^+ est formé avant de se dissocier rapidement en SF_5^+ . Au-dessus de $(E/N)_{\text{lim}}$, les résultats d'Aschwanden sont en parfaite concordance avec ceux de Urquijo-Carmona et de Teich et Sangi [II-31]. Par contre pour des valeurs très élevées de E/N des écarts importants sont observés. On suppose que les fortes mobilités mesurées précédemment sont dues essentiellement à la dissociation de SF_6^+ et les faibles mobilités peuvent être le résultat d'une dissociation d'un cluster positif. Jungblut et al [II-32] ont réalisé une expérimentation sans système d'identification d'espèces ni de polarité et ils sont arrivés à une conclusion dans laquelle ils admettent que les mobilités des ions positives et des ions négatifs sont presque égales pour un certain intervalle de E/N et pour une pression inférieure à 1 bar (Pas de formation de clusters).

Sur le tableau 1, K. P. Brand et H. Jungblut [II-33] ont présenté un résumé sur la majorité des travaux concernant les différentes techniques de mesure de la mobilité utilisant la méthode directe. Il faut noter que les mobilités mentionnées correspondent aux mobilités réduites pour un champ très faible ou nul μ_{00} .

Création des porteurs de charges	Agent ionisant ou particule injectée	Variable mesurée	Polarité des ions	Type des ions	Mobilité réduite $\mu_{00} \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{Vs}$	Intervalle de E/N utilisé (10^{-19} V.m^2)	Pression (torr)
PEME pulsé (~1 ns) lampe Hg [II-34]	Photoélectrons	Temps de transit	négative	$\text{SF}_6^- (\text{SF}_6)$	4.5	0.07-0.74	0.88
Source des rayons α [II-24]	Particules α	Temps de transit	négative	SF_6^-	5.7	0.08	35
PEME PULV [II-35]	Photoélectrons	Temps de transit	négative	SF_6^-	5.7		0.34-0.69
Emission thermoïonique [II-26]	électrons	Temps de transit	négative	SF_5^+ SF_5^+	5.9 5.6	0.1-2.4	
Source α [II-26]	Particules α	Temps de transit	négative positive	SF_6^- $\text{SF}_6^- (\text{SF}_6)$	5.4 4.7	0.1-2.4	
PEME pulsation de lumière répétée basse pression H-lampe arc [II-27]	Photoélectrons	Temps de transit	négative	SF_6^- $\text{SF}_6^- (\text{SF}_6)$	5.6 4.7	0.3-2.4	1-10
Décharge pulsative répétée (~100cps) [II-25]	Electrons UV	Temps de transit	négative	SF_5^+ SF_6^- $\text{SF}_6^- (\text{SF}_6)$ $\text{SF}_6^- (\text{SF}_6)_2$	5.94 5.42 4.7 4.20	0.0361-4	0.464
Emission thermoïonique [II-36]	Photoélectrons	Ion cyclotron résonance	négative	SF_6^-	5.42	0.3-4.5	$7 \cdot 10^{-4}$ -0.5
PEME-PUVL (10.15ns) [II-3]	Photoélectrons	Temps de transit	Positive négative			3.6-36 3.8-8	0.2-400

Emission du champ de la pointe cathode [II-29]	Electrons	Temps de transit	négative			1.9-3.5	122-3000
Pulsation (≤ 2.5 ns) accélérateur [II-32]	Bremsstrahlung	Temps de transit	indéfinie			0.3-3.7	50-500
PEME pulsation (~ 17ns) Laser [II-28]	Photoélectrons	Temps de transit	négative positive			0.08-6 1.9-60	0.07-193
PEME-PUVL(~10 ns) Laser (~ 3 ns) [II-30]	Photoélectrons	Temps de transit	negative positive			3.7-6 3.7-5.5	1-50

PEME: photo-effect at metal electrode

PUVL: pulsed UV flash Lamp

Tableau 1. Mobilités ioniques dans le SF_6 , mesurées par les méthodes directes [II-33].

II-3-3. Détermination des mobilités par les méthodes indirectes

Nous nous intéressons exclusivement au cas d'une géométrie pointe-plan. Les modèles les plus appropriés sont celui de Coelho et Debeau [II-37] et le modèle de Sigmond [II-38]. Ces modèles décrivent et analysent les caractéristiques courant-tension afin d'en déduire les mobilités des porteurs de charges.

- Modèle de Coelho et Debeau:

La configuration pointe-plan peut être remplacée par une géométrie hyperboloïde-plan sans pour autant influencer sur les calculs. Cette configuration est utilisée afin de produire des champs électriques intenses au voisinage de la pointe sans que cela provoque la rupture du diélectrique. La géométrie de cette configuration est présentée sur la figure 6.

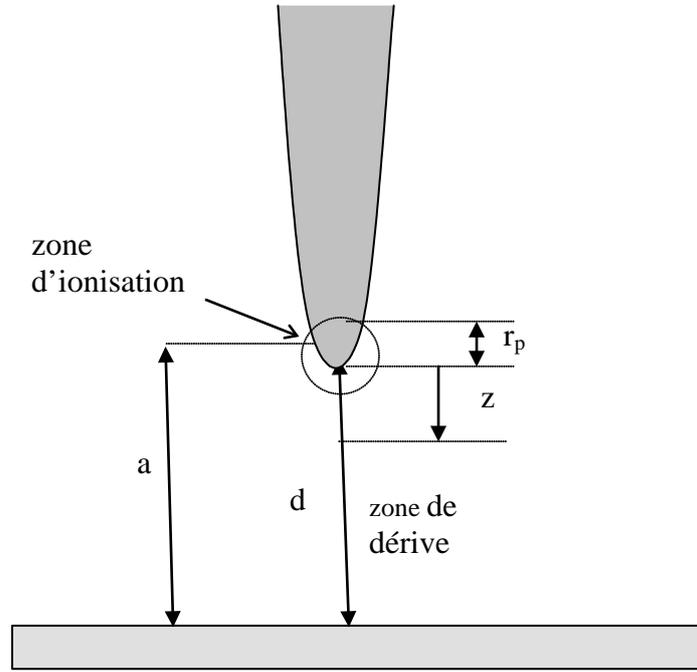


Figure 6. Géométrie d'une configuration hyperboloïde-plan.

En configuration pointe-plan la variation du courant moyen en fonction de la tension dépend de la mobilité des porteurs de charges. Le courant est limité par la charge d'espace.

Le champ en tout point d'espace est la somme du champ harmonique E_a et le champ dû à la charge d'espace E_c .

$$E = E_a + E_c$$

La distribution du champ électrique qui est gouverné par la charge d'espace est donnée par l'expression suivante:

$$E(z) = \left(1 - \left(\frac{z}{a}\right)^2\right)^{-1} \sqrt{\left(\frac{E_p r_p}{a}\right)^2 + \frac{4I}{a\mu} \left(2 - \frac{3z}{a} + \frac{z^3}{a^3}\right)} \quad \text{II-31}$$

r_p est le rayon de la pointe. Introduisant dans la formule II-31 l'expression $(V-V_0)$:

$$E(z) = \frac{2V_0}{a \ln\left(\frac{4a}{r_p}\right)} * \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{z}{a}\right)^2\right]} \sqrt{1 + \left(\frac{V - V_0}{2V_0}\right)^2 * \frac{\ln\frac{4a}{r_p}}{1.17} \left(2 - \frac{3z}{a} + \frac{z^3}{a^3}\right)} \quad \text{II-32}$$

Le premier terme de l'expression II-32 représente la valeur du champ électrique sans charge d'espace (champ Laplacien):

$$E(z) = \frac{2V_0}{a \ln\left(\frac{4a}{r_p}\right)} * \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{z}{a}\right)^2\right]} \quad \text{II-33}$$

La valeur du champ électrique E_p proche de la pointe est:

$$E_p = \frac{2V}{r_p \ln \frac{4a}{r_p}} \quad \text{II-34}$$

Sur la figure 7, sont représentées les distributions du champ électrique avec et sans charges d'espace pour une configuration hyperboloïde-plan.

Pour simplifier les calculs Coelho et Debeau [II-37] ont considéré une distribution rectangulaire de la densité du courant sur l'électrode plane (anode), en estimant que l'erreur avec la distribution de Warburg [II-39] est négligeable.

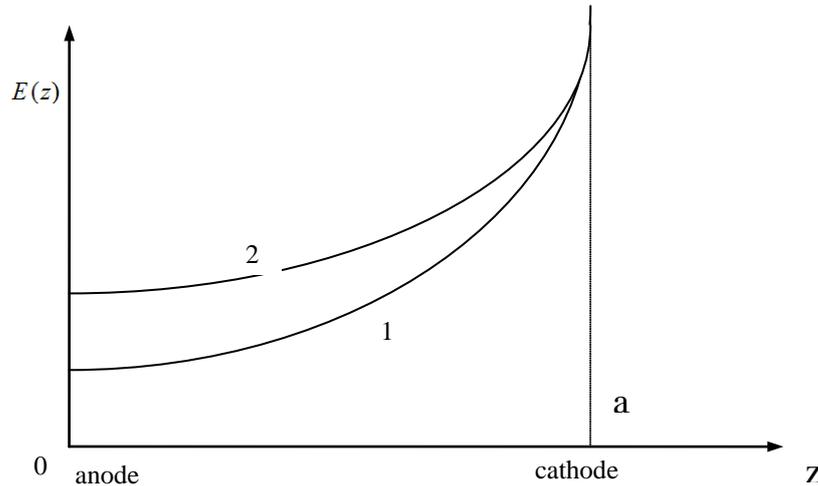


Figure 7. 1- Distribution du champ électrique pour une conduction sans charge d'espace: 2- Distribution du champ électrique pour une conduction avec charge d'espace.

A partir de cette analyse ils obtiennent une relation donnant la variation du courant limité par la charge d'espace en fonction de la tension. Si le champ sur la pointe est nul l'équation du courant prend la forme suivante:

$$I_s = 4.02 \epsilon_0 \mu \frac{V^2}{a} \quad \text{II-35}$$

Par contre si le champ à la pointe est différent de zéro l'expression devient :

$$\sqrt{I_s} = 2.01 \sqrt{\frac{\epsilon_0 \mu}{a}} (V - V_0) \quad \text{II-36}$$

Il en résulte qu'à partir de la pente des courbes $\sqrt{I=f(V)}$ on peut déterminer la mobilité des porteurs de charges. Il faut noter que dans nos conditions $r_p \ll d$ et donc $d = a$.

- Correction du modèle de Coelho

Utilisant la même analyse de Coelho et prenant en considération la distribution de Warburg de la densité du courant sur l'électrode plane (anode), comme on peut le voir sur la figure 8.

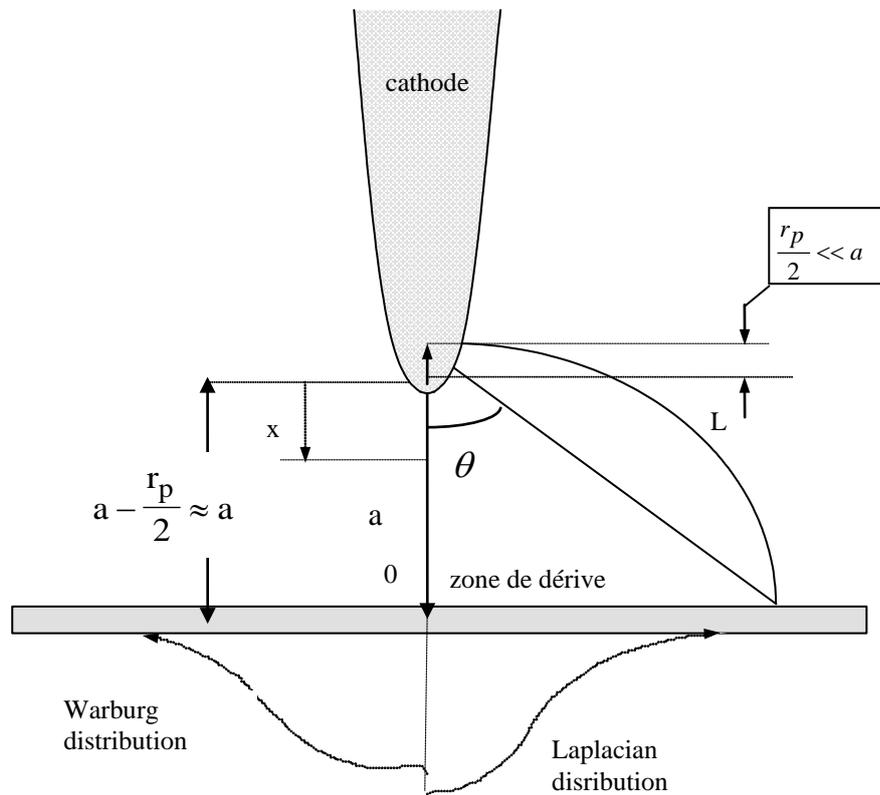


Figure 8. Distribution de la densité de courant J proposé par Warburg[II-39].

Warburg a formulé la distribution de la densité du courant $j(\theta)$ sur un plan dans une configuration pointe-plan sous forme de l'équation suivante:

$$j(\theta) = j(0) \cos^m \theta \quad \text{II-37}$$

$m = 4.82$ pour le cas d'une décharge couronne positive.

$m = 4.65$ pour le cas d'une décharge couronne négative.

$$\theta \leq 60^\circ$$

Cette estimation de la distribution de la densité de courant, a donné des résultats satisfaisants pour des domaines étendus des courants de décharges couronnées.

On prenant $m = 5$

$$j(\theta) = j(0) \cos^5 \theta \quad \text{II-38}$$

Le courant total collecté à l'électrode plane est:

$$I = 2\pi \int_0^{\infty} x dx j(\theta) \quad \text{II-39}$$

La relation entre x et θ est obtenue par:

$$x = a \operatorname{tg} \theta \quad dx = \frac{a d\theta}{\cos^2 \theta}$$

Replaçant z et dz dans l'équation précédente on aura l'expression suivante pour le courant:

$$I_s = 2\pi \int_0^{\pi/2} a \operatorname{tg} \theta j_0 \cos^5 \theta \frac{a d\theta}{\cos^2 \theta} \quad \text{II-40}$$

En réarrangeant on obtient :

$$I_s = 2\pi a^2 j_0 \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta$$

$$I_s = 2\pi a^2 j_0 \int_0^1 x^2 dx$$

$$I_s = \frac{2}{3} \pi a^2 j_0 \quad \text{II-41}$$

Enfin le critère de Coelho corrigé prend la forme suivante:

$$I_s = \frac{\pi}{0.78} \epsilon_0 \mu \frac{V^2}{d} * \frac{2}{3} \quad \text{II-42}$$

Cette expression est différente de celle de Coelho et Debeau par un facteur de $2/3$.

- Modèle de Sigmond

R. Sigmond [II-38] a établi un model basé sur la formule de la saturation de la densité des charges le long de la ligne de champ L , comme on peut le voir sur la figure 8. Il obtient

l'expression de la densité du courant limitée par la charge d'espace. La valeur du courant total est déduite à partir de l'intégration de $J(\theta)$ sur le plan entier.

Ce modèle est basé sur la formule de la densité de charge unipolaire de dérive le long d'une ligne de champ.

$$\frac{1}{\rho(t)} - \frac{1}{\rho(t_0)} = \frac{\mu}{\varepsilon_0}(t - t_0) \quad \text{II-43}$$

En parcourant une ligne de champ avec la densité de charge en un point correspondant à t_0 on peut connaître alors la densité de charges à n'importe quel point distant de: $l = v(t - t_0)$.

Pour une densité ionique initiale ρ_0 suffisamment grande l'équation précédente devient:

$$\rho_0(t) = \frac{\varepsilon_0}{\mu t}$$

et sur l'électrode passive la densité des charges est:

$$\rho_p = \frac{\varepsilon_0}{\mu T}$$

T est le temps de transit de la charge d'espace sur une ligne de champ L reliant la pointe au plan. $L = d\sqrt{1 + \tan^2 \theta}$. Où θ est l'angle que fait L par rapport à l'axe pointe-plan.

En prenant l'expression du champ électrique $E = \frac{U}{L}$, le temps de transit $T = \frac{L}{\mu E} = \frac{L^2}{\mu U}$

Ainsi

$$\rho_{\text{plan}} = \rho(T) = \varepsilon_0 \frac{E}{L}$$

$$J_{\text{plan}} = \mu E \rho_{\text{plan}} = \mu \varepsilon \frac{E}{L}$$

On a donc:

$$J_{\text{plan}} = \mu \varepsilon \frac{U^2}{L^3}$$

La densité du courant limité par la charge d'espace:

$$J(\theta) = \mu E r_p = \mu \varepsilon_0 \frac{U^2}{L^3} \approx \frac{\mu \varepsilon_0 U^2}{d^3} (1 + \tan^2 \theta)^{3/2} \quad \text{II-44}$$

La valeur du courant total est déduit en faisant l'intégration de la densité du courant sur tout le plan $J(\theta)$. Pour cela il est indispensable de connaître la répartition du courant sur ce plan que Sigmond admet être identique à celle décrite empiriquement par Warburg pour des valeurs de $\theta = 0^0$ à $\theta = 60^0$, l'expression du courant limité par la charge d'espace et appelé courant de saturation et il est donné par la relation suivante:

$$I_s = 2 \mu \epsilon_0 \frac{V^2}{d} \quad \text{II-44}$$

Les trois modèles diffèrent par des coefficients qui sont 4.02, $(4.02 \cdot 2/3)$ et 2 respectivement pour Coelho, Coelho corrigée et Sigmond.

II-3-4. Mobilité ionique dans les mélanges gazeux

La loi de Blanc [II-22], pour la détermination de la mobilité des mélanges est donnée par la relation suivante:

$$\frac{1}{\mu_{\text{mixture}}} = \frac{x_1}{\mu_1} + \frac{x_2}{\mu_2} \quad \text{II-45}$$

Où μ_1 et μ_2 sont les mobilités des ions dans les gaz purs et x_1 et x_2 sont respectivement les fractions molaires du gaz 1 et 2 dans le mélange.

$$x_1 = \frac{N_1}{N_1 + N_2} \quad x_2 = \frac{N_2}{N_1 + N_2} = 1 - x_1$$

L'équation suivante est par conséquent obtenue pour le mélange gazeux $\text{SF}_6\text{-N}_2$:

$$\mu_{(\text{mélange})} = \frac{1}{\frac{x_{\text{SF}_6}}{\mu_{\text{SF}_6}} + \frac{x_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}}} = \frac{\mu_{\text{SF}_6}}{\left[1 - \% \text{N}_2 \left(1 - \sqrt{\frac{\alpha_{\text{N}_2} \tilde{M}_{\text{N}_2}}{\alpha_{\text{SF}_6} \tilde{M}_{\text{SF}_6}}} \right) \right]} \quad \text{II-46}$$

$\alpha_{\text{SF}_6} = 43,5$; $\alpha_{\text{N}_2} = 11,8$ Sont, respectivement les polarisabilités du SF_6 [II-25] et N_2 [II-27]

$$\tilde{M}_{\text{SF}_6} = \frac{M_{\text{SF}_6^-} * M_{\text{SF}_6}}{M_{\text{SF}_6^-} + M_{\text{SF}_6}} \quad \text{et} \quad \tilde{M}_{\text{N}_2} = \frac{M_{\text{SF}_6^-} * M_{\text{N}_2}}{M_{\text{SF}_6^-} + M_{\text{N}_2}}$$

$\% \text{N}_2$ est la fraction molaire de N_2 dans le mélange.

II-4. Analyse de la lumière d'une décharge couronne

L'analyse spectrale de la lumière lors d'une décharge couronne permet de donner les informations concernant le degré d'ionisation dans la zone où le champ électrique est très élevé, la réactivité chimique et offre la possibilité de la détermination des températures rotationnelle et vibrationnelle de la décharge.

II-4-1. Spectroscopie moléculaire

L'objet de la spectroscopie moléculaire est l'étude du rayonnement émis, absorbé ou diffusé par une substance formée de molécules.

Le principe de la conservation de l'énergie exige que l'énergie gagnée ou perdue par le rayonnement se retrouve sous la forme d'énergie gagnée ou perdue par les molécules. Il en résulte que l'émission, l'absorption et la diffusion du rayonnement sont associées à des transitions effectuées par les molécules entre deux niveaux d'énergie moléculaire [II-40].

- Energie totale d'une molécule

L'énergie potentielle d'une molécule (E) se caractérise par l'énergie électronique E_e (associé au mouvement des électrons et aussi par la somme des énergies de vibration E_v (oscillations effectuées par les noyaux autour de leur positions d'équilibre) et de rotation E_r (rotation d'ensemble de la molécule), soit :

$$E = E_e + E_v + E_r \quad \text{II-47}$$

Ces énergies sont données par la relation de Planck : $E = h\nu'$

h est la constante de Planck et ν' est la fréquence d'onde.

En spectroscopie, on utilise souvent la notion de nombre d'onde ν , exprimé en cm^{-1} tel que :

$$\nu = \nu' / c$$

c est la vitesse de la lumière, de sorte que le nombre d'onde ν est relié à l'énergie par la relation :

$$E = h\nu c \quad \text{II-48}$$

L'énergie totale sera écrite comme suit:

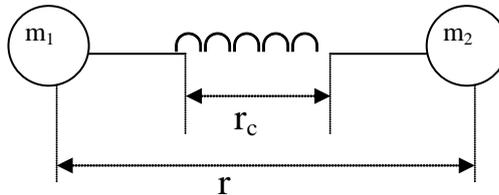
$$\frac{E}{hc} = \frac{E_e}{hc} + \frac{E_v}{hc} + \frac{E_r}{hc} \quad \text{II-49}$$

Ou sous une autre forme:

$$\nu(\text{cm}^{-1}) = T_e + G(v) + F(J) \quad \text{II-50}$$

T_e , $G(v)$ et $F(J)$ sont respectivement les termes d'énergie électronique, d'énergie vibrationnelle et d'énergie rotationnelle, v est le nombre quantique de vibration et J est le nombre quantique de rotation.

- Energie vibrationnelle (modèle oscillateur)



En mécanique classique l'énergie potentielle est donnée par l'expression suivante :

$$E_v = \frac{1}{2} k x^2 = \frac{1}{2} k (r - r_c) \quad \text{II-51}$$

k est la constante de force est peut être calculer comme suit : $k = 4\pi\mu\nu_{osc}^2$

Où ν_{osc} est la fréquence vibrationnelle. En utilisant l'équation d'onde nous obtenant :

$$E_v = h\nu_{osc} \left(v + \frac{1}{2} \right) \quad \text{II-52}$$

v est le nombre quantique vibrationnelle.

L'équation d'énergie potentielle vibrationnelle du modèle d'un oscillateur harmonique d'une molécule diatomique sont donnés comme suit :

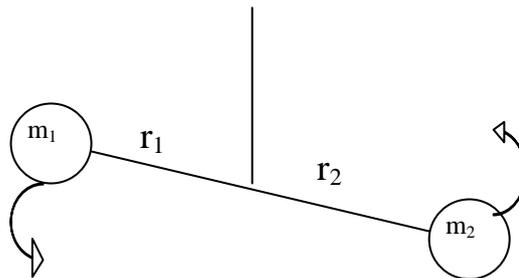
$$E_v = hc\omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - hc\omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + hc\omega_e y_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^3 + \dots \quad \text{II-53}$$

Où ω_e est la fréquence fondamentale de vibration et $\omega_e x_e, \omega_e y_e$ sont des constantes pour un état électronique donné qui dépendent de l'anharmonicité des courbes de potentiel.

En terme spectral :

$$G(v) = \frac{E_v}{hc} = \omega_e \left(v + \frac{1}{2}\right) - \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2}\right)^2 + \omega_e y_e \left(v + \frac{1}{2}\right)^3 + \dots \quad \text{II-54}$$

- Energie Rotationnelle (modèle de Dumbell)



En mécanique classique l'énergie de rotation est :

$$E_r = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad \text{II-55}$$

I est le moment d'inertie. $I = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 = \mu_r r^2$

Où μ_r est la masse réduite :

$$\mu_r = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

En utilisant l'équation de Schrödinger en mécanique ondulatoire :

$$E_r = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 \mu_r r^2} J(J+1) = \frac{\hbar^2}{8\pi I} J(J+1) \quad \text{II-56}$$

J est le nombre quantique rotationnelle.

En terme spectral l'énergie rotationnelle dans un état vibrationnelle est donnée par la relation suivante :

$$F(J) = \frac{E_r}{hc} = B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2 \quad \text{II-57}$$

avec :

$$B_v = B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2}\right) + \dots \quad \text{II-58}$$

$$D_v = D_e + \beta_e \left(v + \frac{1}{2}\right) + \dots \quad \text{II-59}$$

B_v est la constante rotationnelle dans un certain état vibrationnel et B_e est la constante rotationnelle d'équilibre. D_v est une constante rotationnelle qui représente l'influence de la force de distorsion centrifuge et D_e est la constante de distorsion centrifuge d'équilibre.

II-4-2. Evaluation des températures rotationnelle et vibrationnelle

L'analyse spectroscopique de la lumière émise permet la détermination des températures rotationnelle et vibrationnelle qui sont associées aux différents états énergétiques des molécules. Dans de nombreux cas la température rotationnelle est très proche de la température du gaz, d'où l'importance de la mesure de T_r , par contre la température vibrationnelle (T_v) est directement liée aux états vibrationnels des espèces excitées.

- Températures vibrationnelle

L'intensité $I(v',v'')$ des photons d'énergie $\nu(v',v'')$ émis par les états excités v' de densité $N_{v'}$ s'écrit (L'apostrophe (') désigne l'état supérieur et (") désigne l'état inférieur d'énergie):

$$I(v',v'') = K(v',v'') N(v') \nu(v',v'') A(v',v'') \quad \text{II-60}$$

Où $K_{v'v''}$ est une constante dépendant des conditions expérimentales (par exemple la réponse du système de détection) et $A_{v'v''}$ est la probabilité d'émission d'Einstein.

Si la population des différents niveaux vibrationnels d'un état électronique donné (par exemple le niveau $C^3\Pi_u$ de l'azote) se répartit suivant une distribution de Boltzmann, l'intensité d'une bande vibrationnelle correspondant à la transition entre deux états v' et v'' , est liée à la température vibrationnelle T_v , par la relation :

$$N(v') = N(0) \exp\left[\frac{-hcG(v')}{K_B T_v}\right] \quad \text{II-61}$$

où $N(v')$ et $N(0)$ sont des populations des états vibrationnels v' et $v'=0$, $G(v')$ est l'énergie vibrationnelle du niveau supérieur.

L'intensité relative de la tête de bande dans une série de bandes vibrationnelles est donnée par :

$$\frac{I(v',v'')A(0,v'')}{I(0,v'')A(v',v'')} = \frac{N(v')}{N(0)} = \frac{g(v')}{g(0)} \exp\left[\frac{-hcG(v')}{K_B T_v}\right] \quad \text{II-62}$$

Les poids statistiques des états vibrationnels ($g(v')$ et $g(0)$) sont égaux à 1.

La construction du graphique

$$\ln\left(\frac{I(v',v'')A(0,v'')}{I(0,v'')A(v',v'')}\right)$$

en fonction de $G(v')$ permet de déterminer une température vibrationnelle effective T_v à partir de la pente obtenue.

- Températures rotationnelle

L'intensité $I(J',J'')$ d'une raie rotationnelle $\nu(J',J'')$ entre les états électroniques vibrationnels v' vers v'' , avec la probabilité d'émission d'Einstein $A(J',J'')$ est donnée par la relation suivante :

$$I(J',J'') = K(J',J'') N(J') \nu(J',J'') A(J',J'') \quad \text{II-63}$$

avec :

$$A(J',J'') = \frac{64\pi^4 \nu^3(J',J'')}{3hc3g(v')} p(v',v'') \frac{S(J',J'')}{2J'+1} \quad \text{II-64}$$

Où $p(v',v'')$ est la force de raie vibrationnelle, $S(J',J'')$ est le facteur de Honhl-London dont la valeur est fonction du type de branche rotationnelle considérée.

Si la distribution de population $N(J')$ suit une loi de Boltzmann comme c'est souvent le cas, on peut parler donc de température rotationnelle. Pour une distribution de Boltzmann de niveaux J' , caractérisant une température rotationnelle T_r , les populations $N(J')$ s'expriment suivant la relation :

$$N(J') = N(v') \frac{(2J'+1)}{Q_r(J')} \exp\left[\frac{-B_v J(J'+1)hc}{K_B T_r}\right] \quad \text{II-65}$$

Où $Q_r(J')$ sont la fonction rotationnelle et B_v une constante rotationnelle tabulée dans l'ouvrage de Herzberg [II-41]. En utilisant les relations II-62, 64 et 65, nous pouvons réécrire l'équation II-70 sous la forme suivante :

$$I(J',J'') = \Gamma \nu^4(J',J'') S(J',J'') \exp\left[\frac{-B_v J(J'+1)hc}{K_B T_r}\right] \quad \text{II-66}$$

avec :

$$\Gamma = \frac{64\pi^4}{3hc^3g(v')Qr(J')} P(v',v'') N(v') \quad \text{II-67}$$

Pour déterminer la température rotationnelle, nous pouvons utiliser la relation II-67, la température T_r est calculée à partir de la valeur de la pente négative $m = \frac{-Bv'hc}{K_B T_r}$ de ces droites. Les facteurs $S(J',J'')$ sont donnés par [II-41].

Néanmoins, pour utiliser cette méthode il faut disposer d'un spectre bien résolu et bien calibré qui permet de séparer et d'identifier les composantes rotationnelles de la bande. Dans nos conditions expérimentales, il est impossible d'atteindre cette résolution. Par conséquent, nous avons utilisé pour évaluer T_r et T_v une méthode qui consiste à effectuer une comparaison entre un spectre expérimental et un spectre simulé [II-42]. Les températures sont ensuite déterminées en minimisant la surface délimitée entre les deux spectres.

Plusieurs travaux ont été consacrés à la détermination de la température de l'azote gazeux soumis à une décharge couronne en utilisant des techniques similaires [II-43, II-45].

Dans le SF_6 pure et à cause de sa faible émission de lumière lors d'une décharge couronne, peu de travaux lui ont été consacrés. H. Champain et al [II-46] ont mené une étude sur le SF_6 avec addition d'une très faible quantité d'azote. La lumière émise par l'azote a été exploitée pour déterminer la température de la décharge.

Chapitre III

III- Techniques expérimentales

III-1. Méthodes de détections des décharges électriques

Les principales méthodes utilisées pour la détections des décharges dans les systèmes à isolation gazeuse (GIS) peuvent être classées en :

- Méthodes chimiques.
- Méthodes acoustiques.
- Méthodes électromagnétiques.
- Méthodes électriques.
- Méthodes optiques.

- Méthodes chimiques :

Elles sont basées sur l'identification des composés issus de la décomposition du SF₆ [III-1]. Ces méthodes nécessitent une seconde à plusieurs heures pour avoir une analyse complète des composés issus de la décomposition après l'initiation de la décharge. En plus, la zone de la décharge ne peut pas être localisée.

- Méthodes acoustiques.

Elles sont adéquates pour la localisation des décharges et pour identifier les particules oscillantes. Cependant, cette méthode ne peut fournir une indication directe de la magnitude de la décharge. Elle est moins sensible et difficile à appliquer pour les systèmes pratiques en présences des bruits et vibrations externes [III-2, III-3].

- Méthodes électromagnétiques.

En partant du principe que n'importe quelle décharge (partielle ou complète) émet des ondes électromagnétiques de tension et de courant [III-1]. La forme de ces ondes dépend de la

localisation des défauts, du système de configuration et de la nature du défaut. Les méthodes électromagnétiques peuvent être perturbées par les interférences électromagnétiques et sont difficiles à appliquer pour les systèmes pratiques.

- Méthodes électriques.

Les méthodes électriques conventionnelles sont très bien établies. Elles sont précises, très sensibles et les mesures des différents niveaux de la décharges sont possibles[III-1].

Malgré que cette méthode est sujette aux bruits électriques externes et ne peut localiser la décharge, néanmoins, elle est préconisée dans le présent travail pour les mesures des courbes $I(U)$ et les tensions seuils de la décharge couronne.

- Méthodes optiques.

Cette technique est basée sur la détection des radiations émises par les décharges dans les systèmes (GIS) [III-1]. Elle n'est pas affectée par les bruits électriques et mécaniques externes. Une analyse de la lumière émise par la décharge couronne a été entreprise dans ce travail pour la localisation et la détermination de la température de la décharge.

III-2. Technique de mesure électrique

III-2-1. Dispositif de mesure des caractéristiques de courant en fonction de la tension ($I=f(U)$)

Le schéma du dispositif est présenté sur la figure 1. La cellule d'étude en acier inoxydable ayant un volume de 50 cc et dont le schéma est représenté sur la figure 2. Elle est équipée de deux fenêtres latérales pour la visualisation des décharges lumineuses. Les électrodes en configuration pointe-plan sont montées à l'intérieur de la cellule. L'électrode plane, en acier inoxydable ayant un rayon de 12 mm est connecté à un électromètre afin de mesurer le courant collecté. L'électrode pointe possédant un rayon de courbure de quelques micromètres. La technique utilisée pour préparer les pointes émissives est un « affinage par dissolution électrolytique ». Ces pointes sont en tungstène, un métal à point de fusion élevée, dont l'érosion électrolytique est particulièrement aisée. Des pointes en acier inoxydable ont

été également utilisées. La pointe est connectée à la source de haute tension à courant continu (dont la tension peut atteindre jusqu'à 60 kV). La cellule est nettoyée et placée sous vide à l'aide d'une pompe primaire à une pression de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2}$ Pa, avant l'introduction du gaz. Le SF₆ délivré est d'une pureté de 99.97%, avec comme impuretés le H₂O (8 ppm), N₂ (80 ppm), HF(1 ppm), O₂ (20 ppm) et finalement le CF₄ (100 ppm). L'azote utilisé est le N60 délivré par Air Liquide. Le mélange est réalisé par la méthode partielle avec l'introduction du SF₆ avant l'azote. Des mélanges préalablement préparés par le même fournisseur ont été utilisés. Les mesures sont réalisées pour des pressions élevées variant de 0.2 MPa à 1.4 MPa et pour des distances inter-électrodes variant de 4 mm à 10 mm. Le courant est mesuré pour des valeurs de tensions ascendantes et descendantes afin des mettre en évidence le phénomène d'hystérésis. Après chaque série de mesure en prend une pause pour permettre au mélange de se stabiliser. Les pointes sont régulièrement changées pour réduire l'effet de la variation de leurs rayons de courbure. Des analyses au microscope électronique (MEB) ont été réalisées sur les pointes usées pour voir les déformations morphologiques de leur surface.

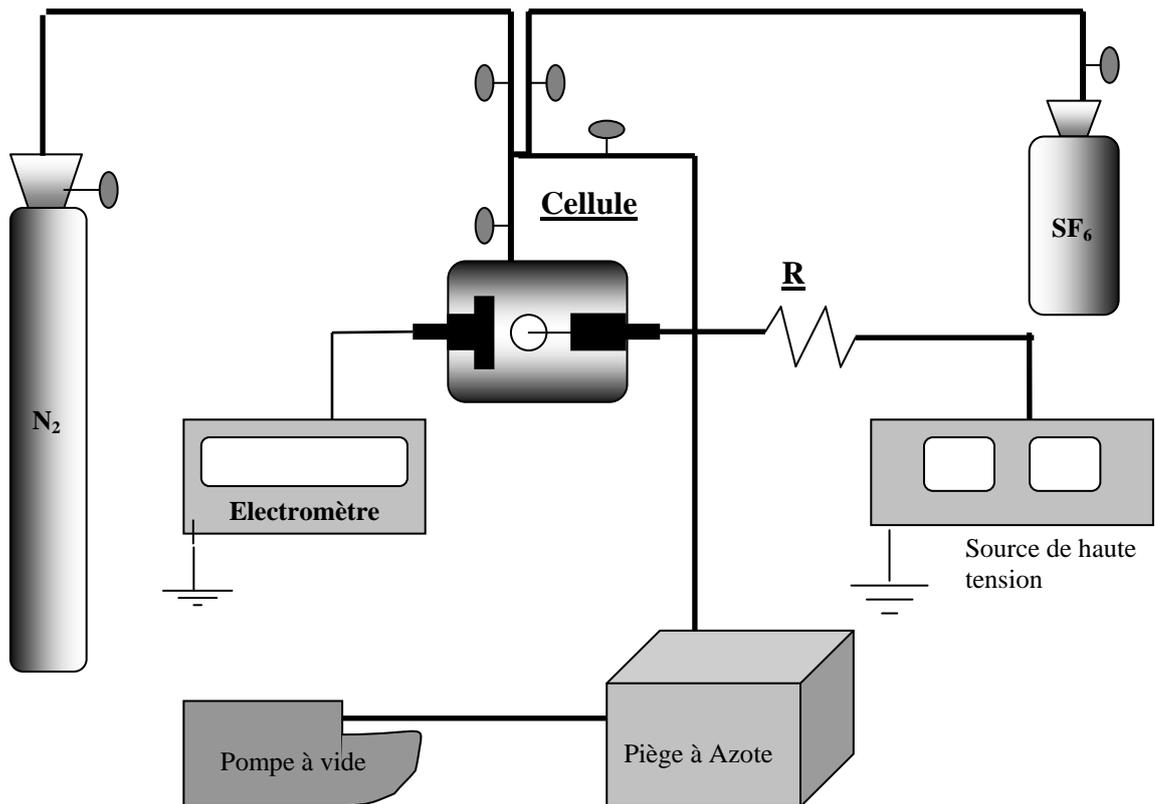


Figure 1. Dispositif de mesure des courant-tension ($I=f(U)$) pour la détermination des mobilités et des tension seuils

III-2-2 La cellule d'essai

La cellule d'essai utilisée dans tous nos travaux est une cellule travaillant à température ambiante et composée d'un corps en acier inoxydable couvert par deux flasques en acier inoxydable qui sont utilisés pour le montage et le démontage des électrodes. Sur le corps se trouvent deux hublots en quartz. A l'intérieur de la cellule est placé un système d'électrodes pointe-plan supporté par des supports en alumine. L'électrode plane est en acier inoxydable de 36mm de diamètre et l'électrode pointe est une aiguille fabriquée en tungstène ou en acier inoxydable de quelques μm de diamètre.

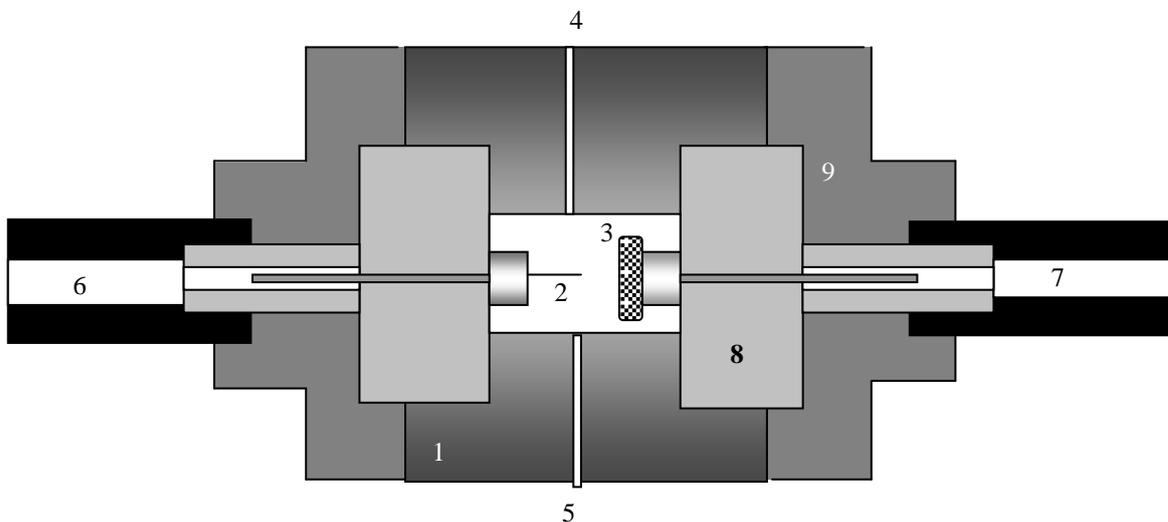


Figure 2. Cellule pour les essais dans les gaz comprimés.

- 1-Corps en acier inoxydable.
- 2-Aiguille en tungstène ou en acier inoxydable.
- 3-Electrode plane en acier inoxydable.
- 4-Tube connecté au système de circulation.
- 5-Tube connecté au manomètre, au système de pompage et de remplissage.
- 6-Connecteur haute tension.
- 7-Connecteur au système de mesure (électromètre).
- 8-Isolateurs en alumine.
- 9-Flasque en acier inoxydable.

III-2-3 Préparation des pointes.

La technique utilisée pour préparer les pointes émissives est un « affinage par dissolution électrolytique ». Ces pointes sont en tungstène, un métal à point de fusion élevé, dont l'érosion électrolytique est particulièrement aisée. L'affinage se déroule de la façon suivante: les électrodes sont constituées d'une part d'un fil de tungstène de 1mm de diamètre et d'autre part d'un cylindre en acier inoxydable. Le fil de tungstène est suspendu à un support en acier. Son extrémité inférieure est fixée à une base, en acier également. Les deux électrodes sont plongées dans un bain de tétrachlorure de carbone (CCl_4), sur lequel flotte une couche de potasse (KOH). La base en acier se trouve à quelques millimètres du fond du bain, alors que le support reste à l'extérieur du bain. Une tension continue de l'ordre de 6V est appliquée entre les électrodes. Le passage du courant dans la couche de potasse provoque l'érosion du fil de tungstène, qui finit par se rompre en deux parties. L'une reste suspendue au support en acier; elle ne nous sera d'aucune utilité et l'autre tombe au fond du bain. Cette dernière subit un nouvel affinage lors d'un deuxième passage de courant. Nous obtenons alors une pointe dont l'extrémité est de forme hémisphérique. La pointe est alors lavée à l'eau distillée et à l'acétone, puis séchée. Son rayon de courbure est mesuré au microscope électronique. La valeur de ce rayon dépend de la durée d'application de la tension lors du deuxième affinage: plus cette durée est grande et plus le rayon est grand.

III-3 Technique de détection spectrale de la lumière.

Le dispositif expérimental de détection de la lumière émise est représenté sur la figure 3. Il se compose d'une enceinte en acier inoxydable équipée de deux fenêtres latérales en quartz qui sont nécessaires pour la détection de la lumière (le même que celui utilisé dans les mesures électriques). Après utilisation les pointes sont analysées au microscope électronique afin d'évaluer leur degré de détérioration. Il faut noter que pour chaque gaz on place une nouvelle pointe. La lumière émise d'une décharge couronne passe à travers un spectrographe "Jarrel-Ash" ayant une longueur focale de 275 mm et une ouverture f/3.8, équipé d'un ensemble de trois réseaux: 150 traits/mm (fenêtre spectrale 302nm), 600 traits/mm (fenêtre spectrale 77nm) et 1200 Traits/mm (fenêtre spectrale 37nm). La résolution maximale est de 0.3 nm avec un réseau de 1200 traits/mm. Pour focaliser l'image de la pointe sur la fente du monochromateur on utilise une lentille à plan convexe en quartz. La détection de la lumière

sortant du spectrographe est effectuée par un ensemble de 512 photodiodes, dont la longueur totale est de 12.8mm avec une hauteur de 2.5mm. Afin d'améliorer le signal détecté un refroidissement du photo détecteur à -40°C est nécessaire, ceci peut se faire par effet Peltier avec un liquide de refroidissement à -20°C . Le photo détecteur est relié à un analyseur optique multicanaux (OMA3 modèle 1460 EG & G Princeton Applied Research). Les spectres de la lumière émise ont été acquis en accumulation avec étalonnage de la longueur d'onde seulement. Le calibrage de cette dernière est réalisé à l'aide des lampes étalons (vapeur de mercure, argon, krypton, etc. ...). D'abord on fait l'acquisition du spectre de la lampe, Le calibrage d'onde peut se faire en connaissant les longueurs d'ondes des raies émises pour chaque lampe dans la fenêtre spectrale considérée. On peut ensuite identifier les constituants émis par la décharge lumineuse. Le calibrage devra être fait à chaque changement de fenêtre spectrale. Pour éliminer les effets du second ordre qui apparaissent pour des longueurs d'ondes supérieures à 400 nm, on utilise des filtres.

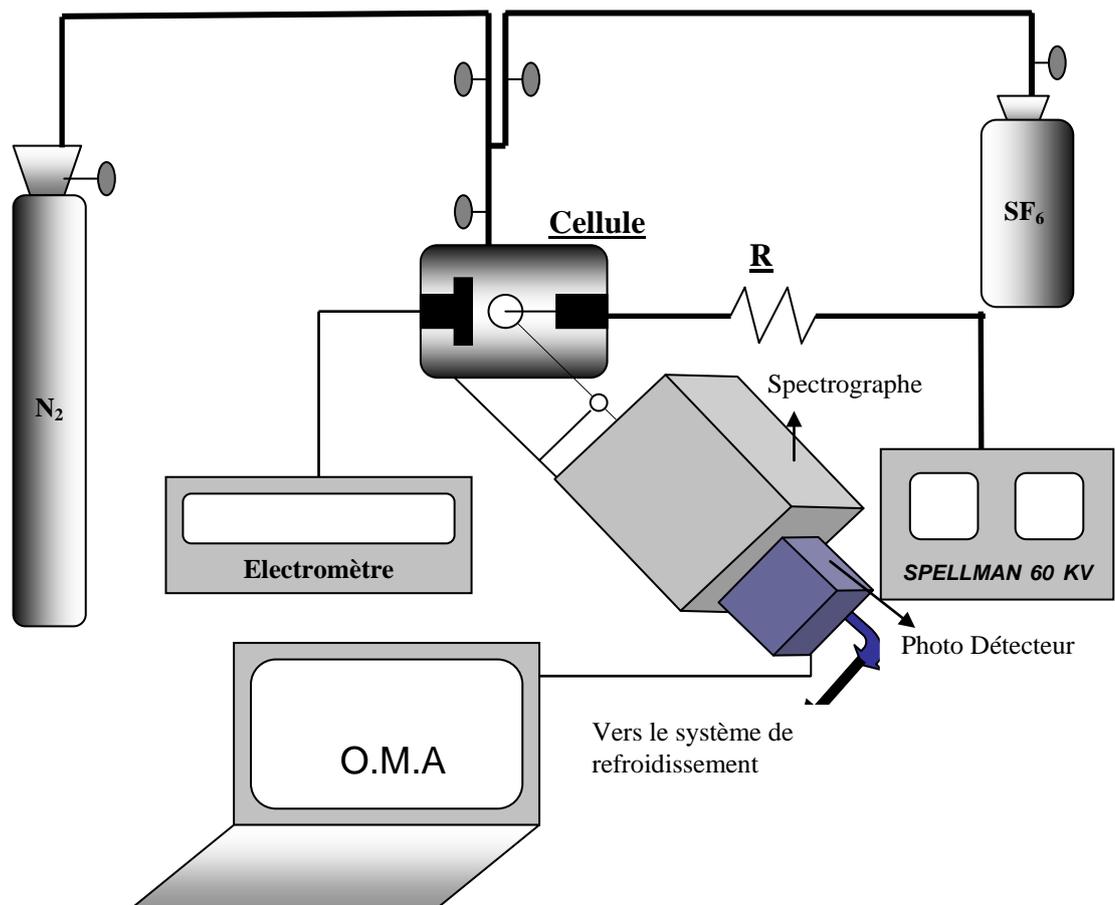


Figure 3. Dispositif de détection de la lumière émise.

III-4. Effet de la décharge couronne sur les électrodes pointes

Partant du fait qu'au cours d'une décharge couronne dans le SF₆ les paramètres géométriques des électrodes changent, il est important d'avoir une idée sur cette évolution qui influe sur la rigidité diélectrique du gaz.

Dans le présent travail, des électrodes pointes à faible rayon de courbure en acier inoxydable ont été soumises à une décharge couronne dans le SF₆ pendant une durée de 8 heures et à une pression de 0.4 MPa. L'analyse de ces pointes par microscopie électronique à balayage a permis de mettre en évidence deux mécanismes, l'érosion et le dépôt d'une couche recouvrant le bout de la pointe. Cette étude est faite pour expliquer les fluctuations du courant mesuré et la non reproductibilité des mesures

Les variations du courant en fonction du temps sont enregistrées pour les polarités positive et négative. Le caractère temporel instable de la décharge couronne dans le SF₆ a été constaté par la plupart des chercheurs dans ce domaine [III-4, III-5]. Dans certaines circonstances, cette instabilité peut aboutir à la détérioration totale ou partielle de la tenue diélectrique du gaz.

Les résultats d'analyse au microscope électronique des pointes exposées a montré des transformations morphologiques importantes de l'état des pointes pour les deux polarités.

III-4-1. Cas de la pointe en décharge positive

Pour avoir une bonne appréciation des changements morphologiques infligés à la surface d'une pointe en acier, nous avons tout d'abord analysé une pointe en acier inoxydable vierge (non exposée à une décharge). Cette dernière présente une extrémité bien arrondie et sans cratères et il n'y a presque pas de trace de fluor et de soufre comme on peut le voir sur le spectre de la figure 4.

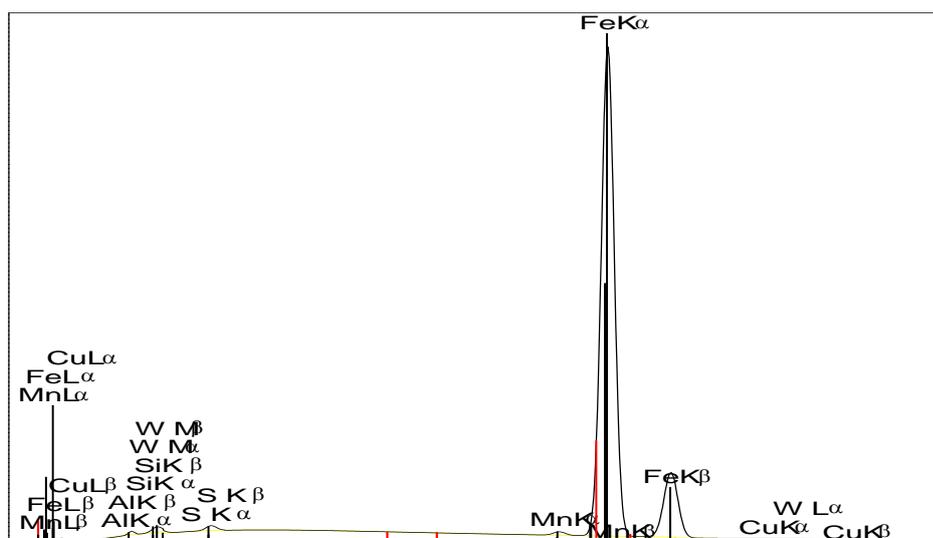


Figure 4. Analyse par microscopie électronique d'une pointe en acier inoxydable vierge.

Pour le cas d'une pointe anodique de faible rayon de courbure ($r_p = 3 \mu\text{m}$), la transformation de l'état de surface est très importante comme on peut le voir sur la figure 5. La pointe érodée est recouverte d'une couche assez épaisse. L'érosion de la pointe est attribuée aux bombardements d'une part, par des ions négatifs lourds tels que SF_6^- et SF_5^- et d'autre part par l'action des molécules neutres entraînées par le champ électrique. L'érosion pourrait se faire aussi par attaque chimique due à des produits de décomposition du SF_6 extrêmement corrosifs comme le HF. La couche recouvrant la pointe électrode présente une surface très poreuse qui peut engendrer des micro-décharges. L'analyse quantitative a montré que cette couche est formée de Fluor et de Soufre, la présence du fluor peut rendre cette couche isolante, ceci est en concordance avec les travaux de [III-4, III-5], malgré que ces auteurs n'aient pas détecté les traces de soufre. La quantité de fluor déposée sur la pointe est nettement supérieure à celle du soufre [III-6].

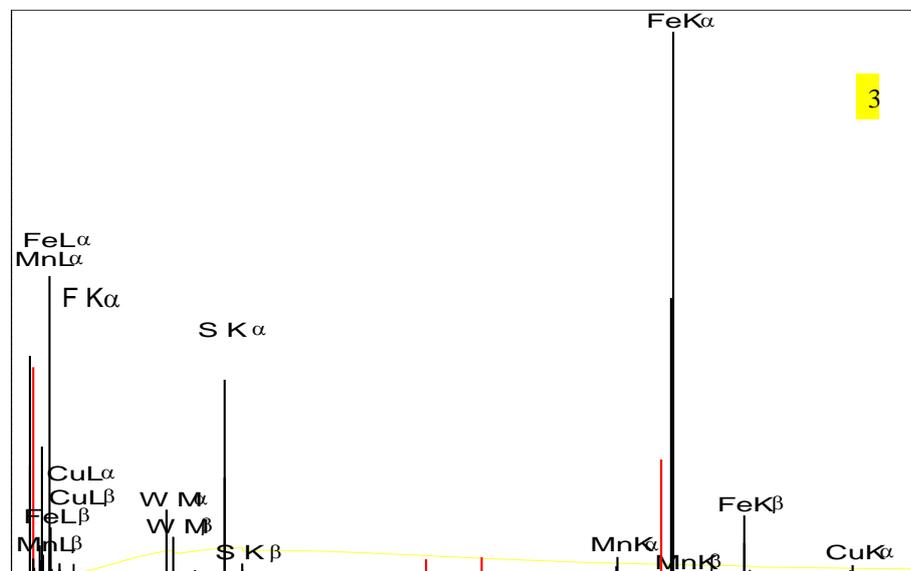
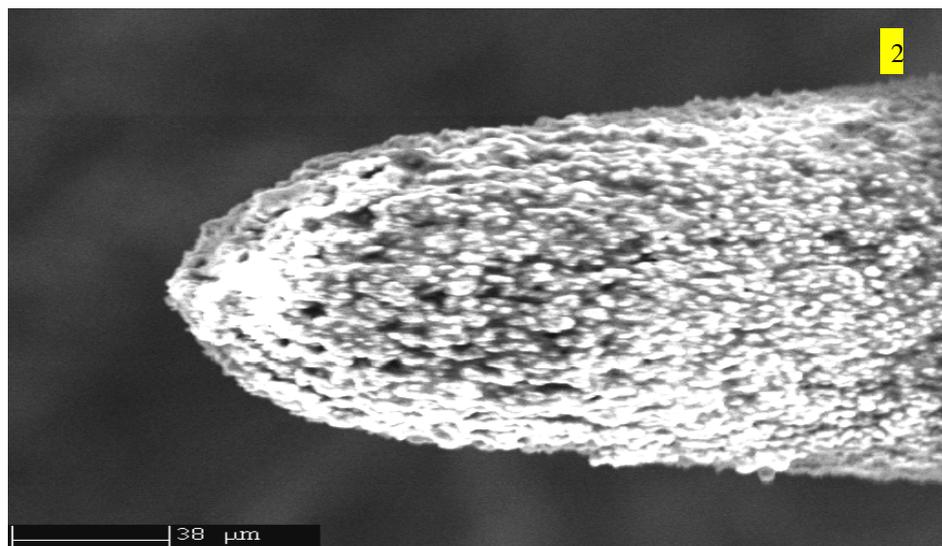
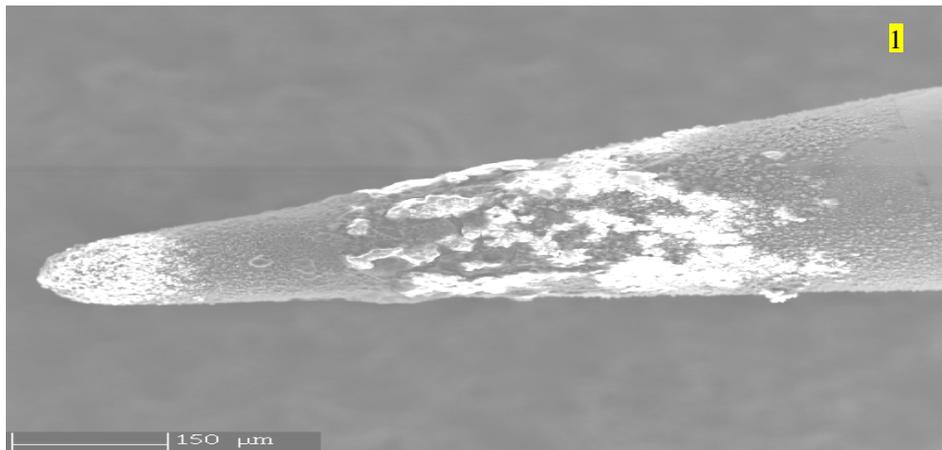


Figure 5. Analyse de l'état d'une pointe anode exposée à une décharge couronne dans le SF₆ pendant 8 heures par un MEB. 1- 3x100, 2 - 5x250 et 3- spectre.

III-4-2. Cas de la pointe en décharge négative

L'analyse morphologique au microscope a montré la formation d'une couche recouvrant toute la région active de la pointe comme on peut le voir sur la figure 6. Cette couche est moins importante qu'en polarité positive. La présence des composés fluorés est en concordance avec les travaux [III-4, III-5] et la présence du soufre est très faible. La présence de ces produits peut modifier le comportement de la décharge couronne. Ce recouvrement est accompagné d'une faible érosion de la pointe. En polarité négative, les ions positifs qui se dirigent vers la cathode et qui sont capables de l'éroder mécaniquement, seraient neutralisés par des électrons émis par la pointe et perdraient ainsi rapidement leur énergie cinétique en raison de la pression élevée du gaz qui rend les libres parcours moyens faibles.

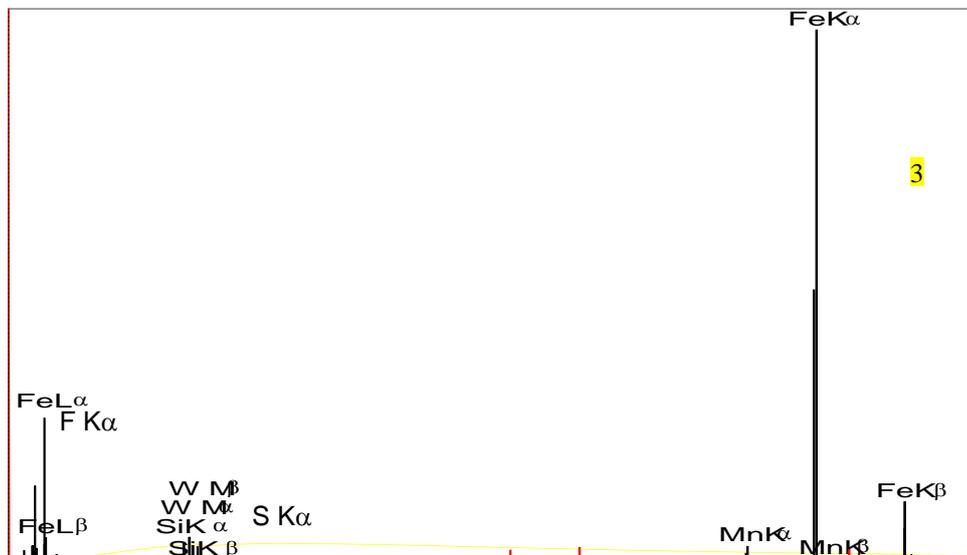
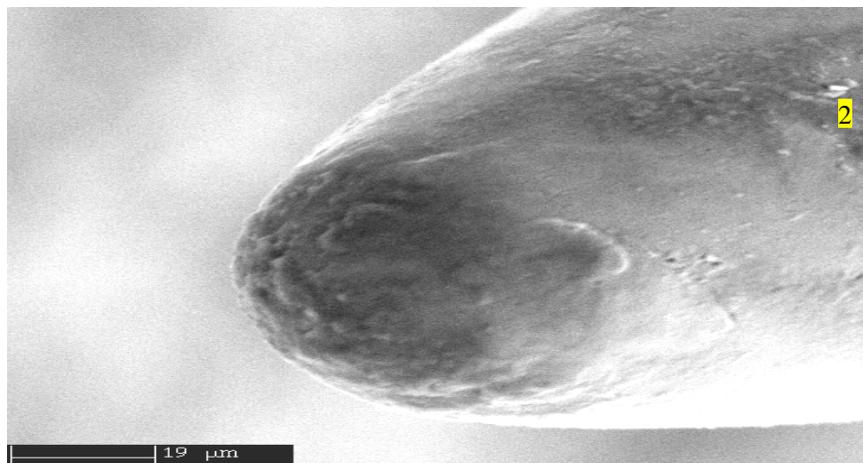
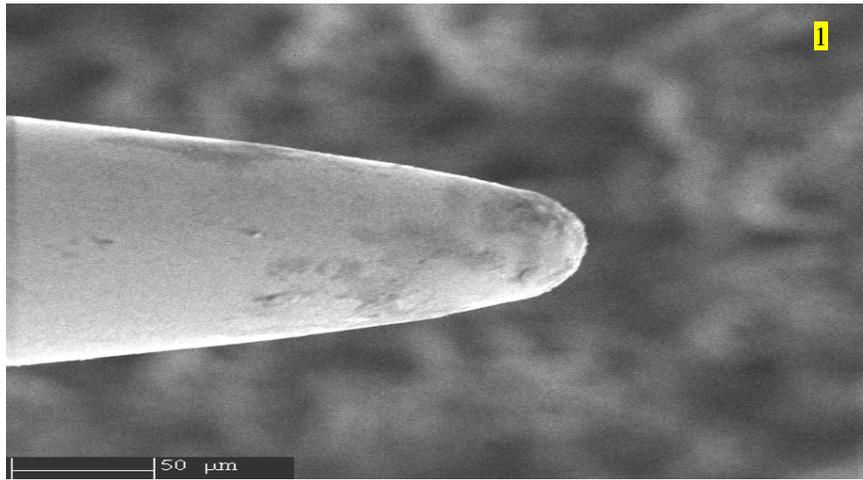


Figure 6. Analyse de l'état d'une pointe cathode exposée à une décharge couronne dans le SF₆ pendant 8 heures par un MEB. 1 - 3x300, 2 - 5x800. et 3-spectre.

III-4-3. Evolution temporelle du courant

L'évolution temporelle du courant d'une décharge couronne dans le SF₆ a été abordée pour les polarités positive et négative et le résultat de ces mesures montre un effet de polarité très clair.

La figure 7, présente la caractéristique du courant moyen en fonction du temps d'exposition de la pointe dans une décharge couronne anodique. On peut remarquer que le courant moyen tend à diminuer avec le temps. Cette diminution est accompagnée par une grande fluctuation qui rend difficile la mesure de ce courant moyen. La diminution du courant pourrait s'expliquer par une consommation des électrons par des impuretés telles que O₂ et H₂O, initialement présentes dans le gaz ou désorbées par les électrodes et par les parois de l'enceinte. Ces impuretés sont d'importants pourvoyeurs d'électrons germes. Durant la décharge, la formation des produits de dégradations SOF₄, SO₂F₂, SOF₂ et SO₂ entraîne une consommation d'oxygène ce qui réduit la densité des ions O₂⁻ et par conséquent, entraîne la diminution observée du courant moyen de la décharge couronne dans le SF₆.

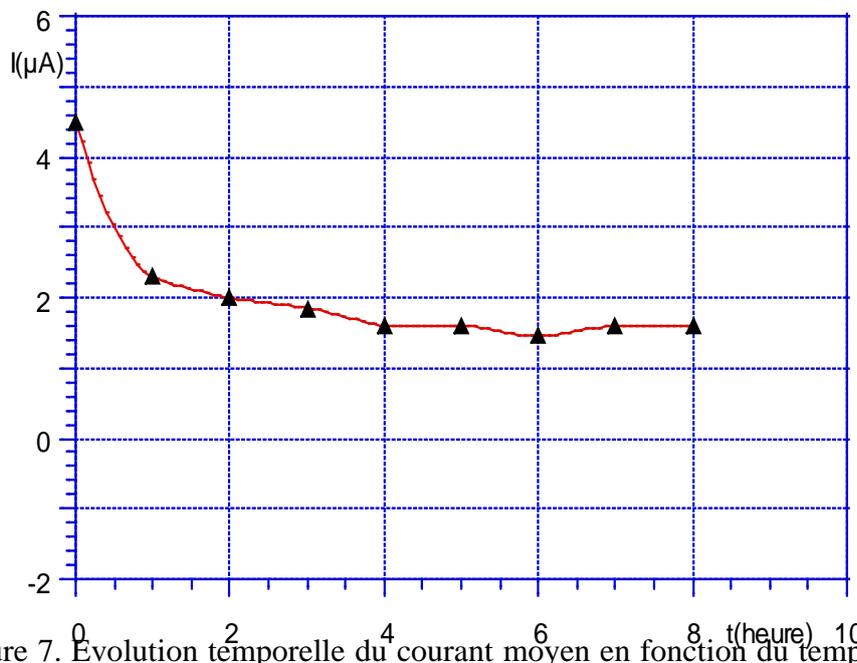


Figure 7. Evolution temporelle du courant moyen en fonction du temps d'exposition à une décharge en polarité positive ($r_p=0.3\mu\text{m}$ et 0.4MPa).

Sur la figure 8, est présentée la variation temporelle du courant moyen en pointe cathodique. Au début de la décharge le courant augmente rapidement puis tend à revenir à son état initial

après 8 heures d'exposition. On a constaté que la fluctuation du courant est moins prononcée que celle d'une décharge positive. L'augmentation du courant peut être expliquée par l'influence prédominante du champ d'accumulation des charges d'espace sur les couches de surfaces de la pointe, des micro décharges et de l'augmentation de la mobilité des porteurs de charges dans la zone de dérive [III-8, III-9].

Figure 8. Evolution temporelle du courant moyen en fonction du temps d'exposition à une décharge en polarité négative ($r_p=0.3\mu\text{m}$ et 0.4MPa).

III-5. Conclusion

L'analyse au microscope électronique a montré la formation d'une couche recouvrant le bout de la pointe et présente une surface très poreuse qui peut engendrer des micro décharges, après l'exposition de la pointe à une décharge couronne positive. La quantité de fluor déposée est plus importante que celle du soufre. La présence du fluor rend cette couche isolante. Cette couche est moins importante en polarité négative. La présence des composés fluorés et sulfureux au bout de la pointe a été détectée avec des proportions relativement faibles. Le phénomène de pulvérisation de la pointe par des ions négatifs incidents en pointe positive, dans le cas du SF₆, pourrait être vraisemblablement dû à de fortes énergies à mettre en jeu pour le détachement de ces ions négatifs.

L'augmentation du courant en pointe cathodique peut être expliquée par l'influence prédominante du champ d'accumulation des charges sur les couches de surfaces de la pointe, des micro décharges et de l'augmentation de la mobilité des porteurs de charges dans la zone de dérive.

Durant la décharge positive la formation des produits de dégradations SOF₄, SO₂F₂, SOF₂ et SO₂ par une consommation des impuretés, telles que O₂ et H₂O, entraîne une réduction de la densité des ions O₂⁻ et par conséquent, explique la diminution observée du courant moyen de la décharge couronne dans le SF₆.

Chapitre IV

IV. Résultats expérimentaux

Les résultats de mesures électriques des tensions seuils des décharges couronnes dans le SF₆ et les mélanges SF₆-N₂, les mobilités des porteurs de charges ainsi que les résultats d'analyse de la lumière émise et les températures des décharges couronnes seront largement présentés dans ce chapitre.

IV-1. Tensions seuils des décharges couronnes

IV-1-1. Caractéristiques courant-tension des décharges couronnes des mélanges SF₆-N₂

Une attention particulière est donnée pour les mélanges SF₆-N₂ avec des concentrations de 10% et 5% de SF₆ dans le gaz. Nous pensons que ce sont ces deux mélanges qui peuvent éventuellement remplacer le SF₆ comme gaz isolant.

Les caractéristiques courant-tension $I=f(U)$ des décharges couronnes des mélanges SF₆-N₂ sont mesurées à des pressions élevées (de 0.1 à 1.5 MPa) pour les polarités négative et positive. Les mesures sont réalisées en appliquant une tension continue ascendante et descendante sur l'électrode active (pointe) et en collectant le courant à partir de l'électrode plane. Cette opération est répétée pour différentes pressions et pour différents mélanges (SF₆-N₂). Les courbes obtenues sont utilisées pour mesurer les tensions seuils d'apparition de la décharge. Des mesures directes des tensions seuils de la décharge couronne sont réalisées en mesurant directement la tension de la première apparition du courant sur l'électromètre (première déviation de l'aiguille de l'électromètre).

- Cas d'une pointe anodique.

Sur les figures 1 à 4, sont représentées les courbes du courant de décharge en fonction de la tension d'alimentation et en fonction de la pression relative du gaz pour le SF₆ pure, le mélange SF₆-N₂ avec un taux de 10% de SF₆, le mélange SF₆-N₂ avec une taux de 5% de SF₆

et pour l'azote pure. Ces caractéristiques montrent que le courant suit une croissance exponentielle en fonction de l'augmentation de la tension appliquée. On peut voir que l'allure des courbes a la même tendance pour les différents mélanges. Il a été remarqué que le courant mesuré en décharge positive est très instable. La pente des courbes pour des pressions relativement faibles est très raide, ayant pratiquement une allure de droite. Tandis qu'avec l'augmentation de la pression les courbes perdent leurs linéarités, ce qui laisse penser que d'autres paramètres influent sur le comportement de la décharge.

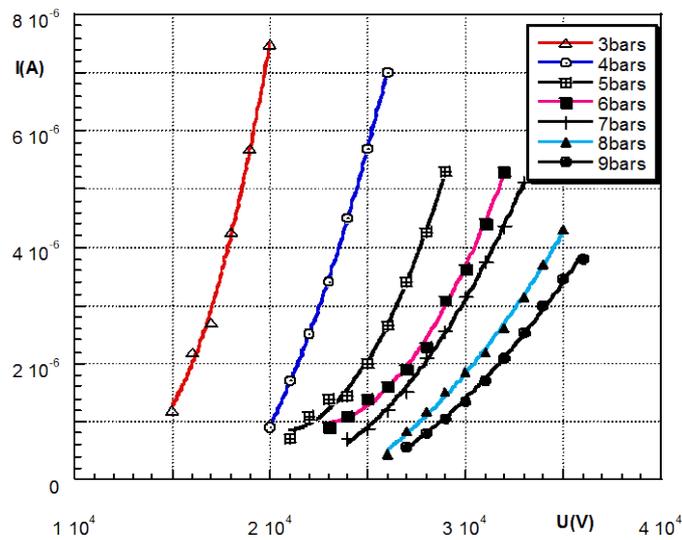


Figure 1. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le SF_6 pure en polarité positive et pour un rayon de courbure de la pointe $r_p = 50 \mu\text{m}$ et une distance inter-électrode $d = 7,5\text{mm}$ à différentes valeurs de pressions.

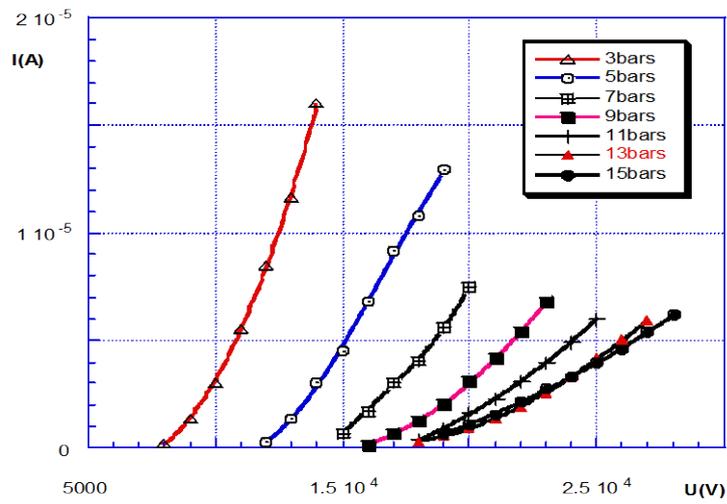


Figure 2. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le mélange SF_6-N_2 à 10% de SF_6 en polarité positive avec $r_p = 50 \mu m$ et $d = 7,5 mm$ à différentes valeurs de pressions.

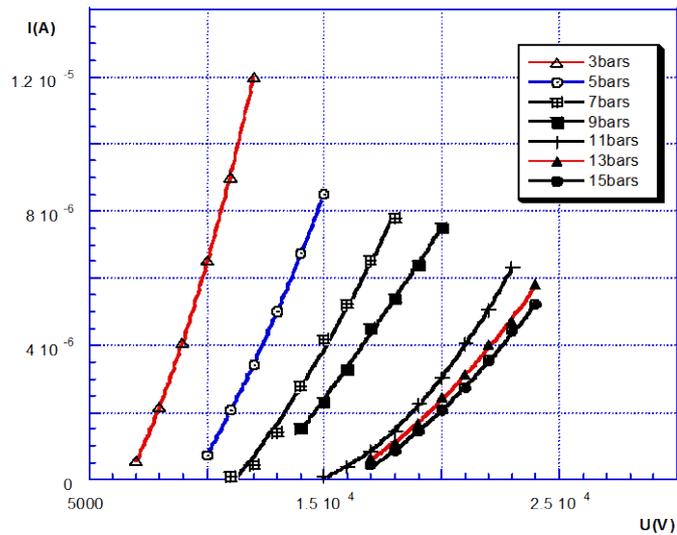


Figure 3. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le mélange SF_6-N_2 à 5% de SF_6 en polarité positive avec $r_p = 50 \mu m$ et $d = 7.5mm$ à différentes valeurs de pressions.

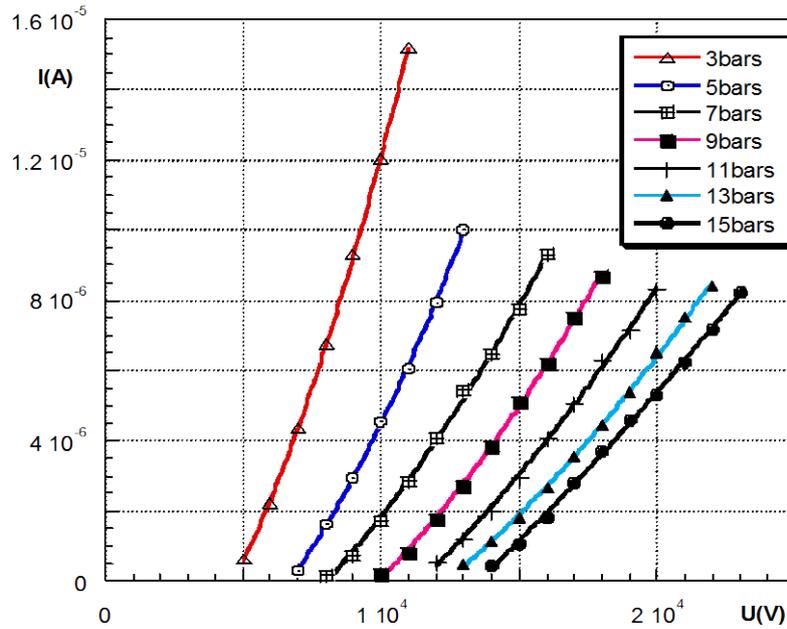


Figure 4. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour l'azote(N_2) en polarité positive avec $r_p = 50 \mu m$ et $d = 7.5mm$ à différentes valeurs de pressions.

- Cas d'une pointe cathodique

Les courbes des courants-tensions pour le SF_6 pure, les mélanges SF_6-N_2 avec un taux de 10% et de 5% de SF_6 et pour l'azote pure sont montrées sur les figures 5 à 8 respectivement. On peut constater le même comportement avec le cas des pointes anodiques malgré que les tensions seuils sont relativement inférieures et que le courant de la décharge est relativement stable.

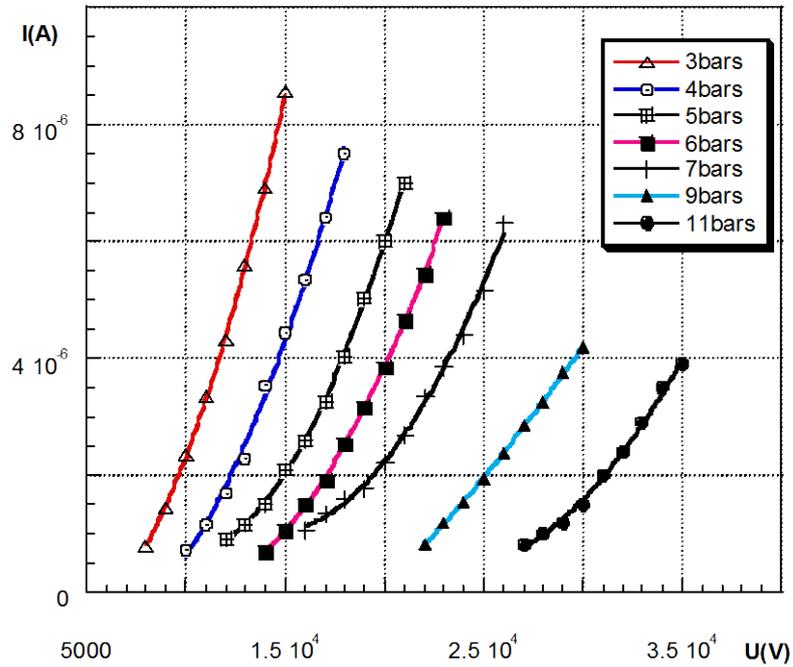


Figure 5. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le SF_6 pure en polarité négative avec $r_p = 50 \mu m$ et $d = 7,5mm$ à différentes valeurs de pressions.

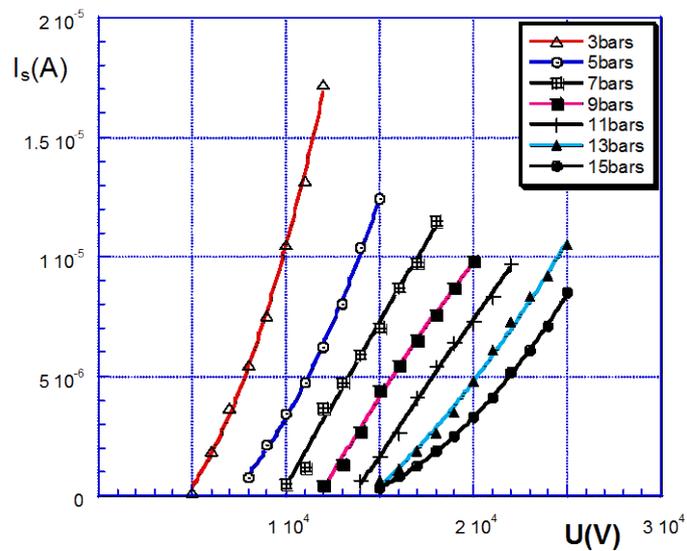


Figure 6. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le mélange SF_6-N_2 à 10% de SF_6 avec $r_p = 50 \mu m$ et $d = 7,5mm$ à différentes valeurs de pressions.

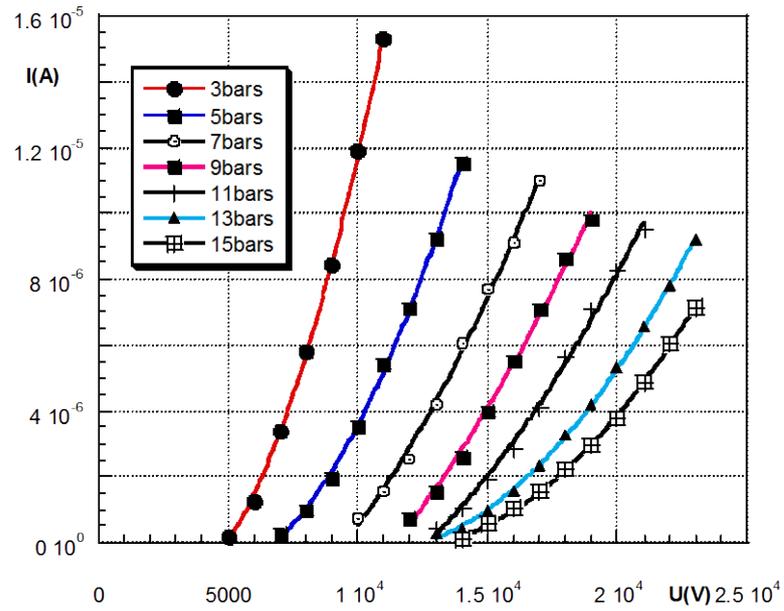


Figure 7. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour le mélange SF_6-N_2 à 5% de SF_6 en polarité négative avec $r_p = 50 \mu m$ et $d = 7,5mm$ à différentes valeurs de pressions.

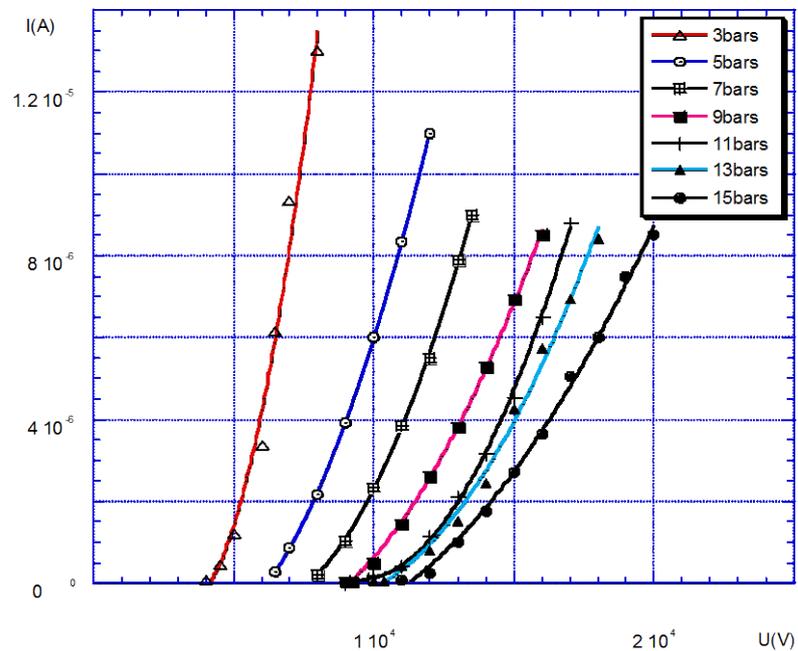


Figure 8. Courbes de courant de décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$ pour l'azote (N_2) en polarité négative avec $r_p = 50 \mu m$ et $d = 7.5mm$ à différentes valeurs de pressions.

IV-1-2. Mesure des tensions seuils (U_s)

La détermination des tensions seuils a été effectuée en utilisant le graphe $\frac{I_m}{U}$ en fonction de U (la tension appliquée). Comme on peut le voir sur la figure 9, les courbes représentant $\frac{I_m}{U} = f(U)$ pour le mélange SF_6-N_2 à 10% de SF_6 en polarité positive sont des droites ce qui conduit à une bonne évaluation des tensions seuils (U_s). Cette constatation est aussi vraie pour les autres mélanges.

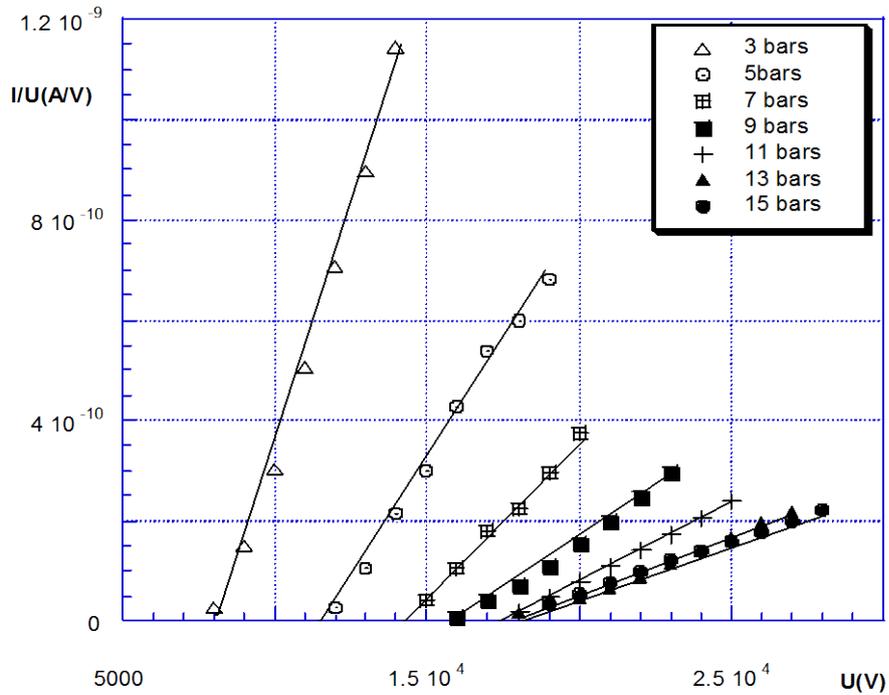


Figure 9. Courbes $I/U = f(U)$ pour le mélange SF_6-N_2 à 10% de SF_6 en polarité positive avec $r_p = 50 \mu m$ et une distance inter-électrode $d = 7,5 mm$ à différentes valeurs de pressions.

Sur les figures 10, 11, 12 et 13, sont tracées les caractéristiques des tensions seuils pour les deux polarités en fonction de la pression pour l'azote (N_2), les mélanges SF_6-N_2 à 5%, 10% de SF_6 et finalement pour le SF_6 . Les valeurs déterminées perdent leur linéarité avec l'augmentation de la pression surtout pour les mélanges, ce qui présage que d'autres phénomènes provoquent un changement du comportement du gaz.

Il est intéressant de voir que l'écart entre les tensions seuils de la pointe positive et celles de la pointe négative croît avec l'accroissement du taux de SF_6 dans le mélange. On peut dire que l'effet de la polarité est plus important pour les mélanges à concentration de SF_6 élevées. A titre d'exemple pour l'azote pur on constate que les tensions seuils des deux polarités sont très proche, jusqu'à 8 bars, au delà de cette limite les tensions commencent à s'écarter.

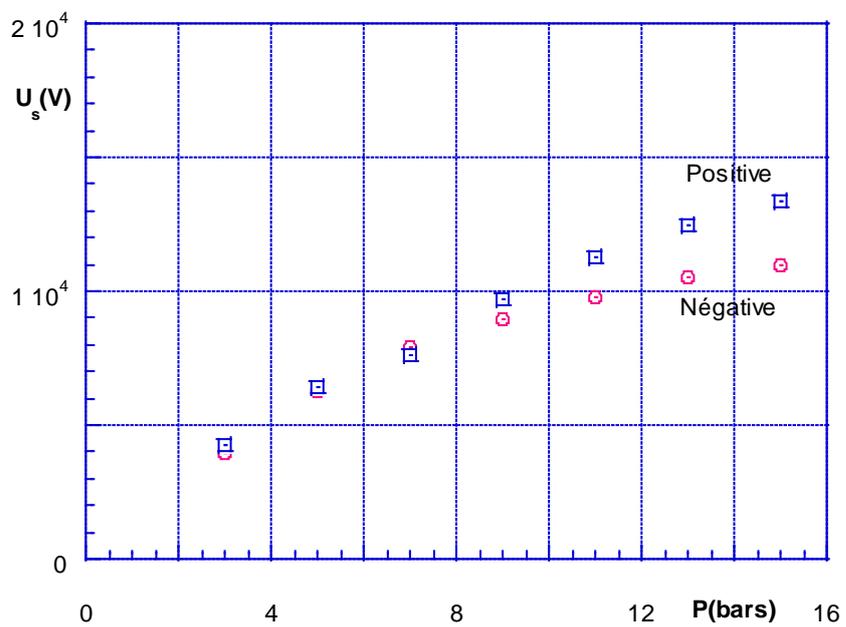


Figure 10. Tensions seuils d'apparition de la décharge dans l'azote pur pour les deux polarités.

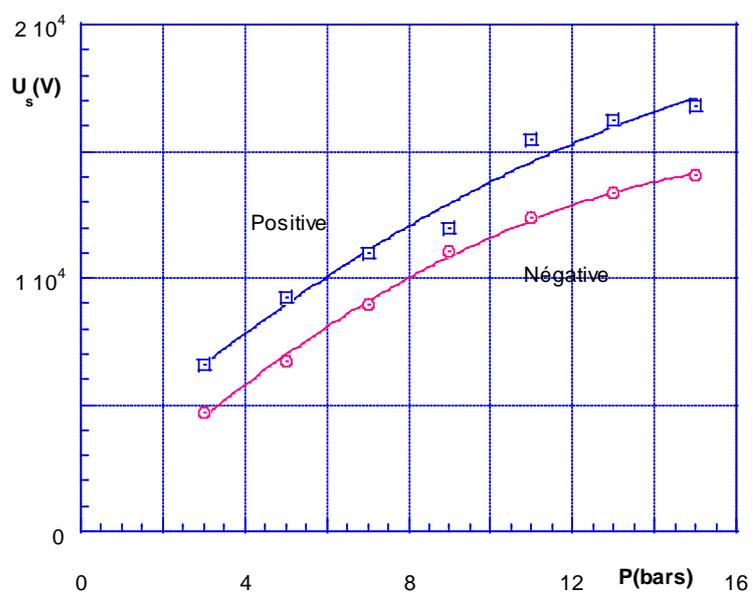


Figure 11. Tensions seuils d'apparition de la décharge dans le mélange SF₆-N₂ avec 5% de SF₆ pour les deux polarités.

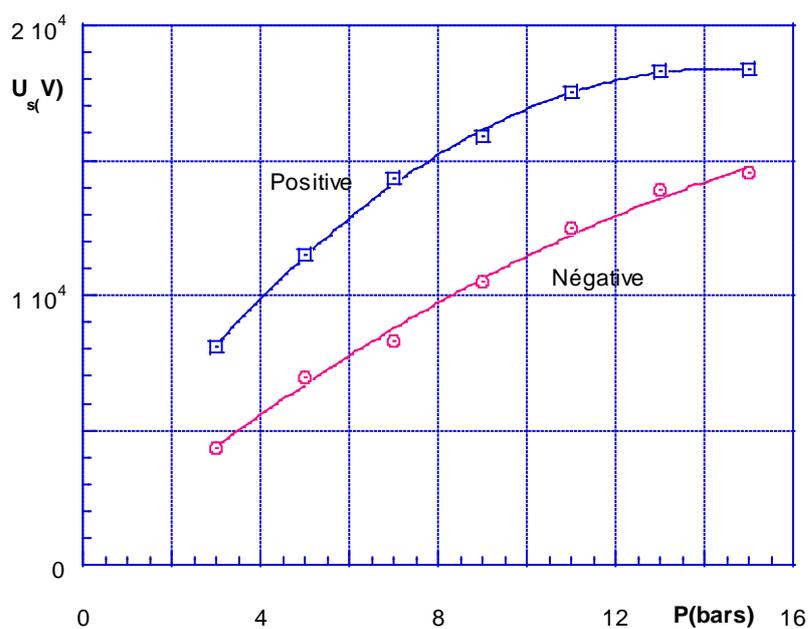


Figure 12. Tensions seuils d'apparition de la décharge dans le mélange SF₆-N₂ avec 10% de SF₆ pour les deux polarités.

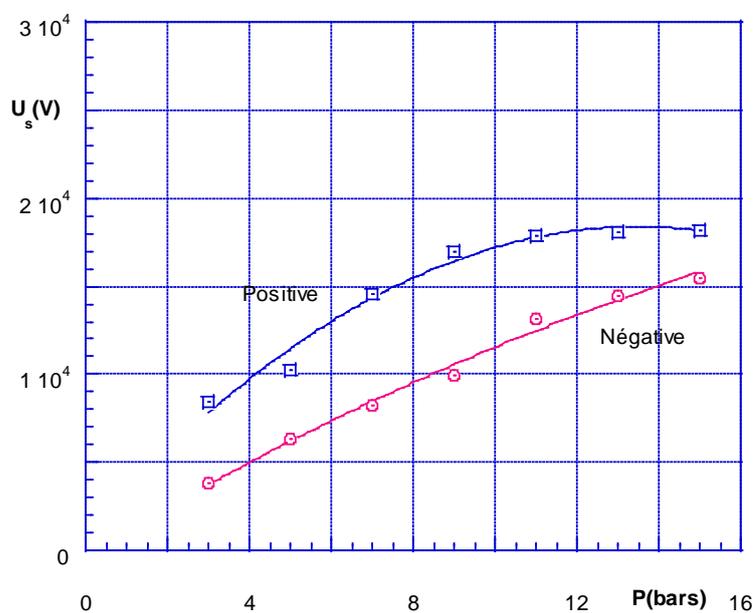


Figure 13. Tensions seuils d'apparition de la décharge dans le mélange SF₆-N₂ avec 15% de SF₆ pour les deux polarités.

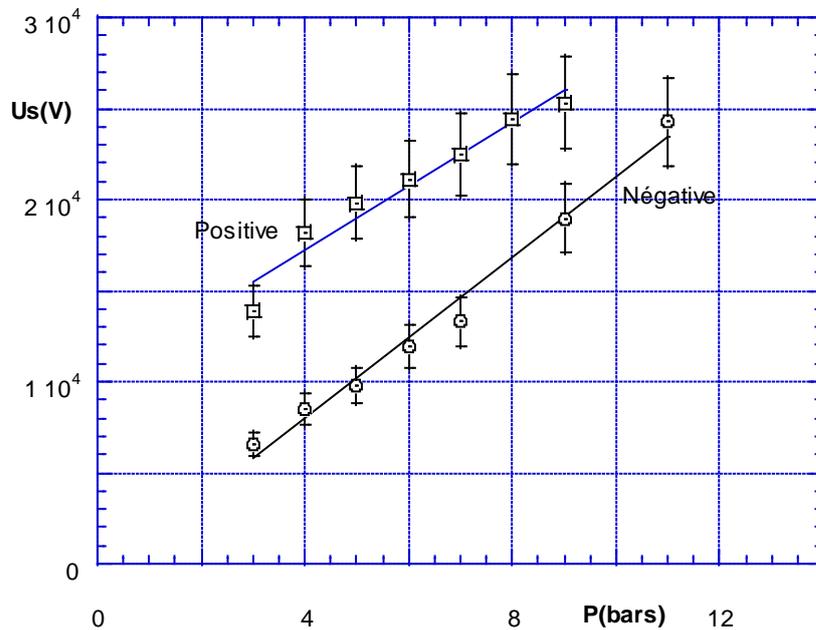


Figure 14. Tensions seuils d'apparition de la décharge dans le SF₆ pur pour les deux polarités.

IV-1-3. Evolution des tensions seuils en fonction de la pression

Les tensions seuils en fonction de la variation de la pression pour des mélanges SF₆-N₂ avec différents taux de SF₆ sont montrées sur la figure 15, pour la polarité négative. Hormis le SF₆ qui présente une courbe plus au moins rectiligne tous les autres mélanges ont leurs courbes présentant une tendance vers la saturation pour les pressions élevées. L'écart entre les tensions seuils des différents mélanges est relativement réduit pour les faibles pressions et tend à s'accroître avec l'augmentation de densité du gaz. Les écarts entre les mélanges à 5%, 10% et 15% SF₆ sont très réduits et peuvent être confondus.

Concernant la polarité positive représentée sur la figure 16, l'évolution des courbes suit pratiquement la même tendance qu'en polarité négative, par contre les écarts entre les différents mélanges sont beaucoup plus importants.

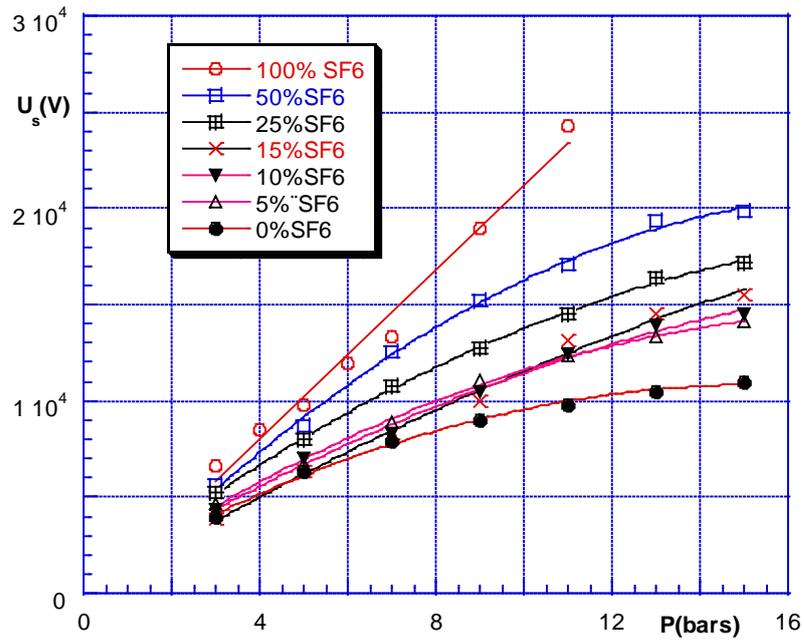


Figure 15. Les tensions seuils en fonction de la variation de la pression pour des mélanges SF₆-N₂ avec différents taux de SF₆ en polarité négative.

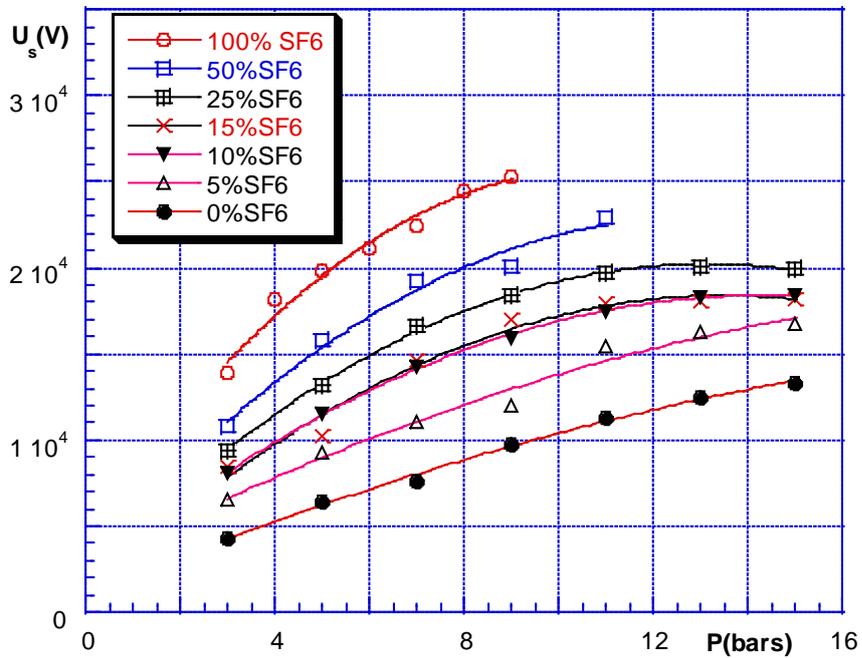


Figure 16. Les tensions seuils en fonction de la variation de la pression pour des mélanges SF₆-N₂ avec différents taux de SF₆ pour la polarité positive.

Une comparaison entre les valeurs de U_s déterminées directement en mesurant les tensions provoquant l'apparition des premiers courants détectés par l'électromètre et les tensions seuils déterminées en utilisant les graphes de I_m/U en fonction de U , représentés sur les figures 17 et 18, pour le cas d'un mélange SF_6-N_2 à 5% de SF_6 , montre que ces valeurs sont très proche, que ce soit en polarité positive ou négative. Cette tendance est valable pour les différents taux de SF_6 dans le mélange.

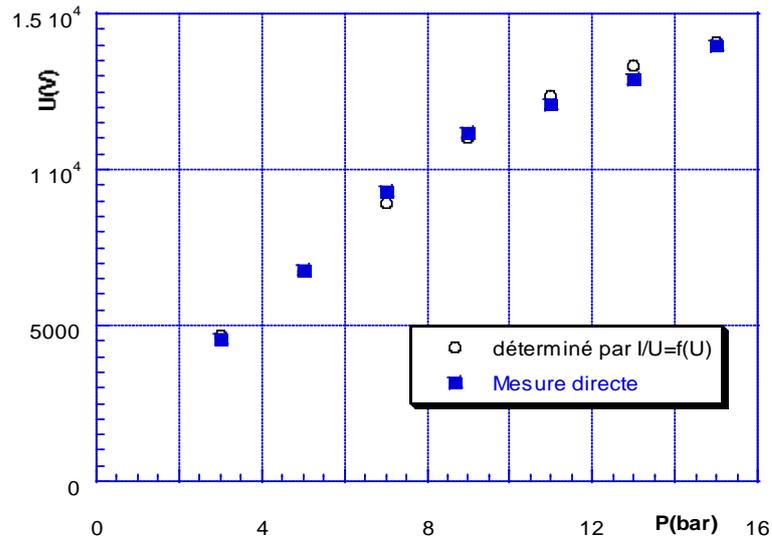


Figure 17. Tensions seuils pour le cas d'un mélange SF_6-N_2 à 5% de SF_6 , polarité négative en fonction de la pression.

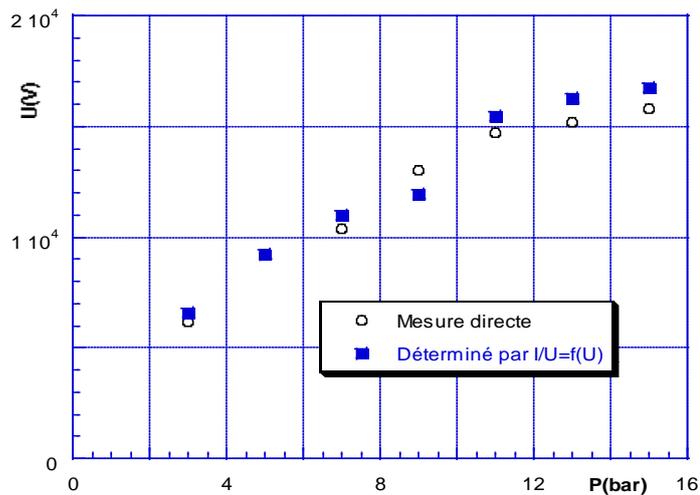


Figure 18. Tensions seuils pour le cas d'un mélange SF_6-N_2 à 5% de SF_6 , polarité positive en fonction de la pression.

IV-1-4. Calcul de la tension d'amorçage de la décharge couronne

Un modèle théorique a été proposé par Nitta et-al [II-10] pour le calcul de la tension de la décharge couronne en présence d'un champ fortement divergent et qui est basé sur le critère des Streamers. Malik et Qureshi [II-20] ont proposé un modèle empirique pour calculer $(E/P)_{lim}$ dans les mélanges SF₆-N₂. Ce modèle a été amélioré par Kline et al [II-21]. Les valeurs de $(E/P)_{lim}$ des mélanges SF₆-N₂ calculées par Malik et Qureshi et celles obtenues en utilisant la formule de Kline et al, sont présentées dans le tableau N°1.

%SF ₆	$(E/P)_{lim}$ en kV.cm ⁻¹ .bar ⁻¹ (Malik et Qureshi)	$(E/P)_{lim}$ en kV.cm ⁻¹ .bar ⁻¹ (Kline et-al)
100%	87.75	89
50%	74.2	78.6
25%	63.2	69.3
15%	56.6	63.2
10%	52.1	58.8
5%	43.9	51.9

Tableau 3. Valeurs de $(E/P)_{lim}$ à différents concentrations de SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ d'après les modèles de Malik et al et Kline.

La constante C est aussi déterminée en utilisant la formule II-14. Sur le tableau 2, sont présentées les valeurs de C en utilisant les valeurs de $(E/P)_{lim}$ données par Malik et Qureshi et celles données par Kline.

%SF ₆	C (Malik, Qureshi)	C (Kline)
100%	1.33	1.32
50%	1.64	1.61
25%	1.96	2
15%	2.29	2.3
10%	2.56	2.6
5%	3.1	3.2

Tableau 4. Les valeurs de C déterminées pour des valeurs de $(E/P)_{lim}$ données par Malik et Qureshi et par Kline.

Comme on peut le voir sur le tableau 2, cette constante est peu sensible à la façon de calculer $(E/P)_{lim}$. En utilisant les valeurs de C et E/P_{lim} les tensions seuils de la décharge couronne peuvent donc être déterminées pour les différents mélanges considérés (voir chapitre II). Sur les figures 19 à 23 nous avons comparé les variations des tensions seuils à différentes valeurs de concentration du SF₆. On constate que les valeurs expérimentales des tensions seuils de la décharge couronne U_s , augmentent linéairement avec l'augmentation de la pression jusqu'à une certaine limite qui se situe entre 9 et 11 bars, puis tendent à s'écarter par rapport aux valeurs calculées. Cette déviation est suivie d'une saturation vers des pressions élevées. De telles déviations sont souvent attribuées aux effets des surfaces, qui sont très importants à haute pression [IV-1]. Les modifications morphologiques des pointes électrodes (voir chapitre III), ont probablement une influence non négligeable sur le comportement de la décharge couronne. Avec la diminution du taux de SF₆ les écarts entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques augmentent. On constate aussi une certaine différence entre les valeurs des deux modèles utilisés. Pour le SF₆ pur comme on peut le voir sur la figure 24, une concordance presque parfaite entre les résultats de calcul et les résultats expérimentaux.

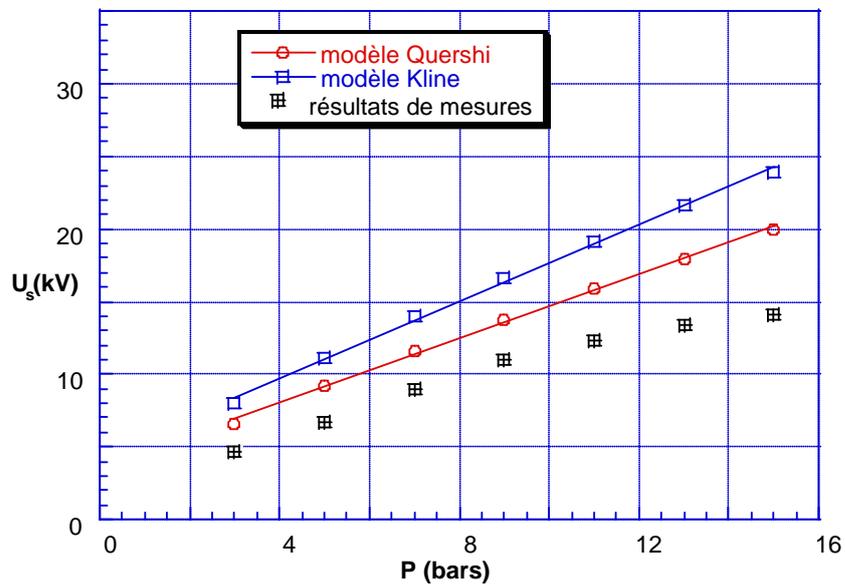


Figure 19. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 5% de SF₆.

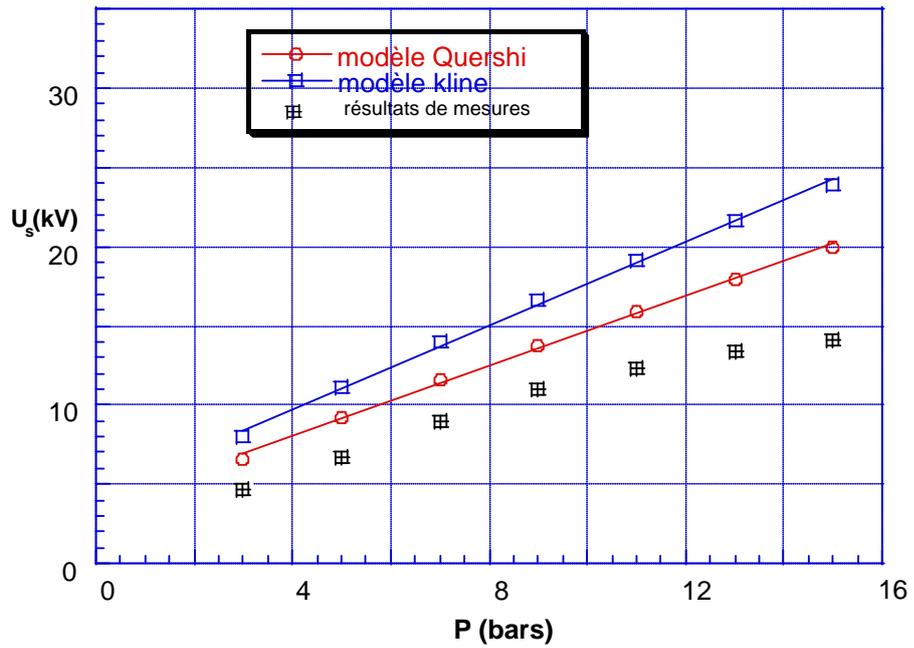


Figure 20. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 10% de SF₆.

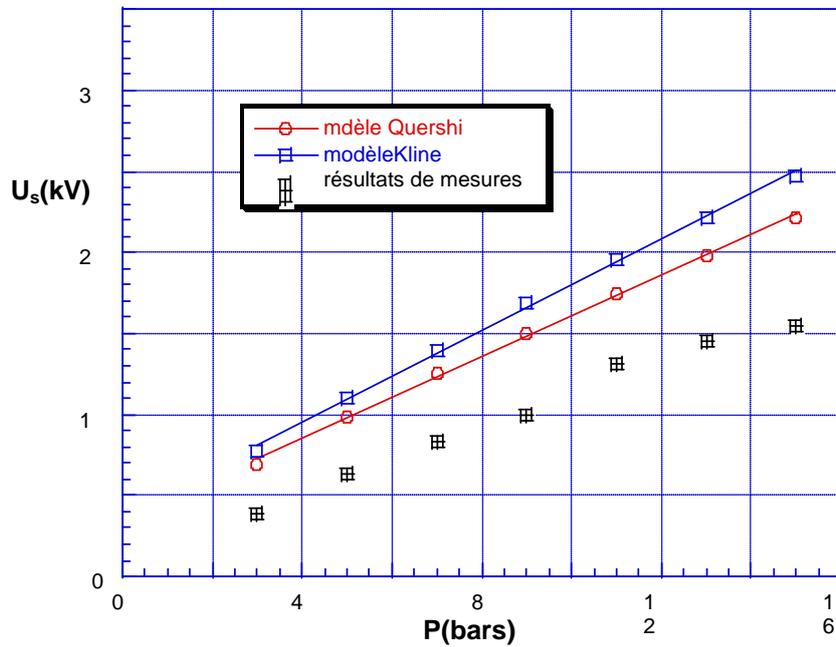


Figure 21. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle

de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 15% de SF₆.

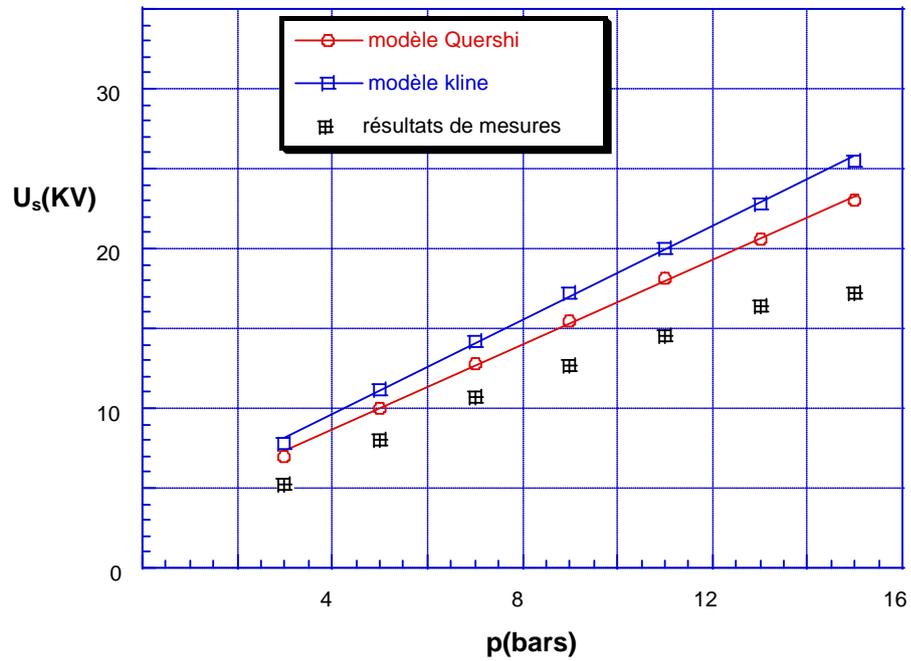


Figure 22. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 25% de SF₆.

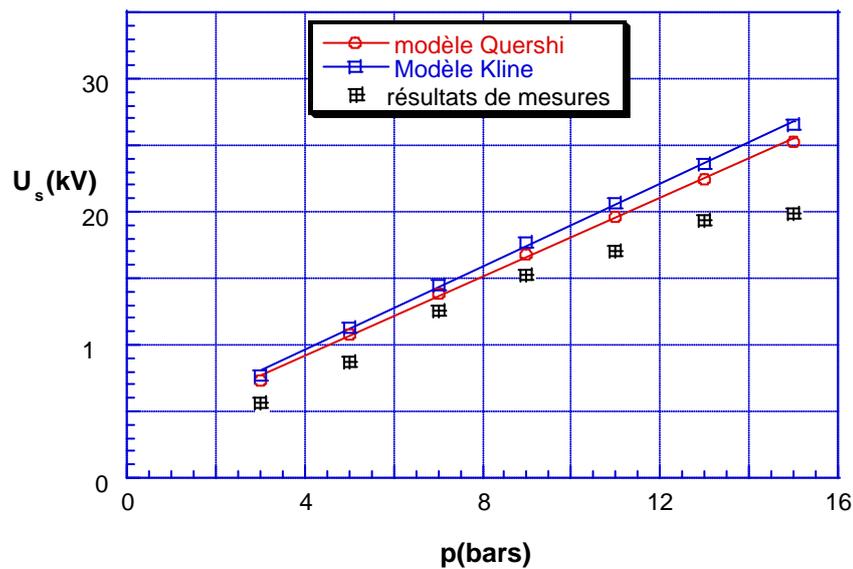


Figure 23. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle

de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 50% de SF₆.

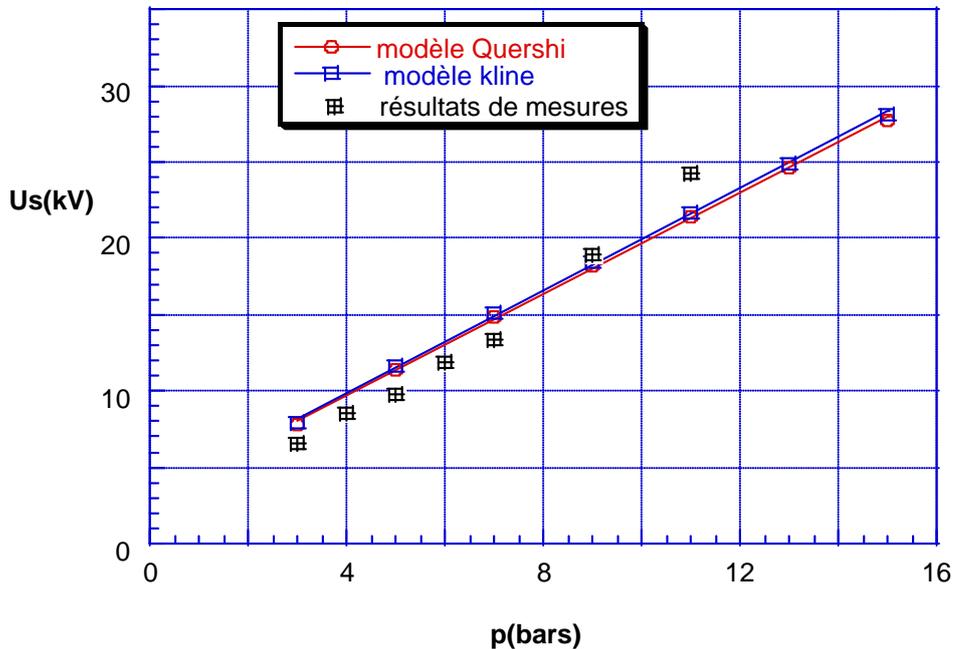


Figure 24. Valeurs des tensions seuils en fonction de la pression déduites du modèle de Quershi et celui de Kline et nos résultats de mesures pour un mélange de 100% de SF₆.

L'approche de Malik et Quershi et celle de Kline permettent une bonne estimation pour le cas du SF₆ pur. Par contre, pour les mélanges on constate une surestimation par rapport aux valeurs mesurées au fur et à mesure que la concentration du SF₆ diminue. On remarque aussi qu'il y a des écarts entre les deux approches empiriques.

La prédiction des valeurs de tensions seuils de la décharge couronne par les réseaux de neurones est une alternative aux deux modèles empiriques précédents et peut être utilisée pour déterminer les tensions seuils des décharges couronnes dans les mélanges SF₆-N₂. La principale caractéristique des réseaux de neurones est l'établissement d'une relation complexe entre les résultats expérimentaux à travers un processus d'apprentissage, sans avoir à proposer au préalable un modèle pour corréliser les variables désirées [IV-2 - IV-3]. Cette technique est très attractive pour la modélisation des processus où la modélisation mathématique traditionnelle est difficile à obtenir. La capacité d'apprentissage des réseaux de neurones permet de découvrir des interactions complexes et subtiles entre des variables indépendantes contribuant au développement d'un modèle plus précis.

Les applications des réseaux de neurones pour la prédiction des tensions seuils des décharges couronnes dans les mélanges SF₆-N₂ sont très rares. Le modèle ainsi obtenu peut être de grande importance pour les ingénieurs de l'industrie électrotechnique.

La structure générale du réseau de neurones prend la forme représentée sur la figure 25. Comme on peut le voir dans l'équation (IV-1), le réseaux de neurones a comme input la pression du gaz et le pourcentage du SF₆ dans le mélange et comme output les tensions seuils.

$$U_s = NN(P, z, w) \quad (IV-1)$$

Où U_s: tension seuil, P: pression, z: pourcentage du SF₆ dans le mélange et w: le poids du réseau de neurones.

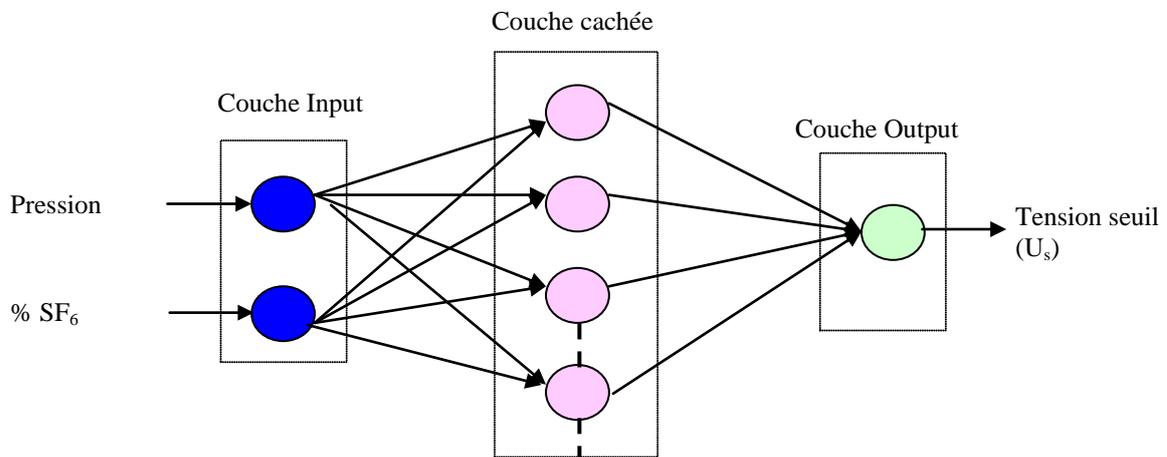


Figure 25. Structure d'un réseau de neurones.

En utilisant la base des données représentée sur les figures 15 et 16, la prédiction par les réseaux de neurones des valeurs des tensions seuils pour différentes pressions et différents taux du SF₆ est plus simple et précise. Pour améliorer les performances de cette prédiction la base de l'apprentissage doit couvrir un large domaine, d'où la nécessité d'avoir une base de données plus étendue.

Dans la figure 26 sont représentées les valeurs de tensions seuils prédites par le modèle des réseaux de neurones pour des pressions paires. Le modèle peut prédire la valeur de la tension seuils pour n'importe quelle pression et concentration de SF₆.

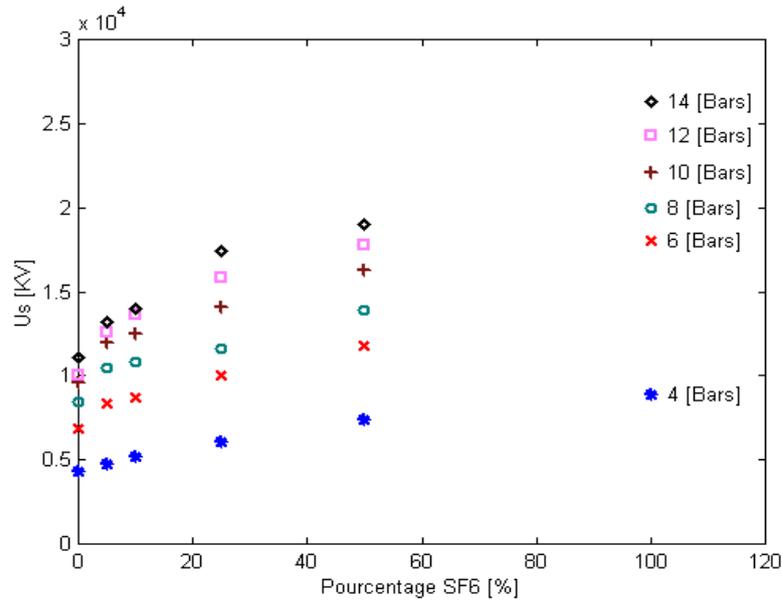


Figure 26. Tensions seuils en fonction du % de SF₆ pour la polarité négative à des pressions non couvertes par l'expérimentation.

Sur la figure 27, Les courbes des tensions seuils de la décharge couronnes sont tracées en fonction de la pression pour le SF₆. Comme on peut le constater, il y a une certaine concordance entre les valeurs obtenues par les modèles empiriques (Quershi et Kline) et celles obtenues par la prédiction des réseaux neurones.

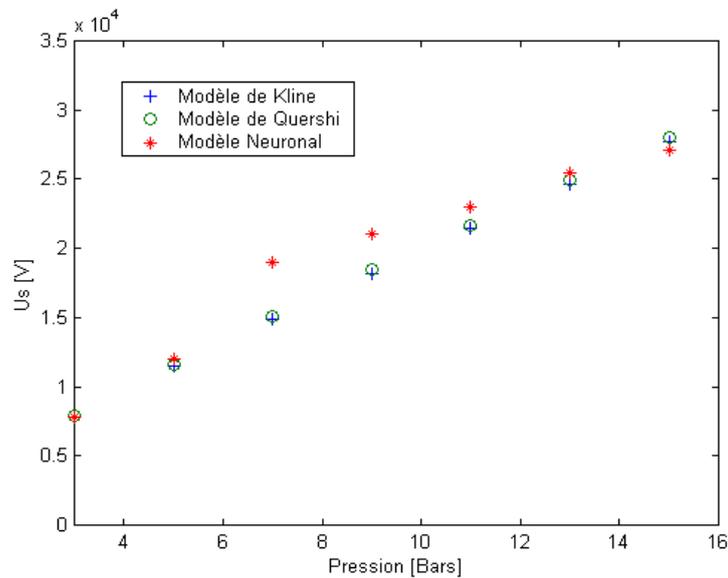


Figure 27. Courbes des tensions seuils calculées par le modèle empirique de Malik et Quershi et celui de Kline comparées aux résultats obtenus par la prédiction des réseaux neurones pour le SF₆.

Sur la figure 28 sont représentées les courbes des tensions seuils déterminées par les deux modèles empiriques et le modèle des réseaux neurones pour le mélange SF₆-N₂ à 5% SF₆ et 95% N₂. On constate qu'il y a des écarts entre les trois modèles, les modèles empiriques prédisent des valeurs de tensions nettement supérieures par rapport au modèle de réseaux de neurones. La courbe de ce dernier présente une légère saturation pour des pressions élevées qui peut être attribuée à l'état de l'électrode active qui est plus important [IV-4] et aussi à la concentration des charges d'espace, qui sont plus actives à haute pression [IV-5, IV-6].

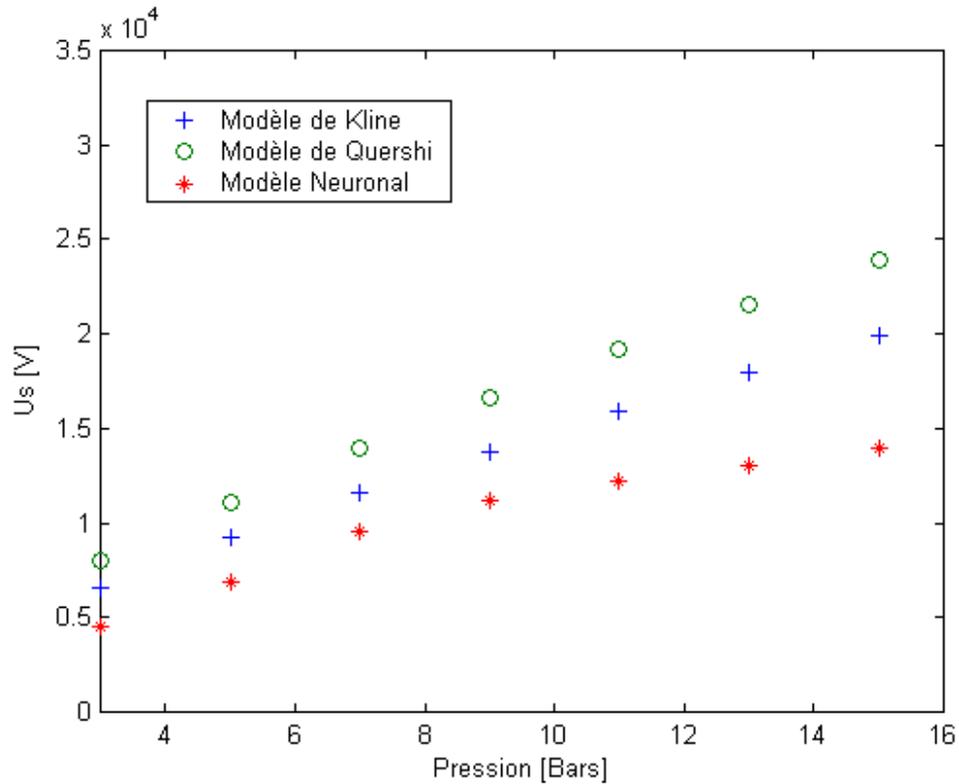


Figure 28. Courbes des tensions seuils calculées par le modèle empirique de Malik et Quershi et celui de Kline comparées aux résultats obtenus par la prédiction des réseaux neurones pour un mélange à 5% de S

IV-1-5. Conclusion

Les caractéristiques courant-tension ($I = f(U)$) montrent que le courant augmente exponentiellement et ont la même tendance pour les différents mélanges SF_6-N_2 . Ces courbes sont linéaires pour des pressions faibles. Tandis qu'avec l'augmentation de la pression les courbes perdent leurs linéarités. La pente des courbes pour des pressions relativement faibles est très prononcée. Il a été remarqué que le courant mesuré en décharge positive est très instable.

L'effet de polarité est très significatif surtout pour les mélanges à taux élevée de SF_6 . En effet les valeurs des tensions de la décharge couronne obtenues pour la polarité positive sont supérieures à celles de la polarité négative.

Les résultats obtenus des tensions seuils de la décharge couronne en utilisant le modèle empirique de Malik et Quershi et celui de Kline sont en concordance avec ceux déterminés par les réseaux neurones pour les SF_6 pur. Par contre, pour les mélanges des écarts sont de plus en plus importants avec la diminution de la concentration du SF_6 dans le mélange entre les trois approches. Pour améliorer les performances du modèle basé sur les réseaux neurones, la base de données doit être très large.

IV-2. Mobilité des porteurs de charges

IV-2-1. Caractéristiques $I=f(U)$ et $\sqrt{I}=f(U)$ des décharges couronnes

La méthode de mesure des mobilités des porteurs de charges préconisé dans ce travail est la méthode indirecte en utilisant les caractéristiques courant-tension $I=f(U)$ de la décharge couronne, comme indiqué au chapitre II. Les courbes $I=f(U)$ ont été obtenues en augmentant puis en diminuant progressivement la tension appliquée pour mettre en évidence l'effet d'hystérésis (figure 29 et 30). En polarité négative le courant est relativement stable avec pratiquement pas d'hystérésis. Par contre, en polarité positive le courant mesuré est très instable et on peut constater une certaine hystérésis. Pour tous les mélanges et pour toutes les pressions considérées, aucune impulsion de courant n'a été observée et ceci est vrai pour les deux polarités.

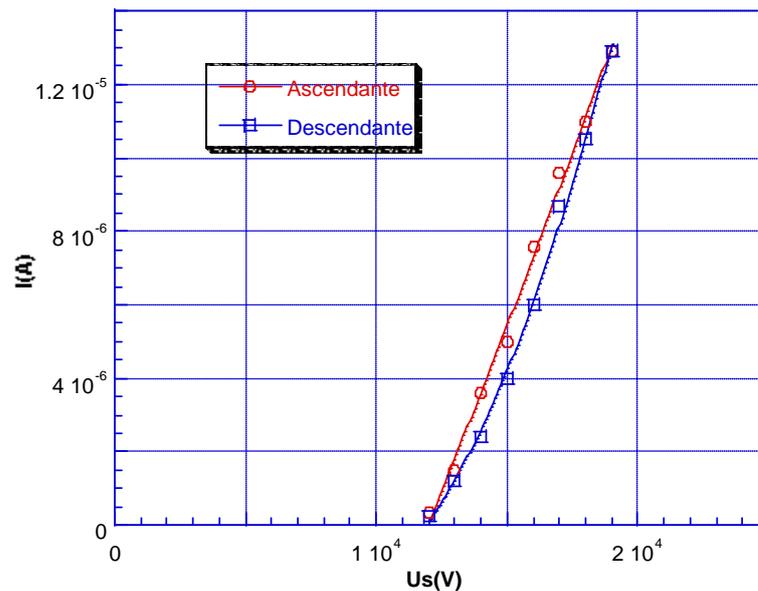


Figure 29. Courbes de $I=f(U)$ avec des tensions ascendantes et descendantes pour le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$, avec 10% de SF_6 en polarité positive.

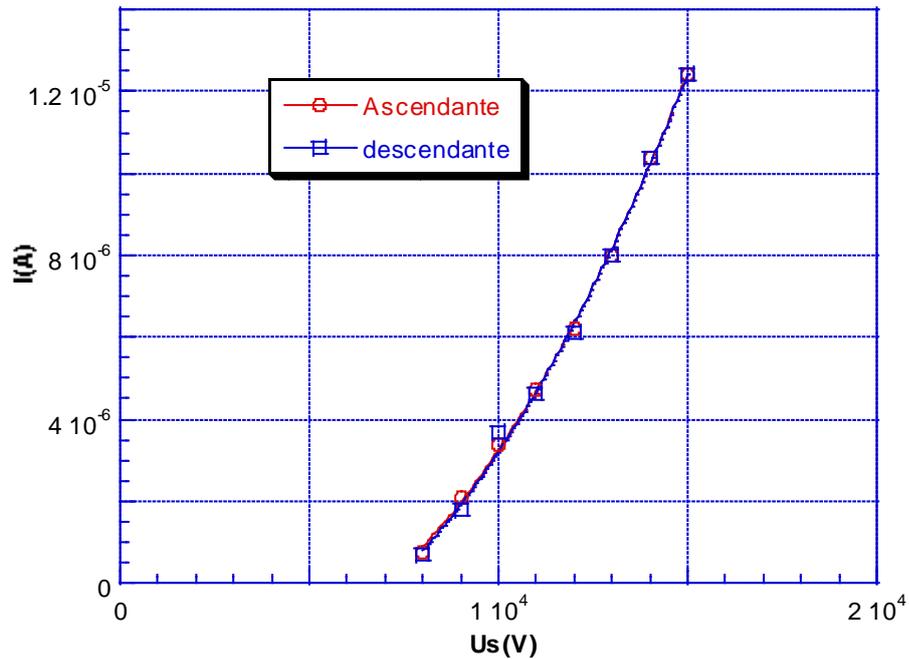


Figure 30. Courbes de $I=f(U)$ avec des tensions ascendantes et descendantes pour le mélange SF_6-N_2 , avec 10% de SF_6 en polarité négative.

Sur la figure 31, sont représentées les courbes du courant en fonction de la tension pour différentes pressions relatives et avec une pointe ayant un rayon de courbure relativement faible. Les valeurs des courants de la décharge couronne pour les mélanges SF_6-N_2 à faibles concentrations de SF_6 , augmentent très rapidement en fonction de la tension appliquée.

Les courbes $\sqrt{I}=f(U)$ représentées sur la figure 32, sont des droites de pentes raides pour l'azote pur et devient moins raide pour les mélanges. La détermination de ces pentes permet de calculer les mobilités des porteurs de charges d'une décharge couronne en configuration pointe-plan.

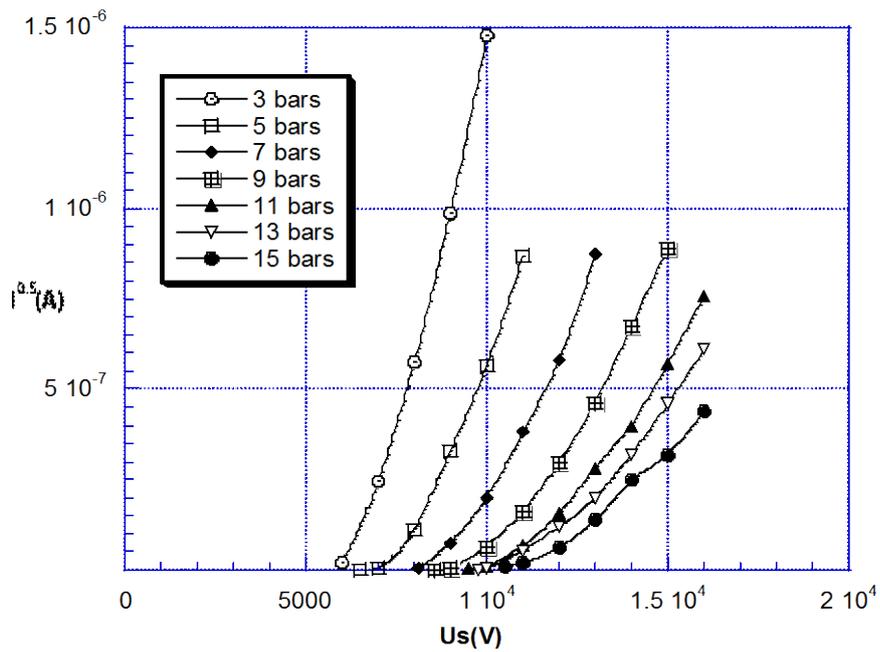


Figure 31; Courbes $I=f(U)$ de SF_6 pour différentes pressions et pour une pointe de l'ordre de $3\mu m$ en polarité négative.

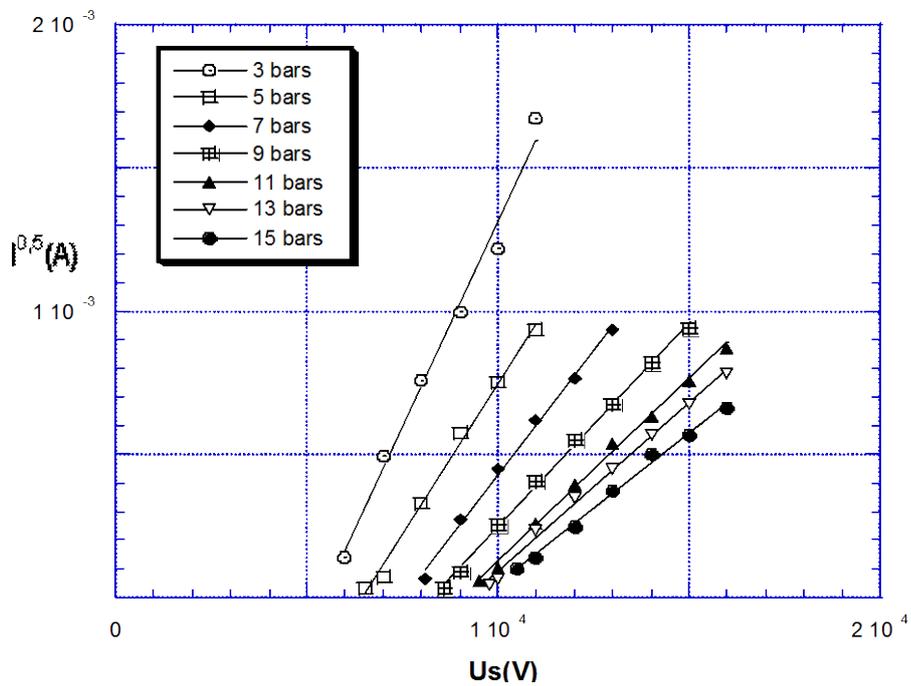


Figure 32. Courbes de $\sqrt{I}=f(U)$ pour le SF_6 en polarité négative et à différentes pressions ($r_p=3\mu m$).

IV-2-2. Mobilités des porteurs de charges pour le SF₆ pur

Les valeurs des mobilités de porteurs de charges en géométrie pointe-plan déterminées par les différents modèles utilisant la méthode indirecte (mesure du courant unipolaire de la décharge en fonction de la tension appliquée $I=f(U)$) sont illustrées sur la figure 33. On voit clairement que les résultats obtenus grâce au modèle de Sigmond [II-38] sont très proches des valeurs calculées théoriquement par Langevin [II-23]. Les valeurs obtenues par le modèle de Coelho [II-37] sont très au-dessous des valeurs théoriques, par contre les résultats donnés par le modèle de Coelho corrigé sont supérieurs d'un coefficient de 2/3, mais restent inférieures à ceux de Sigmond et Langevin. Par conséquent le modèle de Sigmond est utilisé dans le présent travail pour calculer les mobilités des porteurs de charges (voir II-3). Ce modèle a été utilisé par [II-42] pour déterminer les mobilités dans l'azote et a donné des résultats satisfaisants.

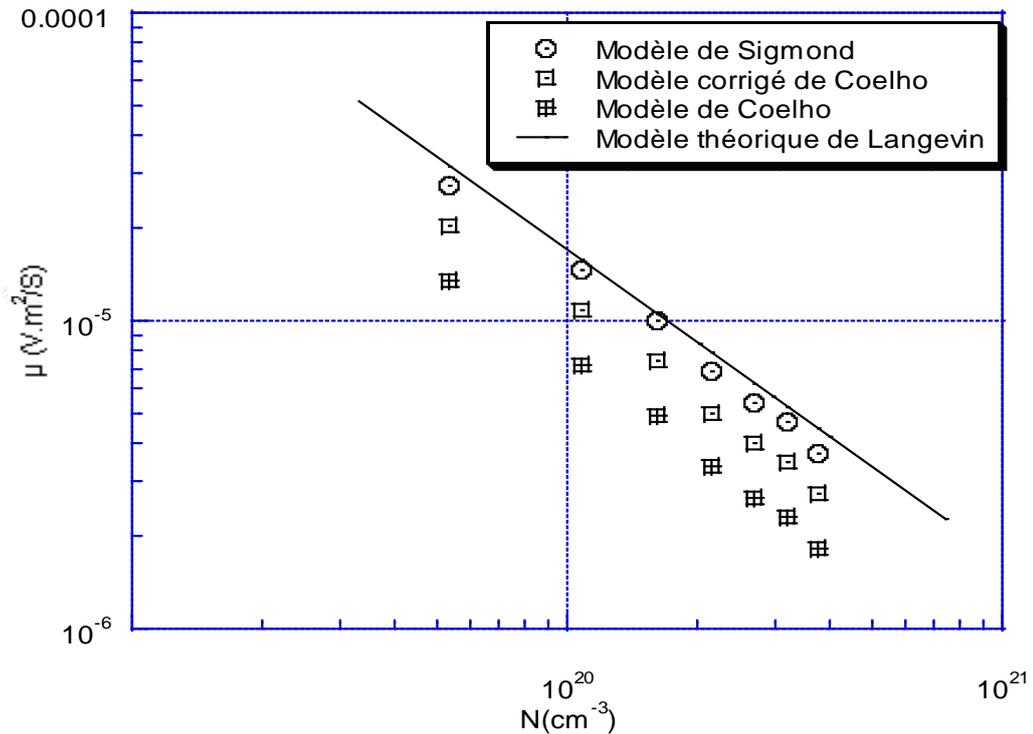


Figure 33. Mobilités des porteurs de charges déterminées par les différents modèles et celles déterminées par le modèle théorique de Langevin pour le SF₆.

Comme on peut le voir sur la figure.34, les résultants des mobilités déterminées par le modèle de Sigmond suivent la même tendance que celles trouvées par Schmidt et-al [IV-7] pour des pressions élevées. La variation de la mobilité μ dans ce domaine de pression n'est pas inversement proportionnelle à la densité du gaz (N^{-1}). Il est clair que l'ion SF_6^- est prédominant mais à pressions élevées les clusters peuvent aussi se former. La présence des clusters peut expliquer l'écart entre nos résultats et ceux de Schmidt avec les résultats théoriques obtenus en utilisant la théorie de Langevin [II-23].

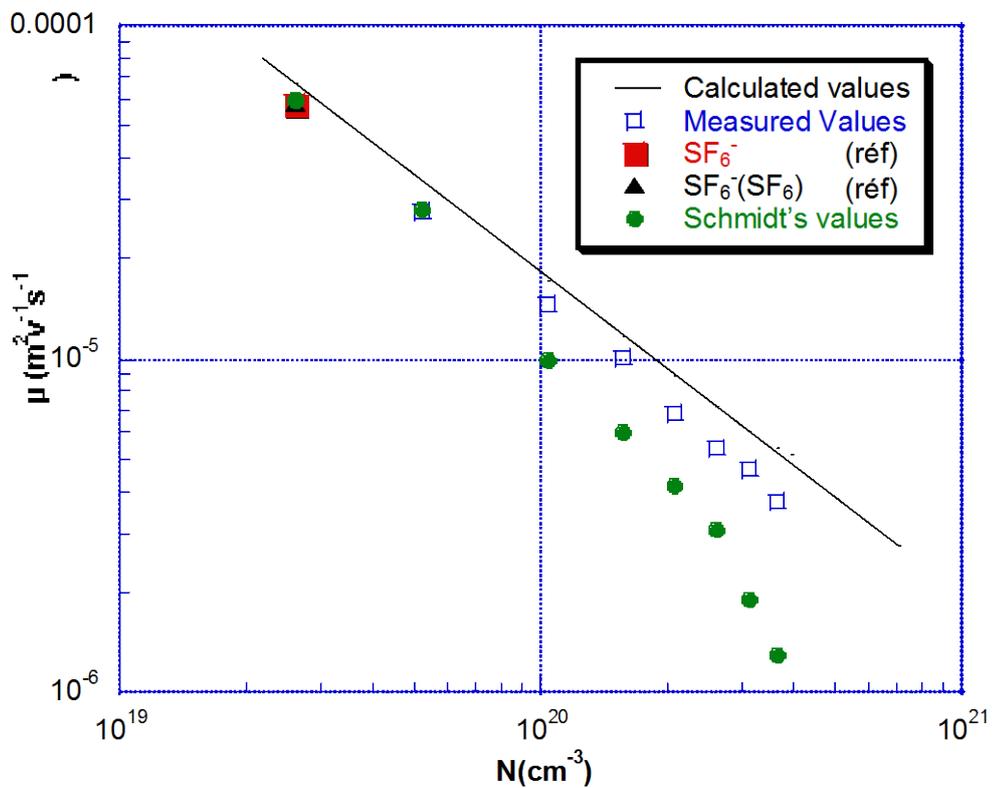


Figure 34. Mobilités des porteurs de charges en fonction de la densité du gaz dans le SF_6 pur en polarité négative. Les valeurs des mobilités du SF_6 et $SF_6^-(SF_6)$ sont tirées de [II-22].

IV-2-3. Mobilités des porteurs de charges pour les mélanges SF₆-N₂

Sur la figure.35, sont données les mobilités du mélange SF₆-N₂ avec différents taux de concentrations du SF₆ dans le gaz. les mobilités augmentent avec la diminution du pourcentage du SF₆ dans le gaz.

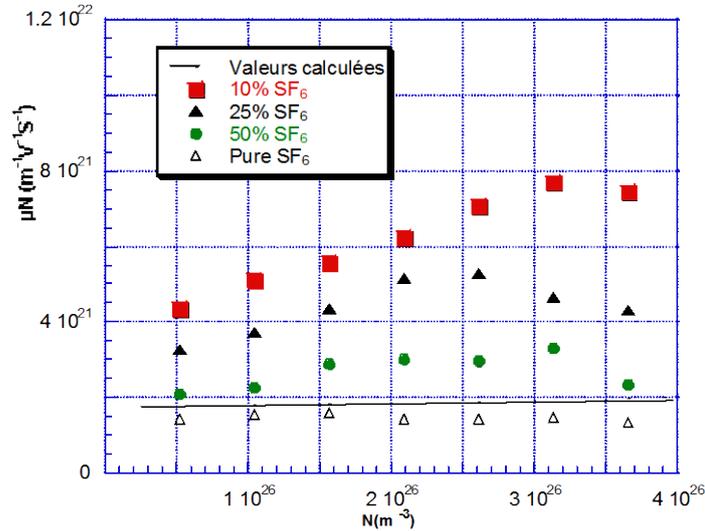


Figure 35. Variation des mobilités en fonction de la densité pour différents pourcentages du SF₆ dans le mélange SF₆-N₂.

Les courbes $1/\mu = f(x_{N_2})$ ($x_{N_2} = \%N_2$, pourcentage de N₂ dans le mélange SF₆-N₂) représentées sur la figure 36, sont linéaires et donnent une indication sur la mobilité de l'ion SF₆ dans l'azote N₂.

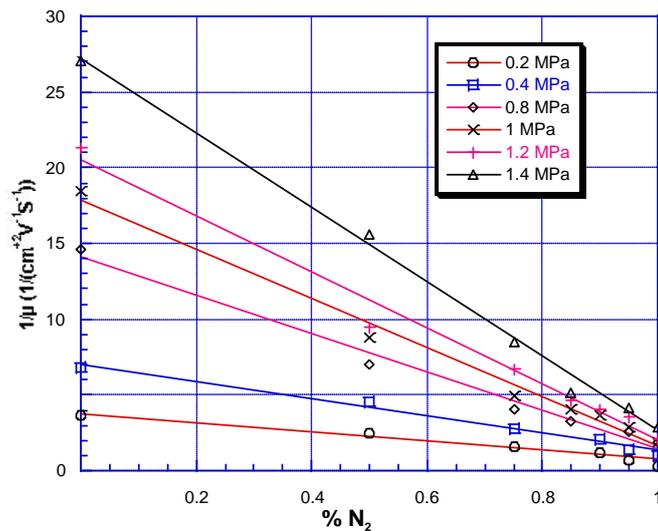


Figure 36. Mobilités ioniques en fonction de la fraction molaire de N₂ dans le mélange SF₆-N₂.

IV-2-4. Conclusion

La variation des mobilités à pressions élevées pour le SF₆ pur n'est pas inversement proportionnelle à la densité du gaz (N⁻¹). Malgré que cette déviation ne soit pas importante, elle peut indiquer que le porteur de charge peut être différent que celui considéré dans le présent travail. Il est admis que l'ion SF₆⁻ est prédominant mais à pressions élevées la formation des ions plus lourds comme les clusters est très probable ce qui explique la différence observée entre la courbe théorique de Langevin et celle mesurée par Schmidt et le présent travail.

Dans le mélange gazeux SF₆-N₂ la mobilité augmente avec modération en fonction du pourcentage de N₂ dans le gaz jusqu'à une certaine limite au delà de laquelle on assiste à une très forte augmentation des mobilités. On pense que ce phénomène est directement lié au changement de la nature des porteurs de charges, les ions O₂⁻ qui sont nettement plus légers, prennent le dessus sur les ions SF₆⁻.

IV-3. Emission de la lumière et détermination des températures rotationnelle et vibrationnelle

Dans nos conditions, une décharge couronne auto-entretenu est observée pour le SF₆ pur et pour les mélanges SF₆-N₂ pour une tension seuil au dessus de U₀ et la zone d'émission de la lumière qui correspond approximativement à la zone d'ionisation se trouve très proche de la pointe électrode. La valeur du courant moyen peut être donnée par la relation de Townsend [IV-8]

$$I = \kappa \frac{\mu \varepsilon}{d} U(U - U_0) \quad \text{IV-1}$$

κ est une constante dépendant de la géométrie de la pointe, μ est la mobilité des porteurs de charges et ε est la permittivité.

Sur la figure 39, sont tracées les courbes de $I/V = I/U = f(U_s)$ pour 10% de SF₆ dans le mélange (à titre d'exemple). Comme prévu la tension seuil (U₀) correspondant à l'amorçage du courant augmente avec l'augmentation de la pression et le taux de SF₆ dans le mélange. Par contre la mobilité μ des porteurs de charges déduite de la pente des lignes droites de $\sqrt{I} = f(U)$ diminue approximativement suivant 1/P.

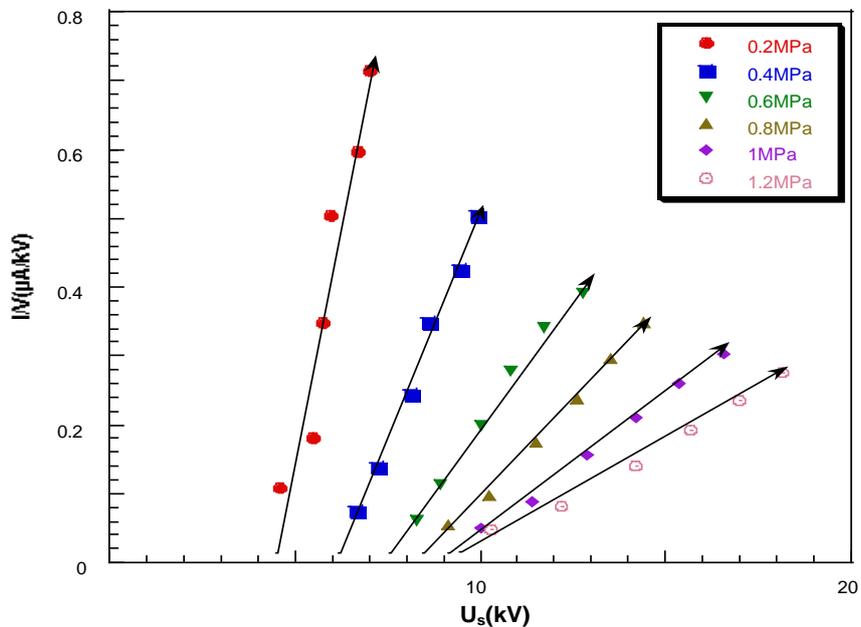


Figure 39. Courbes $I/V = I/U = f(U_s)$ Pour 10% de SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ en polarité négative et à différents valeurs de pressions.

IV-3-1- Emission de la lumière dans le SF₆ pur et les mélanges SF₆-N₂

La détection de la lumière émise par une décharge couronne dans le SF₆ et les mélanges SF₆/N₂ a été faite pour les deux polarités de la tension appliquée à la pointe électrode (rayon de courbure $r_p=3\mu\text{m}$) et à différentes pressions.

- SF₆ pur

Pour la tension positive appliquée à la pointe électrode, un spectre typique de la lumière émise par la décharge couronne est montré sur la figure 40, couvrant une zone de 200 à 510 nm avec un système de 150 traits/mm. Le spectre montre principalement le 2ème système positif d'azote 2S⁺ (C³Π_u→B³Π_g) correspondant aux transitions Δv=+2, +1, 0, -1, -2, -3, -4 et une bande d'émission située dans une région de 440 à 510 nm.

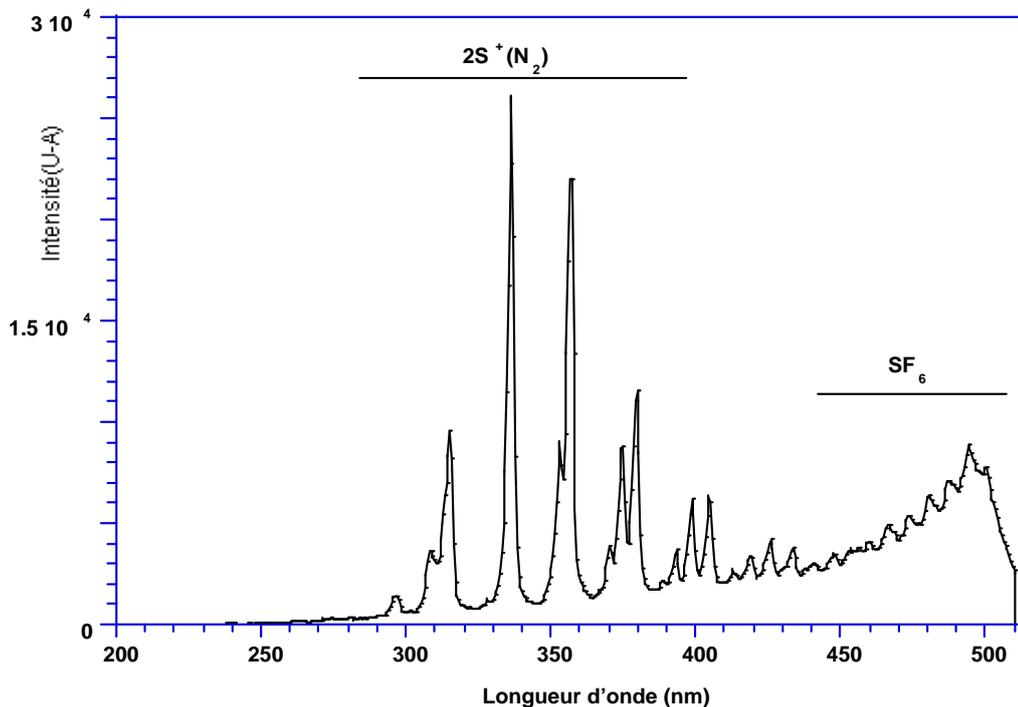


Figure 40. Spectre de la lumière émise d'une décharge anodique dans le SF₆ avec un système de 150 traits/mm (16.3kV, 4μA; 0.2 MPa et $r_p=3\mu\text{m}$).

Cette bande est nettement visible en utilisant le système de 600 1200 traits/mm comme on peut le voir sur les figures 41 et 42. Elle peut être attribuée à l'émission de la molécule de SF₆, conformément aux travaux précédents [IV-9, IV-10]. L'émission de l'azote N₂ est due à la présence d'une quantité de 80 ppm_v comme impureté dans le SF₆ pur. Au delà de 510 nm, aucune émission n'est clairement identifiable. Contrairement aux travaux de Casanovas et al. [IV-9], les lignes atomiques n'apparaissent nul part dans nos spectres (SII, FI). Ceci peut être expliqué par la différence entre nos conditions d'expérimentation (pressions 0.2-1.4 MPa, courant continu et courant de la décharge couronne I <10 μA) et celles de [II-46] (0.03-0.4 MPa, tension alternative et I ~20-50 μA).

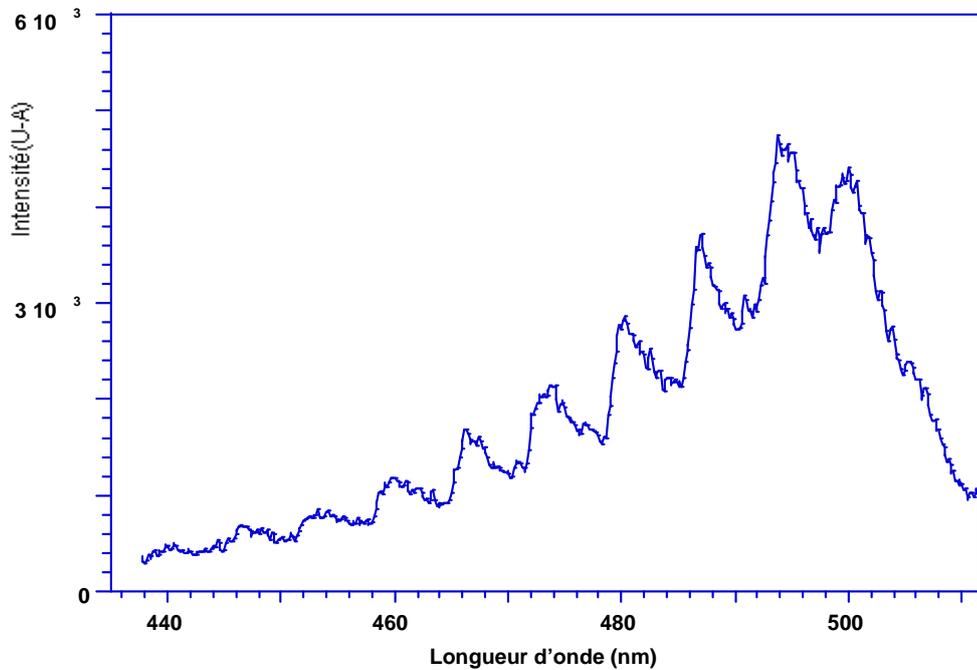


Figure 41. Spectre de la lumière émise d'une décharge anodique dans le SF₆ avec un système de 600 traits/mm (10kV; 1.1μA; 0.2 MPa et r_p=3μm).

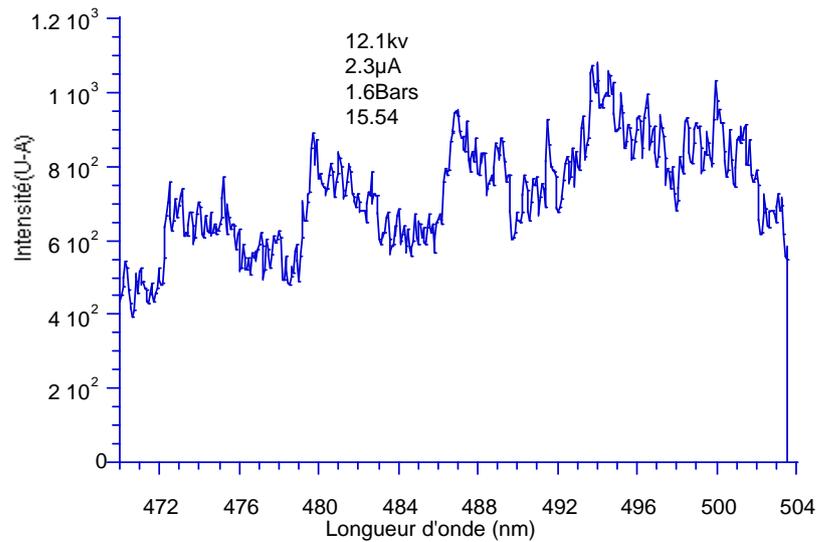


Figure 42. Spectre de la lumière émise d'une décharge anodique dans le SF₆ avec un système de 1200 traits/mm (12.1 KV, 2.3 µA, 1.6bars, r_p=3µm).

Sur la figure 43 on peut voir une succession de spectres d'une décharge couronne positive en fonction de la position de la pointe vis à vis l'ouverture du détecteur du spectrographe. La zone où la décharge émet fortement est loin de la pointe et cette zone est appelée zone d'ionisation.

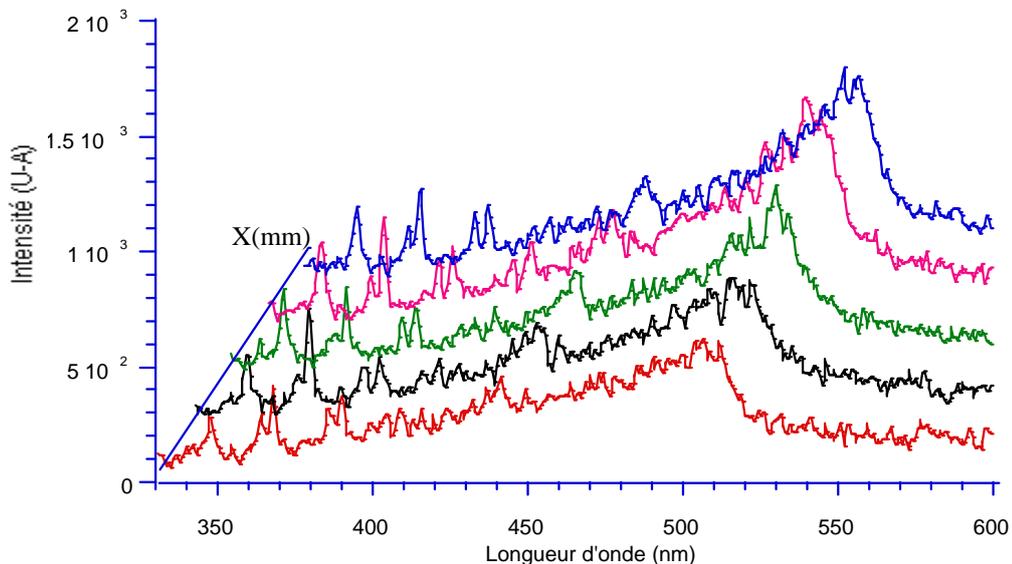


Figure 43. Spectres d'une décharge couronne positive en fonction de la position de la pointe vis à vis l'ouverture du détecteur du spectrographe (16kV; 2µA, 0.3 MPa et r_p=3µm).

Sur la figure 44, on peut voir le spectre de la lumière d'une décharge couronne en polarité négative pour les mêmes conditions que celle de la décharge positive dans le SF₆. L'émission due au N₂ présent dans le SF₆ comme impureté est très forte et rend l'émission du SF₆ presque insignifiante, néanmoins on arrive à voir sur le spectre une faible émission de SF₆ qui est ~80 fois inférieure à celle de la polarité positive. Ceci est en accord avec les résultats précédents [IV-9] pour une décharge négative, par contre V. Zingiri et al [IV-10] n'ont pu détecter aucune lumière émise par le SF₆ en polarité négative.

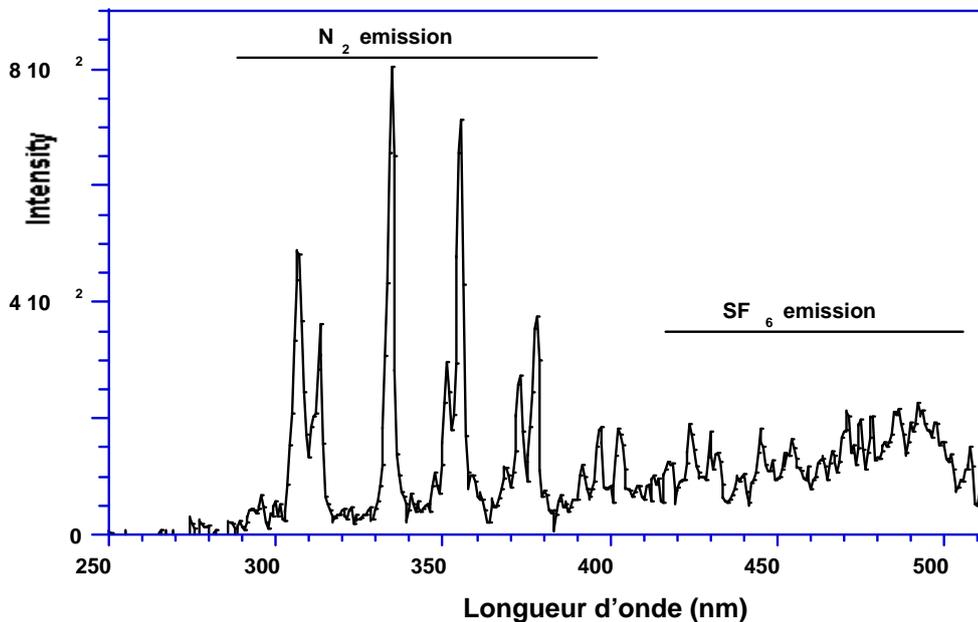


Figure 44. Spectre de la lumière émise d'une décharge cathodique dans le SF₆ avec un système de 150 traits/mm (10.8KV; 4μA; 0.2 MPa et r_p=3μm).

Les spectres représentés sur la figure 45, sont mesurés pour une décharge couronne négative en fonction de la position de la pointe vis à vis l'ouverture du détecteur du spectrographe. L'émission de la lumière est relativement faible dans toute la zone d'ionisation.

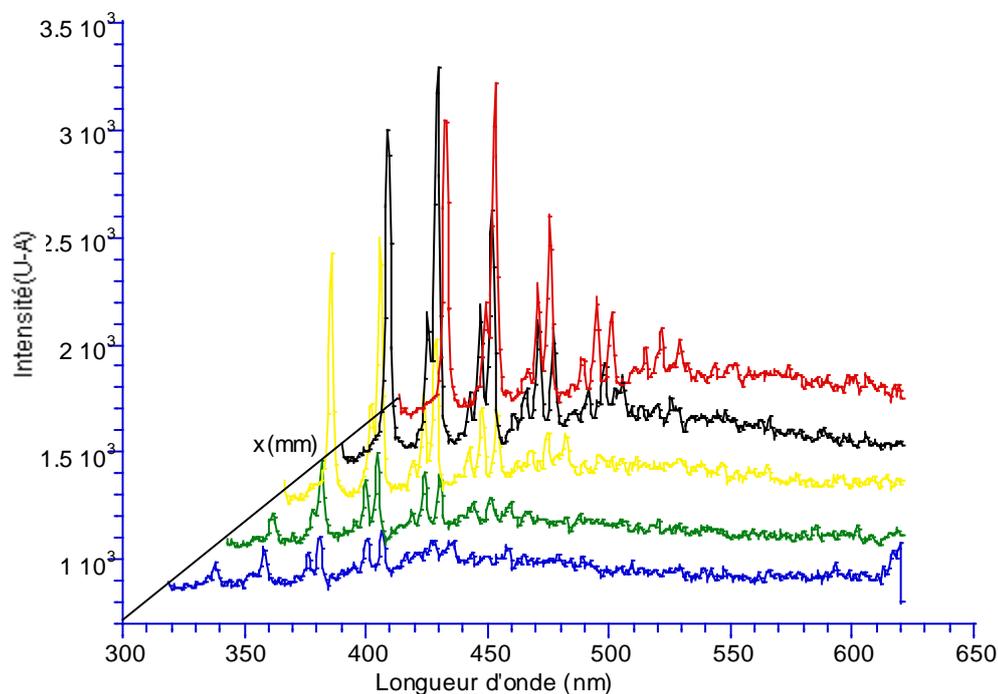


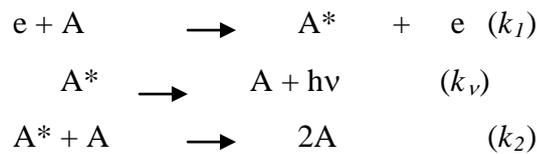
Figure 45. Succession de spectres d'une décharge couronne négative en fonction de la position de la pointe vis à vis de l'ouverture du détecteur du spectrographe (12kV; 3 μ A, 0.2 MPa et $r_p=3\mu\text{m}$).

- Dans les mélanges SF₆-N₂

Les mélanges de 5, 10, 15, 25, 50 % du SF₆ dans l'azote ont été étudiés. Les spectres de la lumière émise de ces mélanges par des décharges couronnes positives et négatives montrent principalement l'émission du second système positive 2S⁺ d'azote correspondant aux transitions $\Delta v = +2, +1, 0, -1, -2, -3, -4$, la bande d'émission du SF₆ est toujours indétectable. Comme indiqué précédemment, au delà de 510 nm, aucune émission n'est clairement identifiable. Dans la zone étalée entre 200-850 nm aucune ligne atomique (N, S ou F) n'est détectable.

- Influence de la pression

Il a été constaté que l'intensité de la lumière émise par la décharge couronne diminue avec l'augmentation de la pression du gaz. A pression élevée et à cause de la haute fréquence de collisions, la durée de vie et la densité des espèces excités sont fortement affectées par des processus de désactivation secondaires non radiatifs (électronique, vibrationnelle, quenching). Si on considère ces trois simples réactions où un atome excité A* résultant d'une collision avec un électron, est détruit par émission radiative et aussi par quenching:



L'intensité de la lumière émise par A* est donnée par la relation suivante:

$$I_{em} = \frac{k_1 N_e N}{1 + \frac{k_2}{k_\nu} N} \quad (IV-2)$$

Où N_e et N sont les densités de l'électron et de la molécule respectivement.

De l'équation (IV-2), il est clair que l'augmentation de la densité du gaz N mène effectivement à la diminution de l'intensité de la lumière émise.

- Dimension de la zone d'émission de la décharge couronne

Le rayon de la zone de la décharge couronne est déterminé en mesurant l'intensité d'émission de la lumière en considérant l'ordre zéro comme on peut le voir sur la figure 46. Ce rayon de la zone d'émission est déduit à partir de la mi-hauteur de l'intensité des spectres de la lumière.

De ces courbes (figure 46), on peut remarquer que la décharge émet dans l'intervalle 100-300 μm proche de la pointe. La position exacte où l'émission est très forte ne peut être estimée qu'approximativement. Pour une pression de 0.2 MPa, le rayon de la zone est de 300 μm , qui est trois fois (~ 1 mm) plus bas que celui déterminé par Champain et al. [II-46] pour la même pression. Cet écart peut être expliqué par la différence des conditions d'expérimentations.

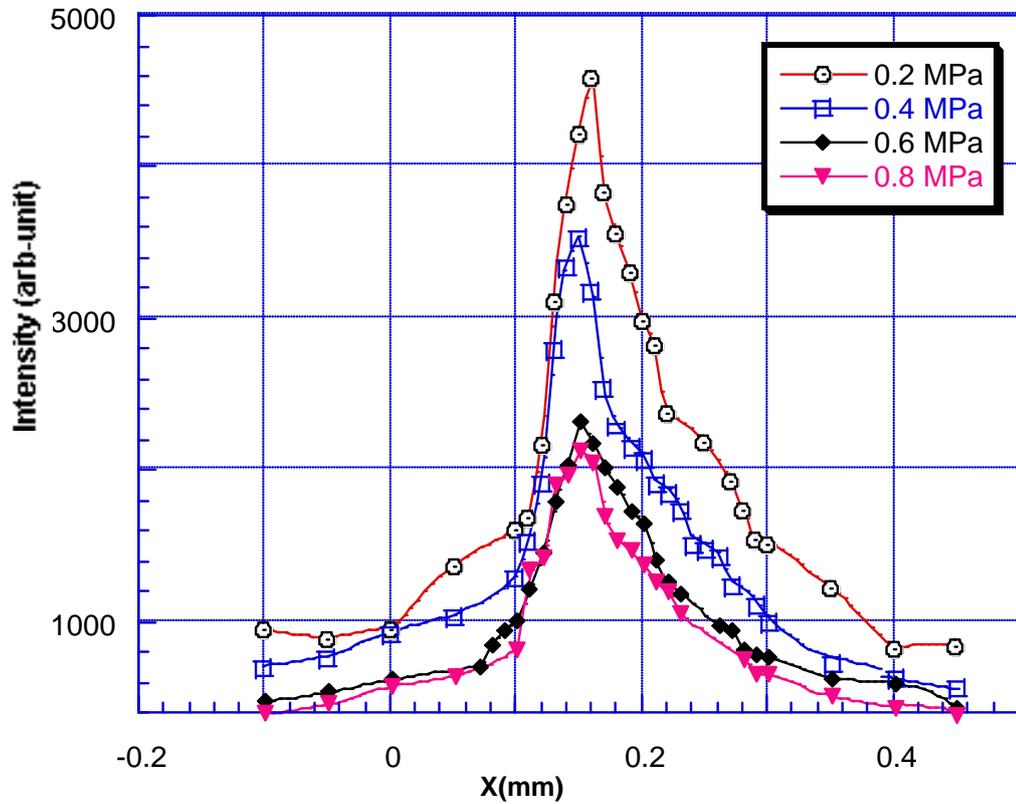


Figure 46. Zone d'émission de la lumière lors d'une décharge couronne négative pour le SF_6 pur avec la variation de la distance de la zone localisée près de l'électrode pointe ($r_p = 3\mu\text{m}$ et $I = 2\mu\text{A}$).

La longueur ou le rayon de la zone d'émission x_{em} de la décharge est tracée sur la figure 47, pour le SF_6 et le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ avec 15% de SF_6 . Cette longueur (x_{em}) de la décharge couronne négative diminue légèrement avec l'augmentation de la pression, par contre, pour le SF_6 , pur, x_{em} est pratiquement indépendante de la pression et sa valeur est nettement inférieure à celle du mélange.

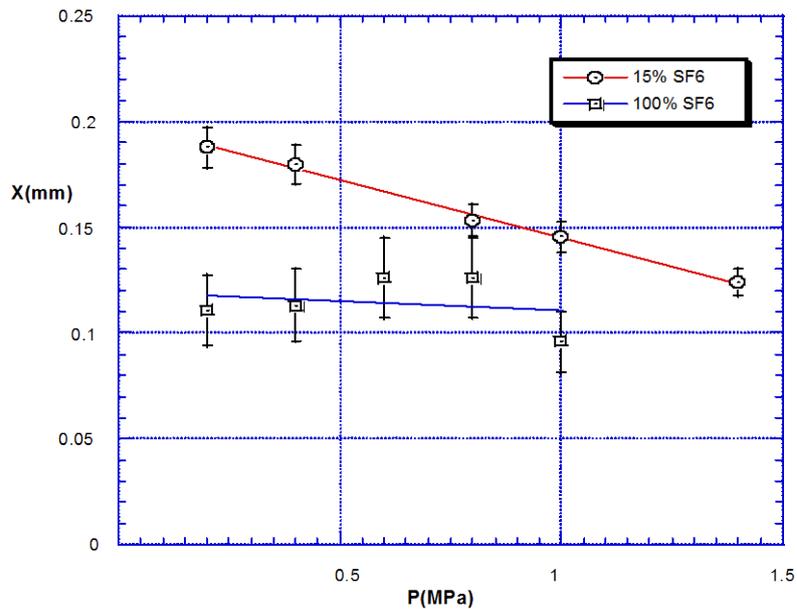


Figure 47. Evolution la longueur de la zone de la décharge (x_{em}) en fonction de la pression du gaz pour le SF_6 et pour le mélange SF_6-N_2 à 15% de SF_6 .

IV-3-2. Détermination de la température du gaz soumis à une décharge couronne

- Dans le SF_6

Dans le SF_6 , pur l'émission de l'azote N_2 est prédominante, mais le rapport signal/bruit n'est pas assez suffisant pour être exploité avec précision pour déterminer la température de la décharge couronne. En vue de faire une comparaison entre les températures des mélanges et celles du SF_6 nous utilisant les résultats obtenus par Champain et al [II-46] pour le SF_6 .

- Dans les mélanges SF_6-N_2 .

L'émission de N_2 est accentuée et le second système positif $2S^+$ est le plus dominant en particulier pour la polarité négative. Les spectres d'azote N_2 sont donc utilisés pour évaluer la température de la décharge couronne. La température rotationnelle (T_r) et vibrationnelle (T_v) d'azote sont déterminées en minimisant la surface délimitant le spectre théorique (simulé) et le spectre expérimental des transitions (2-4), (1-3) et (0-2) du second système positif $2S^+$. La

température rotationnelle de N_2 est prise comme la température du gaz [II-42].

Un exemple de comparaison entre le spectre simulé et le spectre expérimental est présenté sur la figure 48, pour une décharge couronne à 10% de SF_6 dans l'azote ($I=4 \mu A$, $P=0.8 MPa$). Il y a une concordance presque parfaite entre les deux spectres et on peut lire directement les températures $T_r=381 K$ et $T_v=2350 K$.

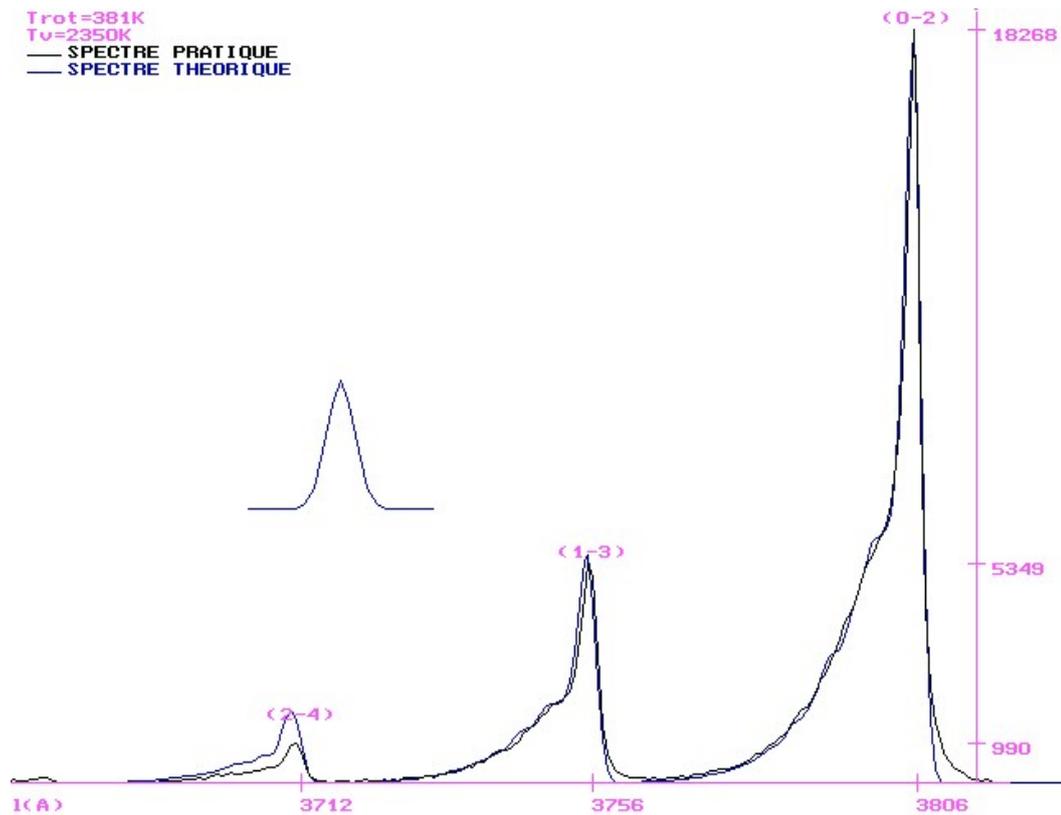


Figure 48. Spectre théorique et spectre expérimental des transitions (2-4), (1-3) et (0-2) du second système positif $2S^+$ pour un mélange SF_6-N_2 à 10% SF_6 ($P = 0.8 MPa$, $r_p = 10 \mu m$ et $I = 4 \mu A$).

IV-3-3. Variation de la température rotationnelle (T_r) en fonction du courant de la décharge couronne

Pour un mélange à 10% de SF_6 pour la polarité négative (pour 0.8 MPa et 1.4MPa), la température T_r augmente avec le courant moyen de la décharge (I_m) (figure 49). Les valeurs

de T_r et leur évolution sont comparables avec celles obtenues précédemment pour l'azote [II-42] et pour le SF_6 [II-46]. La variation des températures rotationnelles est faible par rapport à l'augmentation de la pression de la décharge. Comme prévu, le gaz est faiblement chauffé pour le régime de la décharge couronne dans le volume qui s'étend de 100 à 300 μm de la pointe électrode.

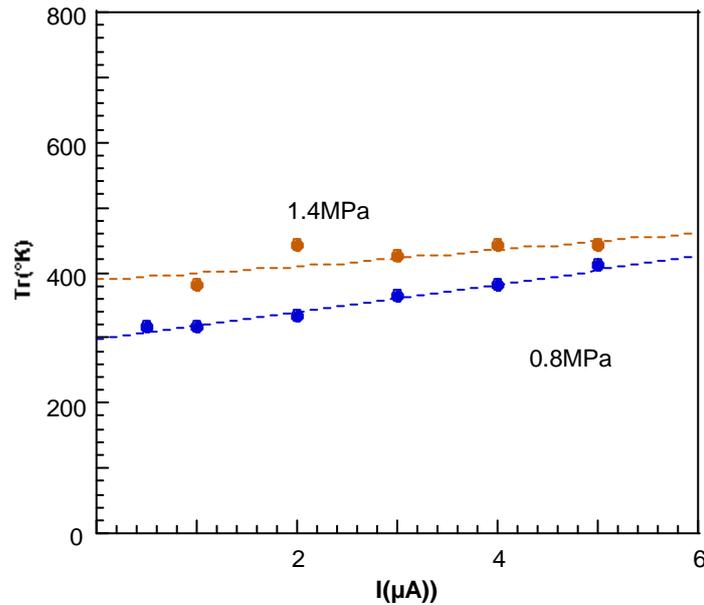


Figure 49. Températures rotationnelles en fonction du courant de la décharge dans un mélange à 10% de SF_6 pour la polarité négative ($r_p=10\mu m$, pour 0.8 MPa et 1.4MPa). Les lignes sont tracées pour montrer la différence entre les deux courbes.

IV-3-4. Effet de polarité sur la température de la décharge

Pour un mélange à 10% de SF_6 et, pour une pression de 1 MPa et à un courant donné de la décharge couronne, les températures rotationnelles de la pointe anodique sont relativement élevées ($\Delta T_{max} \sim 100$ K) par rapport à celles de la pointe cathodique pour les pressions utilisées dans notre expérimentation comme on peut le voir sur la figure 50.

Pour les mélanges SF_6-N_2 , la tension seuil U_0 de la décharge couronne positive est tout le temps supérieure à celle de la polarité négative. Pour un courant de la décharge donné, la température dans la zone de décharge positive est effectivement supérieure par rapport à la température de la décharge négative.

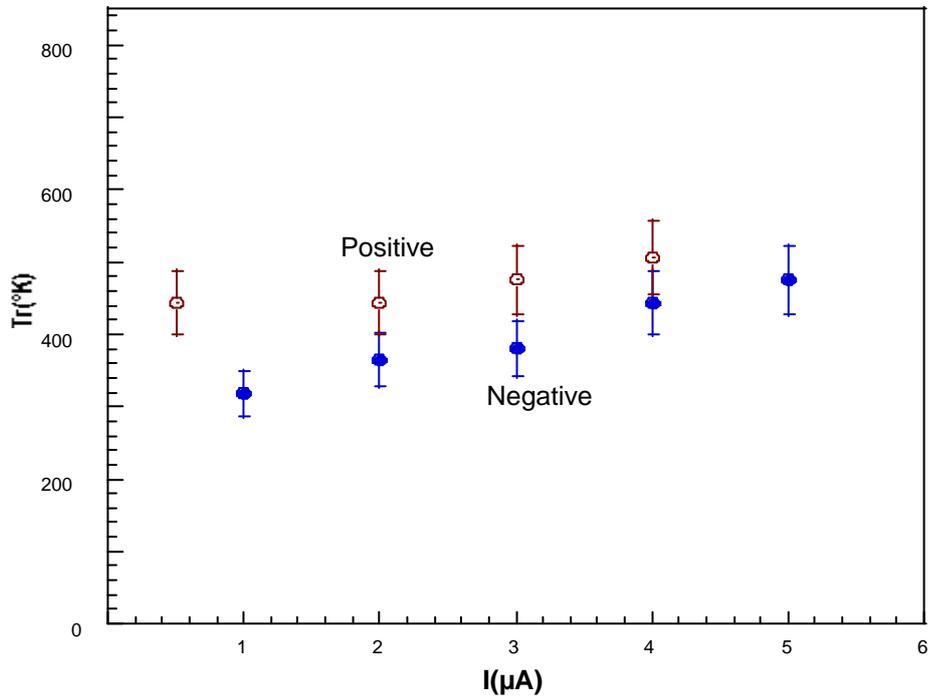


Figure 50. Variation des températures rotationnelles en fonction du courant de la décharge pour les mélanges avec 10% de SF_6 , pour la polarité positive et négative ($r_p = 10\mu\text{m}$; $P = 1\text{ MPa}$).

Les variations de T_r en fonction du courant pour les mélanges à 10% et à 25% de SF_6 à la pression de 1 MPa en polarité négative, sont montrées sur la figure 51. On constate que pour les deux mélanges la température T_r augmente linéairement avec l'augmentation du courant de la décharge couronne. La différence entre les valeurs des deux mélanges (10% de SF_6 et 25% de SF_6) n'est pas conséquente, ceci est en accord avec les valeurs rapprochées des tensions seuils des décharges couronnes pour les faibles concentrations du taux du SF_6 dans les mélanges $\text{SF}_6\text{-N}_2$ (voir chap IV-1).

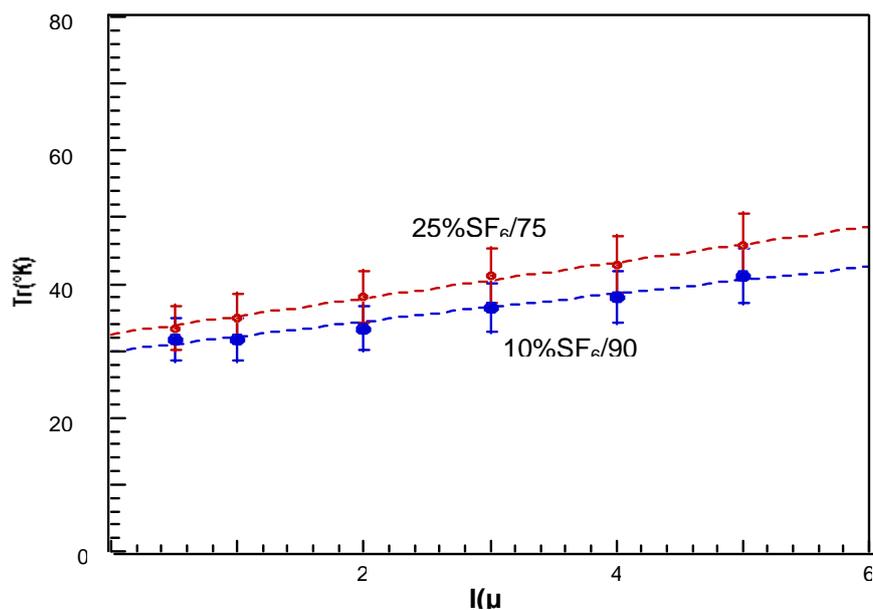


Figure 51. Température Rotationnelle en fonction du courant de la décharge couronne pour les mélanges SF₆-N₂ avec 25% et 10% de SF₆ ($r_p=10 \mu\text{m}$, $P=1 \text{ MPa}$).

IV-3-5. Variation des températures vibrationnelles (T_v) pour une décharge couronne négative

Sur la figure 52, sont représentées les courbes des températures vibrationnelles (T_v) pour la décharge couronne négative et pour un mélange de 10% of SF₆ en fonction de l'intensité du courant. T_v est moins sensible à la variation du courant, à la pression et à la concentration du SF₆ dans le mélange. Comme on peut le remarquer, les températures vibrationnelles sont beaucoup plus élevées comparées aux températures rotationnelles pour les mêmes conditions d'expérimentation.

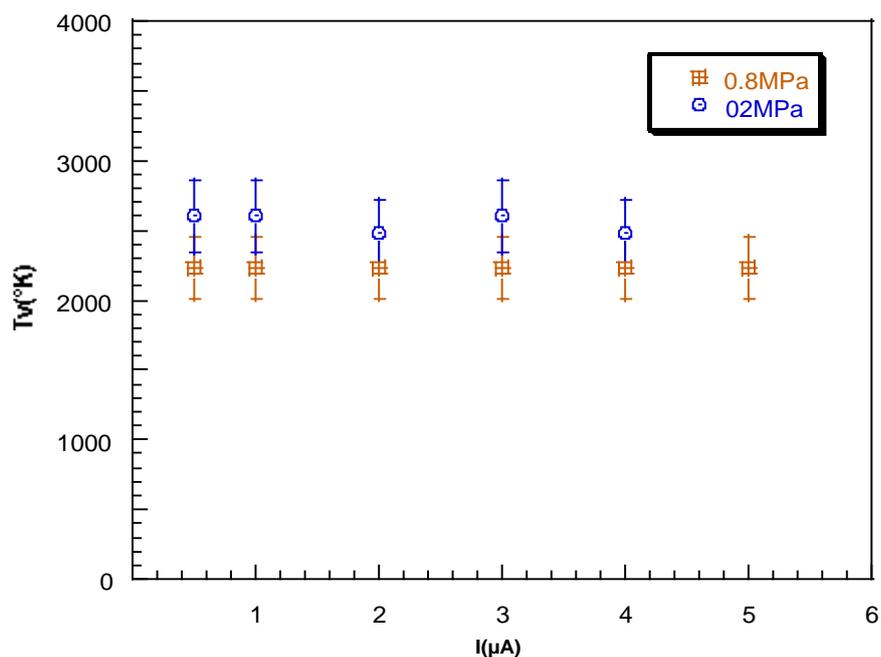


Figure 52. Variation de la température vibrationnelle (T_v) pour une décharge couronne négative dans un mélange à 10% de SF_6 en fonction de l'intensité du courant, pour les pressions 0.2 et 0.8 MPa.

IV-3-6. Conclusion

Comme il a été publié précédemment, l'émission du SF_6 est localisée dans une région s'étalant entre 440 et 510 nm pour la décharge couronne positive et négative. L'émission de la décharge cathodique est très faible par rapport à celle de la décharge anodique.

Dans toutes les conditions, l'intensité de la lumière émise par la décharge est substantiellement réduite par l'augmentation de la pression du gaz. L'émission de la lumière par la molécule excitée d'azote, même à faible quantité (comme impuretés) dans le SF_6 est très intense, particulièrement en polarité négative. La décharge couronne est confinée dans une zone distante de la pointe électrode de 100-300 μm maximum. Les spectres du second système positif $2S^+$ de N_2 ont été utilisés pour évaluer la température de la décharge couronne dans les mélanges SF_6-N_2 à différentes concentrations de SF_6 (5, 10, 15, 25 et 50 %).

La température rotationnelle T_r , ainsi mesurées, augmente avec le courant de la décharge. Cette tendance est vraie pour les deux polarités. Pour un courant donné, les valeurs

de T_r de la décharge couronne anodique sont supérieures à celles de la décharge cathodique et aussi pour les mélanges ayant un taux de SF_6 élevé. Ces résultats sont en agrément avec l'analyse basée sur l'évaluation de la puissance injectée dans la décharge. Les valeurs de T_r (350-500 K) montrent que le gaz est faiblement chauffé. L'augmentation de T_r avec la pression du gaz est moins prononcée.

La température vibrationnelle T_v , est moins sensible aux variations de I, P et du pourcentage % de SF_6 dans le mélange, T_v est toujours supérieure à T_r dans l'intervalle de courant étudié. Dans ce cas, la décharge couronne dans les mélanges SF_6-N_2 produit un plasma hors équilibre comme il a été souvent observé pour les autres gaz (azote, air, etc.).

Chapitre V

V- Discussion générale

Les caractéristiques courant-tension $I=f(U)$ des décharges couronnes des mélanges SF_6-N_2 , montrent que le courant suit une loi exponentielle. L'allure des courbes a la même tendance pour les différents mélanges ainsi que pour les deux polarités. Le courant mesuré en décharge positive est très instable. La pente des courbes pour des pressions relativement faibles est très raide, ayant pratiquement une allure de droite. Tandis qu'avec l'augmentation de la pression les courbes tendent vers la saturation.

L'effet de la polarité a été clairement établi, l'écart entre les tensions seuils de la pointe positive et celles de la pointe négative croît avec l'accroissement du taux de SF_6 dans le mélange.

V-1. Evolution des Tensions seuils en fonction de la concentration du SF_6 dans le mélange

Sur les figures 1 et 2, sont représentées les courbes des tensions seuils de la décharge couronne en fonction du taux du SF_6 dans le mélange pour la polarité négative et positive respectivement. La tendance générale de ces courbes est presque la même pour les deux polarités. Les tensions seuils des décharges couronnes augmentent avec l'augmentation du taux de SF_6 dans le mélange. Ceci est en accord avec des travaux antérieurs [V-1, V-2]. Cette augmentation est due à la diminution du coefficient d'ionisation effectif $\bar{\alpha}$.

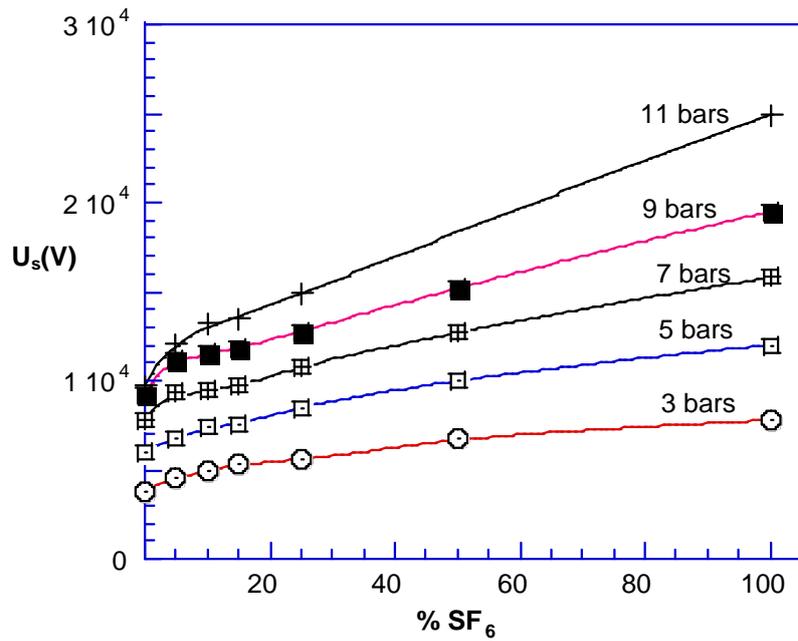
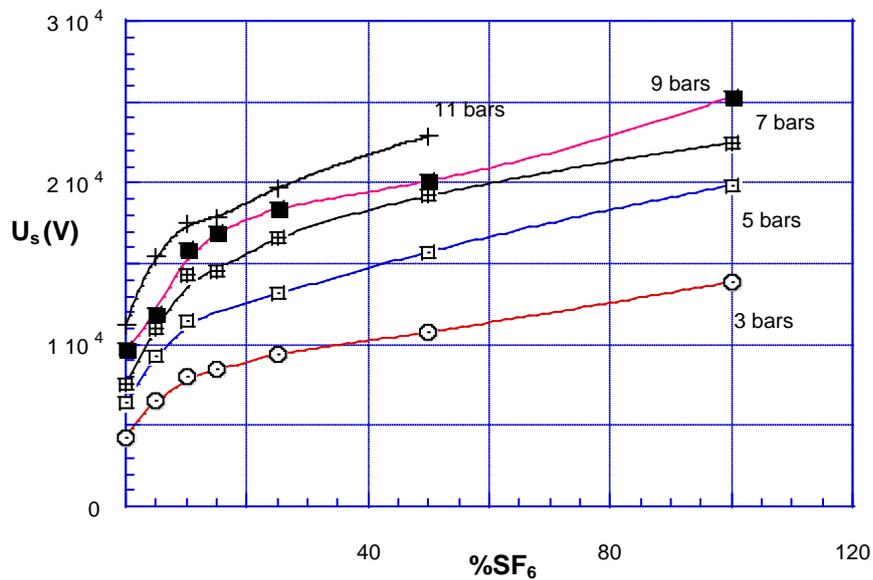


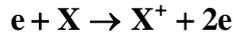
Figure 1. Courbes des tensions seuils de la décharge couronne en fonction du taux du SF_6 dans le mélange SF_6-N_2 pour la polarité négative à différentes valeurs de pressions.



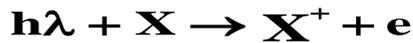
Figures 2. Courbes des tensions seuils de la décharge couronne en fonction du taux du SF_6 dans le mélange SF_6-N_2 pour la polarité positive à différentes valeurs de pressions.

Les processus d'ionisation impliqués dans les décharges couronnes et qui provoquent une diminution des tensions seuils sont[V-3]:

- Ionisation d'un additif X par un impact avec un électron.



- Photo ionisation.



- Ionisation dans des collisions avec les molécules de SF₆* excitées.



L'augmentation des tensions seuils pour les faibles taux de SF₆ est plus prononcée en polarité positive que celles en polarité négative. A partir d'un taux de 15%, les courbes deviennent des droites avec une augmentation moins prononcée pour les deux polarités

Il est remarquable de voir que les tensions seuils de la décharge couronnes sont très proches pour les faibles concentrations de SF₆ dans les mélanges SF₆-N₂. Ceci est un atout majeur pour une éventuelle utilisation de ce type de mélange pour l'isolation des équipements électriques (GIS). La saturation des tensions seuils des mélanges SF₆-N₂ en fonction de la pression et du taux de SF₆ a été observée dans plusieurs travaux [IV-4], et elle a été attribuée à l'état de surface des électrodes (érosion, dépôt, etc.....) qui peuvent mettre en jeu des électrons libres et augmenter ainsi le coefficient d'ionisation. La saturation constatée peut être provoquée par la concentration des charges d'espace, qui sont plus actives à haute pression [IV-5, IV-6].

En utilisant les courbes des figures 1 et 2, on a pu déterminer les pression de fonctionnement des mélanges afin d'avoir des caractéristiques comparables à celles du SF₆ pure. Sur la figure 3, on a tracé les courbes des pressions en fonction du taux de SF₆ dans les mélanges SF₆-N₂ pour la polarité positive. On remarque que pour avoir la même rigidité diélectrique que le SF₆ un mélange de 5% de SF₆ doit avoir une pression de fonctionnement qui avoisine les 11 bars, tandis que pour un mélange de 10% de SF₆ la pression doit être proche de 9 bars. Si on considère à présent la polarité négative (figure 4), on voit que les pressions des mélanges même à faible taux de SF₆ sont relativement basses. Comme exemple, le mélange à 5% de SF₆ a besoin seulement d'une pression égale à 4.5 bars pour avoir la même rigidité que le SF₆ pure (P=3 bars).

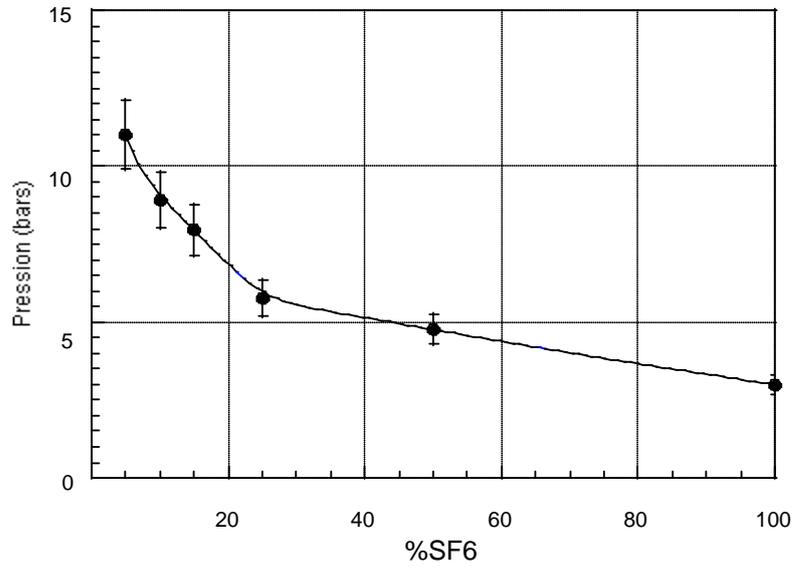


Figure 3. Variation de la pression en fonction du taux de SF₆ dans les mélanges SF₆-N₂ pour la polarité positive.

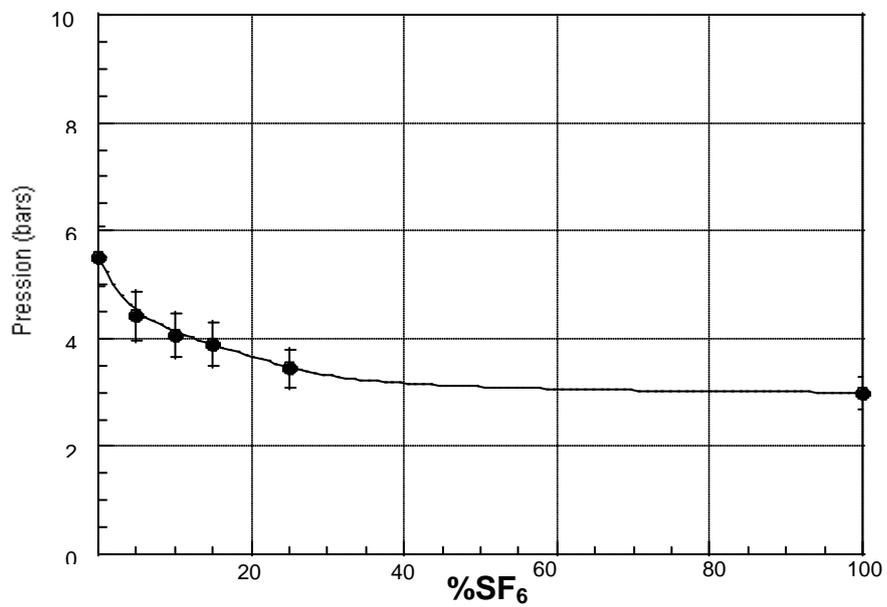


Figure 4; Variation de la pression en fonction du taux de SF₆ dans les mélanges SF₆-N₂ pour la polarité positive pour une valeur constante de la tension seuil.

Les tensions seuils prédites par les modèles empiriques de Malik et Quershi et celui de Kline sont en concordance avec celles déterminées par les réseaux neurones pour le SF₆ pure. Par contre, pour les mélanges, des écarts entre les modèles croit avec la diminution du taux de concentrations du SF₆ dans le mélange. Dans tous les cas, les tensions seuils déterminées par le modèle des réseaux de neurones sont inférieures des autre modèles, comme on peut le voir sur la figure 30 (chap. IV), pour un mélange de 5% de SF₆ en polarité négative.

V-2. Analyse des résultats sur les mobilités de porteurs de charges

Les caractéristiques courant-tension des décharges électriques ont été prédites théoriquement par la relation de Townsend (IV-1) et a donné satisfaction pour certains gaz [IV-8]. De cette relation classique, il a été théoriquement possible d'extraire les mobilités des espèces d'ions dominants. Les mobilités déterminées ainsi, sont nettement supérieures à celles obtenues par les méthodes directes. Les améliorations introduites par Sigmond [II-38] sur la théorie classique basée sur les courbes courant-tension de la décharge surtout en pointe-plan ont donné des résultats concordants avec la théorie de Langevin [II-23] (figure 5).

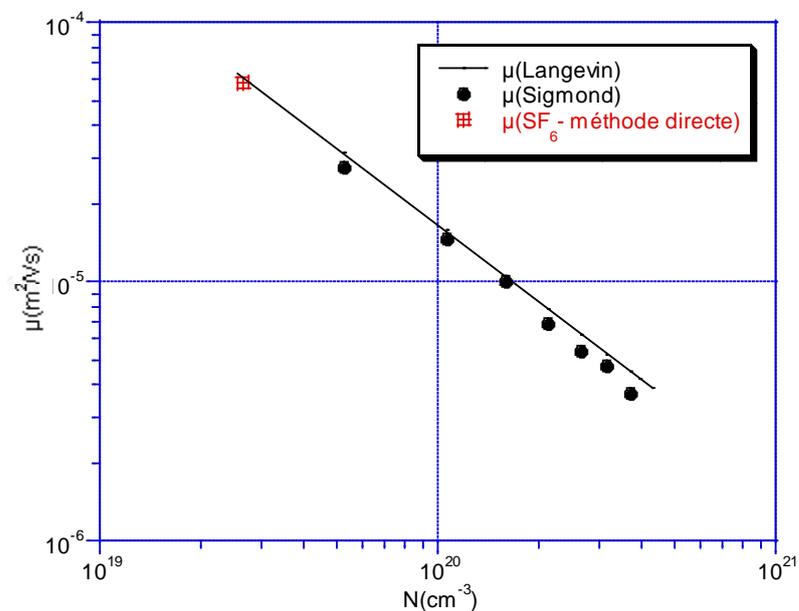


Figure 5. Variation des mobilités des porteurs de charges calculée par Langevin et celles déterminées par Sigmond en fonction de la densité. La mobilité de l'ion SF₆⁻ déterminée par [II-25] est aussi présentée.

Il est admis que l'ion SF_6^- est prédominant mais à pressions élevées la formation des ions plus lourds comme les clusters sont très probables ce qui explique la différence observée entre la courbe théorique de Langevin et celle mesurée par Schmidt et le présent travail.

La courbe $1/\mu = f(x_{\text{N}_2})$ représentée sur la figure 6 pour une pression de 2 bars est linéaire et donne une indication sur la mobilité de l'ion SF_6 dans l'azote N_2 .

Les résultats de mesure sont proches des valeurs calculées pour l'intervalle de pression utilisé. Néanmoins, un certain écart est observé entre les valeurs mesurées et calculées pour les mélanges, par rapport à l'azote pure et au SF_6 pure.

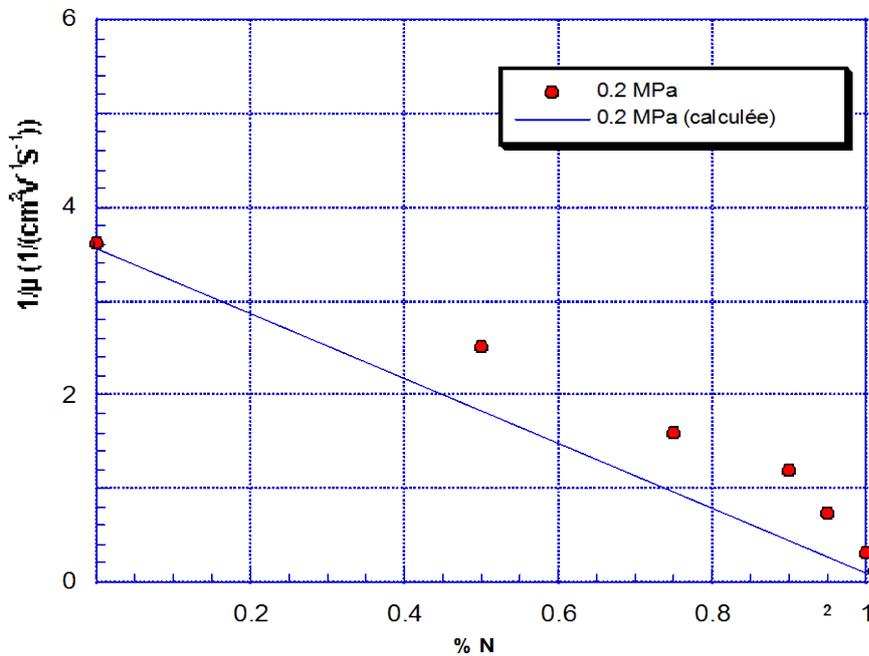


Figure 6. Mobilité ionique en fonction de la fraction molaire de N_2 dans le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ à 2 bars.

Dans les mélanges gazeux $\text{SF}_6\text{-N}_2$, les mobilités augmentent avec modération en fonction du pourcentage du SF_6 dans le gaz jusqu'à une certaine limite du taux de SF_6 au delà duquel on assiste à une très forte augmentation des mobilités. On pense que ce phénomène est directement lié au changement de la nature des porteurs de charges, les ions O_2^- qui sont nettement plus légers, prennent le dessus sur les ions SF_6^- .

V-3. Analyse de la lumière émise et des températures de la décharge couronne

L'émission du SF₆ est localisée dans une région s'étalant entre 440 et 510 nm pour la décharge couronne positive et négative. L'émission de la décharge cathodique est très faible par rapport à celle de la décharge anodique. La décharge couronne est confinée dans une zone distante de la pointe électrode de 100-300 μm maximum.

Les spectres du second système positif 2S⁺ de N₂ ont été utilisés pour évaluer la température de la décharge couronne dans les mélanges SF₆-N₂ à différentes concentrations de SF₆.

La température rotationnelle T_r, ainsi mesurée, augmente avec le courant de la décharge cette tendance est vraie pour les deux polarités. Pour un courant donné, les valeurs de T_r de la décharge couronne anodique sont supérieures à celles de la décharge cathodique et aussi pour les mélanges ayant un taux de SF₆ élevé. Ces résultats sont en accord avec l'analyse basée sur l'évaluation de la puissance injectée dans la décharge. Les valeurs de T_r (350-500 K) montrent que le gaz est faiblement chauffé.

Dans nos conditions pour le SF₆ pure et pour les mélanges SF₆-N₂, une décharge couronne soutenue a été observée pour une valeur de tension seuil supérieure à U₀ et la zone d'émission qui correspond approximativement à la zone d'ionisation est très proche de l'électrode pointe. La position de cette zone de décharge ou d'émission ne peut être déterminée avec précision. L'utilisation des spectres d'émission de l'azote avec un système d'ordre zéro, permet de donner une indication approximative de la longueur de cette zone, qui varie de 100-300 μm proche de l'électrode pointe (voir chap. IV-3).

La caractéristique courant-tension de la décharge couronne suit la relation du courant ionique unipolaire donnée par [IV-8]. Les ions unipolaires dérivent avec une mobilité constante à partir de la zone d'ionisation jusqu'à l'électrode plane et cette zone de dérive est nettement plus grande que la région d'ionisation. Les caractéristiques courant-tension mesurées n'impliquent pas des électrons libres ou des phénomènes de conduction bipolaires (streamers) [I-13].

La température rotationnelle d'une décharge dans l'azote peut être prise comme la température des espèces neutres [II-43, V-4-V-9]. A haute pression, les collisions entre les molécules neutres et excitées sont plus effectives et la température rotationnelle T_r s'équilibre avec la température cinétique T_{kin} des espèces lourdes plus facilement.

L'augmentation de T_r avec I ou P dépend de la puissance injectée dans le gaz par la décharge couronne, P_w = IU. De la relation (IV-1) avec la condition U >> U₀ et en prenant en compte

que la mobilité μ des porteurs de charges est inversement proportionnelle à la pression du gaz (voir chapitre IV-2), la variation de la puissance injectée P_W peut être donnée par la relation suivante :

$$P_W \propto I^{3/2} P^{1/2} \quad (V-1)$$

En utilisant la relation (V-1) on peut démontrer que la variation de la température est plus sensible au courant de décharge ($\propto I^{3/2}$) par rapport à la pression du gaz ($\propto P^{1/2}$) comme il a été constaté expérimentalement.

D'un autre coté, le réchauffement du gaz au voisinage de l'électrode pointe peut être évalué par l'analyse simplifiée proposée par Halpern et Gomer [V-10]. Cette dernière consiste à résoudre l'équation de transfert de la chaleur en coordonnées sphériques. L'augmentation de la température ΔT peut s'écrire comme suit:

$$\Delta T = \frac{IV}{8\pi kr^2} (r - r_p) \quad (V-2)$$

k est la conductivité thermique du gaz ($k_{SF_6} = 1.46 \cdot 10^{-2}$ et $k_{N_2} = 2.6 \cdot 10^{-2}$ W/mK [V-11] et r est la distance à partir du centre de la pointe. La température maximale ΔT_{max} , obtenue pour $r=2r_p$, est exprimée pour nos conditions de la manière suivante:

$$\Delta T_{max} = 2.6 \times 10^{-3} \frac{IU_0}{kr_p} \quad (V-3)$$

$U_0 = U_s$ est la tension seuil de la décharge couronne.

La conductivité thermique du mélange peut être déterminée par l'expression suivante:

$$k_{mix} = x_{SF_6} k_{SF_6} + x_{N_2} k_{N_2} \quad (V-4)$$

Où x_i est la fraction molaire du gaz i . La tension seuil U_0 varie approximativement suivant $P^{1/2}$ (chap IV-1), et par conséquent, ΔT_{max} peut varier suivant $IP^{1/2}$.

La valeur mesurée de $\Delta T_{max} \sim 80K$, par contre, la valeur calculée en utilisant la relation (V-3) est $\Delta T_{max} \sim 330K$. Cette différence est la conséquence des suppositions grossières utilisées dans l'analyse théorique. Par exemple, les pertes thermiques à travers la pointe électrode et le transfert de chaleur par la conversion du gaz ne sont pas considérées. Cependant, les variations de la température maximale avec I , P , U_0 et k_{mix} peuvent être qualitativement prédites par la relation (V-3).

Les températures rotationnelles de la pointe anodique sont relativement élevées

($\Delta T_{\max} \sim 100$ K) par rapport à celles de la pointe cathodique pour les pressions utilisées dans notre expérimentation. La différence entre les températures des deux polarités est plus importante ($\Delta T_{\max} \sim 500$ K) dans les travaux de Champain et al [II-46] pour le SF₆ pur. Par exemple pour $I=20$ μ A, $\Delta T_{\max} \sim 150$ K cette valeur est proche à celle obtenue dans le présent travail. Champain et al. ont attribué les valeurs élevées de la variation de la température à la formation des porteurs de charges positives de faibles mobilités. Cela veut dire que la présence d'ions plus lourds provoque plus d'échauffement du gaz. Cependant dans notre cas les ions positifs et ions négatifs ont approximativement les mêmes mobilités [V-12-V-13], l'explication précédente est donc inadéquate.

Pour les mélanges SF₆-N₂, la tension seuil U_0 de la décharge couronne positive est tout le temps supérieure à celle de la polarité négative. Pour un mélange et un courant de la décharge donné, la relation (V-3) montre que la température dans la zone de décharge positive est effectivement supérieure par rapport à la température de la décharge négative.

T_r tend à augmenter avec l'augmentation du pourcentage du SF₆ dans le mélange. Ceci peut être expliqué par les relations (V-3 et V-4). En effet, la tension seuil U_0 augmente et k_{mix} diminue pour les mélanges SF₆-N₂ à forte concentration de SF₆, ceci mène à des températures plus élevées dans la zone de la décharge couronne.

Les valeurs des températures vibrationnelles sont relativement constante pour la variation de la pression et du taux de SF₆ dans le mélange. Elles sont nettement supérieures aux températures rotationnelles de la décharge. L'écart important entre les deux températures T_r et T_v est habituellement observé dans les plasmas à faible température (décharge couronne, streamer, glow, ...) [IV-6, IV-10] qui produit un plasma hors équilibre ($T_e > T_v > T_r$, T_e est la température électronique). Comme attendu la différence ($T_v - T_r$) diminue avec l'augmentation du courant et par la suite la puissance injectée dans la zone de la décharge.

V-2. Conclusion générale

Le SF₆ est le gaz le plus adapté pour les systèmes à haute tension. Mais devant les problèmes issus de sa décomposition et son effet négatif sur l'atmosphère, le SF₆ devient indésirable. Une solution pour le long terme consiste à son élimination complète ce qui est actuellement pratiquement impossible. La solution la plus plausible pour le court terme, est de réduire la concentration du SF₆ dans l'atmosphère en utilisant le mélange SF₆-N₂.

L'analyse des pointes exposées aux décharges positives au microscope électronique à montré la formation d'une couche recouvrant le bout de la pointe et présente une surface très poreuse qui peut engendrer des micro décharges. La présence du fluor rend cette couche isolante. Cette dernière est moins importante en polarité négative. Le phénomène de pulvérisation de la pointe par des ions négatifs incidents en pointe positive, dans le cas du SF₆, pourrait être vraisemblablement dû à de fortes énergies à mettre en jeu pour le détachement de ces ions négatifs.

L'augmentation du courant en pointe cathodique peut être expliqué par l'influence prédominance du champ d'accumulation des charges sur les couches de surfaces de la pointe, des micro décharges et de l'augmentation de la mobilité des porteurs de charges dans la zone de dérive. Durant la décharge positive la formation des produits de dégradations SOF₄, SO₂F₂, SOF₂ et SO₂ par une consommation des impuretés, telles que O₂ et H₂O, entraîne une réduction de la densité des ions O₂⁻ et par conséquent, explique la diminution observée du courant moyen de la décharge couronne dans le SF₆

Les caractéristiques courant-tension ($I = f(U)$) montrent que le courant augmente suivant une loi exponentielle. Il a été remarqué que le courant mesuré en décharge positive est très instable. Pour les faibles pressions ces courbes sont linéaires, tandis qu'avec l'augmentation de la pression elles perdent leurs linéarités.

L'écart entre les tensions seuils des différents mélanges est relativement réduit pour les faibles pourcentages du SF₆ ce qui constitue un atout majeur en vue de l'utilisation éventuelle du mélanges SF₆-N₂ à faible taux de SF₆. L'effet de polarité est très significatif surtout pour les mélanges à taux élevé de SF₆. En effet les valeurs des tensions de la décharge couronne obtenues pour la polarité positive sont supérieures à celles de la polarité négative.

Les résultats obtenus en utilisant le modèle empirique de Malik et Quershi et celui de Kline

sont en concordance avec ceux déterminés par les réseaux de neurones pour les SF₆ pur, par contre, pour les mélanges des écarts sont de plus en plus importants avec la diminution de la concentration du SF₆ entre les trois approches.

La variation des mobilités à pressions élevées pour le SF₆ pur n'est pas inversement proportionnelle à la densité du gaz (N^{-1}), malgré que cette déviation ne soit pas importante, mais elle peut indiquer que le porteur de charge peut être différent que celui considéré dans le présent travail. Il est admis que l'ion SF₆⁻ est prédominant mais à pressions élevées la formation des ions plus lourds comme les clusters est très probable ce qui explique la différence observée entre la courbe théorique de Langevin et celle mesurée par Schmidt et le présent travail. Les ions positifs et ions négatifs ont approximativement les mêmes mobilités pour les pressions élevées. Dans les mélanges gazeux SF₆-N₂, les mobilités augmentent avec modération en fonction du pourcentage du SF₆ dans le gaz jusqu'à une certaine limite du taux de SF₆ au delà duquel on assiste à une très forte augmentation des mobilités. On pense que ce phénomène est directement lié au changement de la nature des porteurs de charges, les ions O₂⁻ qui sont nettement plus légers, prennent le dessus sur les ions SF₆⁻.

La spectroscopie d'une décharge couronne dans le SF₆ montre une émission de la lumière dans une région localisée entre 420 nm et 510 nm pour une décharge anodique et cathodique. L'émission de la lumière du SF₆ est accompagnée par une très forte émission du second système positif 2S⁺ d'azote (N₂), qui se trouve dans le gaz sous forme d'impuretés avec des proportions très faibles.

En polarité négative l'émission de la lumière d'azote N₂ est très forte et rend l'émission du SF₆ presque insignifiante, néanmoins on arrive à voir sur le spectre une faible émission du SF₆ difficilement détectable. L'intensité de la lumière émise diminue avec l'augmentation de la pression pour la même tension.

Dans le cas des mélanges SF₆/N₂ les spectres de la lumière émise sont enregistrés pour différentes valeurs de pression du gaz, de la tension et de la distance proche de l'électrode pointe. Premièrement la distance qui sépare l'électrode pointe et la zone de la décharge lumineuse ne peut être déterminée qu'approximativement en utilisant l'ordre zéro du spectrographe. La zone de la décharge ou l'émission de la lumière est intense et localisée dans une région située dans un intervalle de 100 à 300 μm loin de l'électrode pointe. Ce résultat reste valable pour les différents mélanges utilisés dans le présent travail.

Les températures rotationnelles et vibrationnelles ont été mesurées pour une décharge anodique et cathodique. On peut constater que les températures rotationnelles de la décharge positive sont relativement supérieures dans l'intervalle de pression utilisé, ceci est attribué aux valeurs élevées des tensions seuils pour la décharge couronne positive par rapport à la décharge négative pour le même courant. On a donc plus de puissance injectée dans la décharge anodique et par conséquent plus d'échauffement de gaz.

L'augmentation de la température rotationnelle T_r avec l'augmentation du courant de la décharge couronne est la conséquence directe de l'élévation du champ électrique du taux de SF_6 dans le mélange. Cette constatation est valable pour tous les mélanges étudiés et pour toutes les pressions considérées. Cette tendance est en total concordance avec les résultats antérieurs pour l'azote N_2 pure et pour le SF_6 à très faible concentration de N_2 .

Références

Chapitre I

[I-1]- H. Moisson et P. Lebeau, *Comp. Rev.* 130, pp. 865, 1900.

[I-2]- H. G. Pollak et F. S. Cooper, *physical revue* 56, pp. 170-175, 1939.

[I-3]- KALI-CHIMIE, notice d'information sur les différents gaz.

[I-4]- F.Y. Chu. "SF₆ Decomposition in Gas-Insulated Equipment", *IEEE. Trans. on Elect. Insul.* Vol. EI. 21, N°5, 1986.

[I-5]- G. D. Griffin et al "Concerning biological effect of sparked decomposed SF₆", *I.E.E. Proceeding*, Vol. 137. N°4, pp. 221-227, 1990.

[I-6]- I. Sauers et al. "Production of S₂F₁₀ in sparked SF₆" *J. Phys D: Appl. Phys.* Vol. 21, pp 1230-1238, 1988.

[I-7]- D. R. James et al. "Investigation of S₂F₁₀ production and mitigation in compressed SF₆-insulated power systems", *IEEE Electrical insulation magazine*. Vol. 9. N°3, pp 29-40, 1993.

[I-8]- *Encyclopédie des Gaz de l'air liquide*. Ed. Elsevier, L'air Liquide Division
ALPHAGAZ.

[I-9]- P. Segur "gaz isolants", *Technique de l'ingénieur, Traité de Génie Electrique*, Vol. D. 2530-2531, 1990.

[I-10]- E. Cook "lifetime Commitments; Why Climate policy makers can't afford to overlook fully fluorinated compounds", *Word resources institute* , Washington, DC, February 1995.

- [I-11]- C. P. Rinsland, et al “ATMOS/ATLAS 1 Measurements of Sulphur Hexafluoride (SF₆) in the Lower Stratosphere and Upper Troposphere”, J. Geophysics. Res, Vol. 98, pp. 20491-20494, 1993.
- [I-12]- L. Niemeyer and F.Y.Chu “SF₆ and the Atmosphere”, IEEE Trans. on Elec. Insul. Vol. 27, N°1, pp 184-187.1992.
- [I-13]- L. G. Christophorou and R. J. Van Brunt, “SF₆/N₂ Mixtures”, IEEE .Trans. on Dielectrics and Elect. Insul. Vol. 2, N°5, pp. 952-1003, 1995.
- [I-14]- L. G. Christophorou et-al “Sulphur Hexafluoride and the Electric Power Industry”, IEEE, Electrical Insulation Magazine, Vol. 13, N°. 5, pp 20-24, Sept/Oct 1997.
- [I-15]- J. C. Devins “Replacement gases for SF₆”, IEEE. Trans. on Elec. Insul. Vol. E. I15, N°2, pp 81-85, April 1980.
- [I-16]- M. Ermel “Le mélange gazeux N₂-SF₆ comme isolant dans la technique de la haute tension” ETZ-A 96 N°5, pp231-235, 1975.
- [I-17]- A. M. Casanovas et-al, “Decomposition of SF₆ under AC and DC corona discharge in high pressure SF₆ and SF₆/N₂ (10-90%) mixtures”, 8th Int. Conf. on Diel. Insul. USA, pp25-28, 1998.

Chapitre II

- [II-1]- E. Geballe, M. Reeves, “A condition on uniform field breakdown in electron-attaching gases”, Physical Review, vol. 92, N°4, pp.867-868, 1953.
- [II-2]- A. Pederson, “Criteria for spark breakdown in SF₆”, IEEE. Trans. On Power Apparatus and Systems, Vol. 89, N°8, pp 2043-2048, 1970.

- [II-3]- A. Kuffel, et.al “High voltage engineering fundamentals” Oxford Pergamon 1986.
- [II-4]- A. Pederson. “The effect of surface roughness on breakdown in SF₆”, IEEE Trans. PAS-94, pp 1749-1753, 1970.
- [II-5]- H. Raether “Electron avalanches and breakdown in gases”, London: Betterworths, 1964.
- [II-6]- L. B. Loeb and J.M. Meek “The Mechanism of the Electric Spark”, Stanford University Press Stanford, 1941.
- [II-7]- O. Farish et al, IEE Proceedings on Gas Discharges and their Applications, pp. 320-323, 1978.
- [II-8]- S. Sangkassad, “Corona inception and breakdown voltages in nonuniform fields in SF₆”, Proceedings 2nd International Symposium on High Voltage Engineering, pp. 379-384, 1975.
- [II-9]- O. Farish, Proceedings 16th International Conference on Ionised Gases, Invited Revue Paper, pp. 187-195, 1983.
- [II-10]- O. Farish, O. E. Ibrahim and A. Kurimoto, 3th International Symposium on High Voltage Engineering, pp.31.15, Milan 1979.
- [II-11]- Nitta and Shibuya, “Electrical Breakdown of Long Gaps in Sulphur-Hexafluoride”, IEEE. Trans. on PAS, Vol. PAS-90, N°3, pp. 1065-1071, 1971.
- [II-12]- Kulkarni and Nema, “Calculation of Breakdown Voltages of Gaseous Insulation with Special Reference to Electronegative and their Mixtures”, proceedings of the 4th Int. Symp. High. Volt. Eng. pp. 33-08, 1983.

- [II-13]- A. Cookson, et-al “Recent Research in the United States on the effect of particles contamination reducing the breakdown voltage in compressed gas insulated systems”, CIGRE, pp. 1508, 1976.
- [II-14]- A. Rein, “Breakdown mechanisms and breakdown criteria in gases, Measurements of discharge parameters, a literature survey”, *Electra*, N°32, pp. 43-60, 1974.
- [II-15]- E. Husain and R. S. Nema, “Analysis of Paschen curves for air, N₂, and SF₆, using the Townsend breakdown equation”, *IEEE. Trans. Elect. Insul.* Vol.EI-17, N°4, 1982.
- [II-16]- Malik and Qureshi, “Calculation of Discharge Inception Voltages in SF₆/N₂ Mixtures”, *IEEE. Trans. on EI.* Vol. EI-14, N°2, pp. 70-76, 1979.
- [II-17]- M. Giesselmann W. Pfeiffer, “Influence of solid dielectrics upon breakdown voltage and predischage development in compressed gases”, *Gaseous dielectrics IV*, Pergamon Press, NY, pp.431-436, 1984.
- [II-18]- W. Pfeiffer, H. Welke, “Simulation of discharge development in SF₆ and SF₆-mixtures and important data of streamer development” 10th Int. Conf. of Gas discharges and their Applications, Swansea, pp. 868-871, 1992.
- [II-19]- A. Hamani, “analyse des processus à l’origine de la propagation des ondes d’ionisation dans un fil-cylindre dans N₂”, *FIRELEC 2^{ème} JCGE*, pp.II.7-II.11, Grenoble, 1994.
- [II-20]- N.H. Malik and A. H. Quershi, “A review of electrical breakdown in mixtures of sulphur hexafluoride and other gases”. *IEEE Trans. on Elect. Insul.* Vol EI-14, N°.1, pp. 1-13. 1979.
- [II-21]- Kline and al., “Dielectric Properties for SF₆ and SF₆ mixtures predicted from basic data”, *J. Appl. Phys.* 50(11), pp. 6789-6796, 1979.

- [II-22]- E. W. McDaniel & E. A. Mason “The mobility and diffusion of ions in gases”, by John Wiley & sons, Inc N.Y. N°2, 1979
- [II-23]- H. R. Hassé “Langevin’s theory of ionic mobility” Phil. Mag. Vol 1, pp. 139-160, 1926.
- [II-24]- E.W. MacDaniel and M. R. C. Dowel, Phys. Rev. 114, pp. 1028, 1959.
- [II-25]- P. L. Patterson, “Mobilities of negative ions in SF₆”, J. Chem. Phys. 53, pp. 696, 1970.
- [II-26]- I. A. Fleming and Rees, J. Phys. B 2, 777, 1969.
- [II-27]- M. S. Naidu and A. N. Prasad, J. Phys. D 3, 951, 1970.
- [II-28]- J. de Urquijo-Carmona, Ph.D. Thesis, Victoria University of Manchester, UMIST. 1980.
- [II-29]- B. H. Crichton and Dong-in Lee, Proceeding of the Fifth International Conference on Gas Discharges, Liverpool, (IEE, London), pp. 254-255. 1978.
- [II-30]-T. Aschwanden, Faculty of Electrical Engineering, ETH. Zurich (Private communication, 1982).
- [II-31]- T. H. Teich and B. Sangi, Proc of the First Intern. Symp. on High Voltage Engineering. pp. 391-394, (Munchen, West Germany, 1972).
- [II-32]- H. Jungblut, Ph.D. Thesis Freie Universitat, Berlin, 1981.
- [II-33]- K. P. Brand and H. Jungblut “The interaction potentials of SF₆ ions in SF₆ parent gas determined from mobility data”, J. Chem. Phys. 78(4), pp 1999-2007, 1983.
- [II-34]- K. B. McAffe Jr, J. Chem. Phys. 23, 1435 , 1955.

- [II-35]- K. B. McAfee. Jr and D. Edelson, Proc. Phys. Soc. (GB) 81, 2382, 1963.
- [II-36]- M. Inoue, K. Hirayama and C. Amano, Mass Spectrum. 23, 101, 1975.
- [II-37]- R. Coelho & J. Debeau “Properties of tip-plane configuration”, J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 4, 1971.
- [II-38]- R. S. Sigmond “Simple approximate treatment of unipolar space-charge-dominated Coronas. The Warburg law and saturation current”, J. Appl. Phys. 53(2), 1982.
- [II-39]- E. Warburg Handbook, Derphysik Springer Berlin, Vol. 14, pp. 154-155, 1927.
- [II-40]- M. J. Hollas, “Modern Spectroscopy”, John Wiley, Vol. 24 (1), 1996.
- [II-41]- G. Herzberg “Spectra of diatomic molecules”, London: D. Van Nostrand, 1950.
- [II-42]- M. Nur, PhD. Thesis, prepared in LEMD/CNRS Grenoble, Université Joseph Fourier, Grenoble, France 1997.
- [II-43]- A. Chelouah, E. Marode, G. Hartmann and S Achat, J. Phys. D: Appl; Phys, 27, pp. 940-945, 1994.
- [II-44]- G. Faure and H. Coitout, XXIII ICPIG , Toulouse France, (1997).
- [II-45]- K. T. Hartinger, L. Pierre and C. Cahen, J. Phys. D: Appl. Phys, 31 (1998).
- [II-46]- H. Champain, G. Hartmann, M. Lalmas and A. Goldman, The 11th international conference on gas discharge and their applications, Chuo university, (Tokyo, 1995).

Chapitre III

- [III-1]- G. Carlson et. al “Fault sensors for SF₆ equipment”, Proc. 42nd American Power Conf, Vol. 42, N°. 111, Chicago, pp. 615-619, 1980.
- [III-2]- R. Bartnikas et.al “Engineering dielectrics” Vol. 1, ASTM Press, USA, pp. 327-408, 1981.
- [III-3]- H. Graybill, et. al “Testing of gas insulated substations and transmission lines” IEEE, Trans. PAS, Vol. 93, pp. 404-413, 1974.
- [III-4]- M. Lalmas, thèse de doctorat en électrotechnique, Paris VI, France, 1996.
- [III-5]- K. Hadidi, thèse de doctorat d'état en électrotechnique, Paris VI, France, 1992.
- [III-6]- R. Hergli. Thèse de doctorat, Université Paul Sebastien, Toulouse, France, 1987.
- [III-7]- A. Goldamn et col. "Gaseous Dielectrics IV" L. G. Christophorou and M. O. Pace, Edition Pergman, New-York, pp. 306-310, 1984.
- [III-8]- A. Lemzadmi et al. Algerian Journal of Technology (AJOT), 3^{ème} conférence Maghrébine COMAEI, Bejaia, Algérie, pp. 283-286, 1998.

Chapitre IV

- [IV-1]- B. H. Crichton, O. E. Ibrahim and O. Farish, “Dependence of Breakdown Voltage in SF₆ Mixtures on Electrode Surface Roughness”, Proc. 4th Int. Conf. Gas Discharges, IEE Publ. 134, pp.117-120, 1976.
- [IV-2]- R. Neelakantan and J. Guiver, Applying Neural Networks, *Hydrocarbon Processing*, September, pp. 91-96, 1998.
- [IV-3]- M.T. Hagan, M. Menhaj, Training feed forward networks with the Marquardt

Algorithm, *IEEE Trans. on Neural Networks*, 5(6), pp.989–993, 1994.

- [IV-4]- N. H. Malik, A. H. Qureshi and Y. A. Safar, “DC Voltage Breakdown of SF₆-CO₂ Mixtures In rod-Plane Gaps” *IEEE. Trans. on Elect. Insul.* Vol. EI-18 N^o.6, pp. 629-635, 1983.
- [IV-5]- A. Lemzadm, et al. “Mobilities and corona discharges onset voltages in SF₆-N₂ mixtures at high pressures”, XXIV. Inter. Conf. On Phenomena in Ionized Gases, Warsaw, Poland, July 11-16, 1999.
- [IV-6] A. Lemzadmi, et al. "Décharges couronnes dans le mélange SF₆/N₂ en présence d'un champ hétérogène" *Algerian Journal of Technology*. 4eme Conférence CNHT. Ghardaia, Algeria, pp. 1-4, 2002.
- [IV-7]- W. F. Schmidt and H. Jungbut, “Ion mobility and recombination in compressed SF₆”, *J. Phys. D*: 12, pp. 167-170, 1979.
- [IV-8]- Yu. P. Raizer, “Gas discharge Physics”, Springer, 1991.
- [IV-9]- A. M. Casanovas, J. Casanovas, V. Dubroca, F. Lagarde and A. Larbi, *J. Appl. Phys.* 70(3), pp. 1220-1226, 1991
- [IV-10]- V. Zingin, S. Suker, A. Gokmen, A. Rumeli and S. Dincer, *Gaseous Dielectrics VI*, edited by L. G. Christophorou and I. Sauers, Plenum Press (New York), pp. 595-599, 1991.

Chapitre V

- [V-1]- A. H. Cookson and B. O. Pederson, "Analysis of the HV Breakdown Results for mixtures of SF₆ with CO₂, N₂ and Air", 3rd Int. Symp. HV. Engineering, Milan, pp. 31-10, 1979.
- [V-2]- C. M. Cooke and R. Velazquez, "The insulation of ultra HV in coaxial Systems Using Compressed SF₆ gas", IEEE Trans. Power App. Syst, Vol.96, pp. 1491-1497, 1977.
- [V-3]- V. K. Makdawala, D. R. James and L. G. Christophorou, "Effect of ionisation processes on the corona stabilisation breakdown in SF₆ and SF₆-mixtures", 4th Int. Symp. On High Voltage Engineering. Athens, Greece, pp.1-4, 1983.
- [V-4]- D. T. Birtwistle and A. Herzenberg, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 4, pp. 53-70, 1971.
- [V-5]- W. Lochte-Holtgreven, "Evaluation of plasma parameters in Plasma diagnostics", edited by W. Lochte-Holtgreven, North-Holland, Amsterdam, chap. 3, 1968.
- [V-6]- I. Gallimberti, J. K. Hepworth and R. C. Kleve, J. Phys. D: Appl. Phys. 7, pp. 880-898, 1974.
- [V-7]- D. M. Phillips, J. Phys. D: Appl. Phys. 8, pp. 507-521, 1975.
- [V-8]- A. Czernichowski J. Phys. D: Appl. Phys. 20, pp. 559-564, 1987.
- [V-9]- A. Denat, N. Bonifaci and M. Nur, IEEE Trans. Diel. Elect. Insul. N°5, pp. 382-387, 1998.
- [V-10]- B. Halpern and R. Gomer, J. Chem. Phys. 51(3), pp.1031-1047, 1969.
- [V-11] - Air Liquide, as Encyclopædia Elsevier, 1976.
- [V-12]- I. A. Fleming and Rees, J. Phys. B 2, 777, 1969.

[V-13]- J de Urquijo-Carmona, et-al “Time resolved study of charge transfer in SF₆”, J. Phys. D: Appl. Phys. 19 (1986).

[V-14]- J de Urquijo-Carmona, et al “Mobility and longitudinal diffusion of SF₃⁺ and SF₅⁺ in SF₆”, J. Phys. D: Appl. Phys. 23, pp. 778-783