

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



Université 8 mai 1945 Guelma
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrotechnique et Automatique

Thèse

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat en Sciences

Analyse et prédiction des seuils d'apparition des décharges couronnes dans les gaz isolants en haute tension

Option : Génie Electrique

Par

BELOUCIF Faissel

Soutenue le 26 Octobre 2017 devant le Jury composé de:

Pr. Abdelkrim MOUSSAOUI	Président	Professeur	Université 8 mai 1945 Guelma
Pr. Ahcène LEMZADMI	Rapporteur	Professeur	Université 8 mai 1945 Guelma
Pr. Abdesselam BABOURI	Examineur	Professeur	Université 8 mai 1945 Guelma
Pr. Amar OMEIRI	Examineur	Professeur	Université Badji Mokhtar Annaba
Dr. El-Bahi AZZAG	Examineur	M.C.A	Université Badji Mokhtar Annaba
Pr. Hocine LABAR	Examineur	Professeur	Université Badji Mokhtar Annaba

Année 2017

Dédicaces

A

Ma Très Chère Femme

Ma Petite Famille

La Mémoire De Ma Mère ...

Tous Ceux Qui Me Veulent Le Bien ...

Remerciements

Je remercie profondément mon très cher collègue et directeur de thèse le professeur Ahcène LEMZADMI, pour avoir soutenu sans réserve ce travail du commencement jusqu'à la fin, pour l'aide et les précieux conseils qu'ils m'ont prodigués le long de ce travail de thèse, pour toutes ses connaissances et compétences ainsi que sa disponibilité inconditionnelle m'ont permis de guider ce travail et d'approfondir le domaine dans lequel je poursuis ma carrière.

Je remercie très chaleureusement le professeur A/Elkrim MOUSSAOUI, vice doyen chargé de la poste graduation et de la recherche scientifiques, m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse et pour son soutien morale et physique pour puisse finir ce travail, qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma gratitude.

Mes remerciements vont également aux Pr. Abdesselam BABOURI, Pr. Amar OMEIRI, Pr. Hocine LABAR et au Dr. El-Bahi AZZAG, d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Mes remerciements s'adressent ensuite aux personnels de recherches du laboratoire LGEG université de Guelma en particulier, Monsieur DAFRI Mourad, ingénieur du laboratoire, qui a été prêt chaque fois à me rendre des divers servis administratifs et pratiques.

Je voudrais adresser mes sincères remerciements, de tout mon cœur, à ma femme, enseignante au département d'histoire de l'université 8 mai 1945 de Guelma, ses encouragements et ses patiences durant les années de réalisation de cette thèse, m'ont fait beaucoup de courage, qu'elle trouve ici ma grande gratitude, mon tout amour et respect qui seront aggravés dans ma mémoire.

Enfin, de chaleureux remerciements à mon entourage pour son aide et son soutien, mes enfants, mes frères et sœurs, ainsi que mes amis...

Résumé

Les phénomènes de décharge électrique, étudiés pourtant depuis près de deux siècles, font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques. Ce travail porte sur la caractérisation des décharges se propageant dans les gaz isolants à savoir l'air, l'hexafluorure de soufre et le mélange SF₆-N₂.

Des mesures des tensions de claquages dans l'air ont été réalisées pour le régime continu en polarité négative et positive et pour le régime alternatif avec différentes configurations.

La forme de la tension, la polarité des électrodes ainsi que la pression, jouent un rôle important dans la génération et la propagation des décharges électriques. Les tensions de claquage mesurées en pointe - plan sont inférieures par rapport aux configurations plan-plan et sphère-sphère, ces valeurs sont plus élevées en polarités négative. En régime alternatif, les tensions de la décharge sont nettement basses par rapport au régime continu.

Des mesures des tensions seuils des décharges couronnes du mélange SF₆-N₂ à 10 % de SF₆ ont été réalisées. L'effet de la pression et du rayon de courbure de la pointe ont été mis en évidence. Les tensions seuils augmentent avec l'augmentation de la pression et le rayon. Le modèle empirique de Malik et Qureshi sous-estime les tensions pour les faibles taux de SF₆ et surestime les valeurs des tensions pour les taux de SF₆ élevés.

La prédiction par les réseaux de neurones a donné des résultats très satisfaisants, avec des erreurs qui sont très minimales. Cet outil sera un apport très important pour les industriels et les spécialistes du domaine des gaz isolants.

Mots clés : Gaz isolants, décharge électrique, configuration pointe - plan, décharge couronne, tension de claquage, tension seuil, critère des streamers, réseaux de neurones, mélange SF₆-N₂.

Summary

The phenomena of electric discharge, studied for nearly two centuries, are always the object of active research by the scientists. This work deals with the characterization of discharges propagating in insulating gases, namely air, sulfur hexafluoride and SF₆-N₂ gas mixture. Measurements of the breakdown voltages in the air were carried out for the continuous regime in negative and positive polarity and for the alternating regime with different configurations. The shape of the voltage, the polarity of the electrodes as well as the pressure, plays an important role in the generation, propagation of electrical discharges.

The breakdown voltages measured at the tip to plane electrodes are lower compared to the plan-plane and sphere-sphere configurations. These values are higher in negative polarities. The alternative breakdown voltages of the discharge are considerably low compared to the continuous voltages.

Measurements of the threshold voltages of the corona discharges of the SF₆-N₂ mixture at 10% of SF₆ have been carried out. The effect of the pressure and the radius of curvature of the tip electrode have been demonstrated. The threshold voltages increase with increasing pressure and radius. The empirical model of Malik and Qureshi underestimates the voltages for low SF₆ concentrations and overestimates the voltage values for high SF₆ amounts in the SF₆-N₂ gas mixture.

The prediction by neural networks has given very satisfactory results, with errors that are very minimal. This tool will be a very important contribution for industrialists and specialists in the field of insulating gases.

Keywords: Insulating gases, electric discharge, point - to - plane configuration, corona discharge, breakdown voltage, threshold voltage, streamer criterion, neural networks, SF₆-N₂ mixtures.

المخلص

بالرغم من دراسة ظواهر التفريغ الكهربائية منذ ما يقارب قرنين من الزمن تقريبا، إلا انه ما زال ميدانا نشطا للدراسة و البحث من قبل علماء الاختصاص ما شجعنا على هذا العمل و الذي يتعلق أساسا بوصف انتشار التفريغات في الغازات العازلة المعروفة كالهواء و سادس فليوريد الكبريت و كذلك خليط سادس فليوريد الكبريت و غاز الأزوت ($SF_6 - N_2$). لقد اتخذت مجموعة من التدابير لقياس توترات انهيار غاز الهواء عند تطبيق التيار المستمر في القطب السالب و القطب الموجب منه و كذلك عند استعمال التيار الموجب و بأشكال مختلفة للاقطاب . بالإضافة إلى شكل التوتر و نوعية قطبية الأقطاب و كذلك الضغط التي تلعب دورا هاما في توليد و انتشار هذه التفريغات الكهربائية.

إن توترات الانهيار المقاسة لشكل قطب من نوع حاد-مسطح تكون منخفضة مقارنة بتلك المقاسة لشكل قطب من نوع مسطح-مسطح و كذلك لقطب من شكل كروي-كروي، و على العكس تكون هذه القيم مرتفعة في حالة القطبية السلبية، أما في حالة ما إذا كان التيار متناوبا فان هذه القيم تأخذ شكلا منخفضا مقارنة بتلك المقاسة في نظام التيار المستمر. لقد أجريت مجموعة من القياسات لعتبة توترات التفريغات التاجية لخليط ($SF_6 - N_2$) الغازي العازل حيث يمثل غاز SF_6 نسبة 10 % منه، مع الأخذ بعين الاعتبار تأثير ضغط الغازات، و درجة انحناء القطب الحاد أثناء هذه العملية، فلو حظ ارتفاع عتبة التوترات لهذه التفريغات بارتفاع ضغط الغاز و شدة انحناء القطب الحاد المتمثل في نصف قطره. إن النموذج التجريبي للباحثين ماليك و كريشي يقدر قيما منخفضة لهذه التوترات إذا كانت نسب غاز SF_6 ضعيفة في الخليط و يقدر بالمقابل قيما مرتفعة إذا ارتفعت نسبة هذا الغاز.

لقد أعطت التكهات المعتمدة بطريقة الشبكة العصبية نتائج مرضية و بنسبة خطأ مهمة تقريبا . و هو ما يسمح بان تكون هذه الأداة مساهمة هامة جدا لخدمة الصناعيين و المختصين في مجال الغازات العازلة .

كلمات مفتاحية: الغازات العازلة، التفريغات الكهربائية، قطب حاد-مسطح، تفريغات تاجية، توتر الانهيار، و عتبة التوتر، معيار التشعيبات، والشبكات العصبية، خليط $SF_6 - N_2$.

Liste des symboles et abréviations

N_2	: Azote
CO_2	: Dioxyde de carbone
H_2	: Hydrogen
SF_6	: Hexafluorure de soufre
SF_6-N_2	: Mélange gazeux
AC	: Courant (ou tension) alternatif
DC	: Courant (ou tension) continu
GIS	: Disjoncteur isolé au gaz
GIL	: Ligne isole au gaz
PSEM	: Postes sous enveloppe métallique
HT	: Haute Tension
A^*	: Atome A excité
A^+	: Ion de l'atome A
W_i	: Energie d'ionisation
U_V	: Rayon Ultra violet.
X	: Rayon X .
γ	: Rayon Gama.
ν	: Fréquence du photon.
V_i	: Potentiel d'ionisation de l'atome du gaz.
h	: Est la constante de Planck.
ΔW	: Une différence d'énergie fournie.
θ	: Le degré d'ionisation.
w_i	: L'énergie d'ionisation du gaz.
m_e	: Masse de l'électron.
A^m	: Étant l'atome métastable.
Γ	: Est le flux des particules chargées par unité de surface dans la direction x .
D	: Le coefficient de diffusion.
D_a	: Coefficient de diffusion ambipolaire.
D_e	: Coefficient de diffusion libre des électrons.

Liste des symboles et abréviations

D_+	: Coefficient de diffusion libre ions positifs.
R_i	: Rayon de la particule incidente.
R_c	: Rayon de la particule cible.
$\sigma(v)$: Section efficace de collision.
μ	: Mobilité des particules chargées.
n_+	: Densité des ions positifs.
n_-	: Densité des ions.
n_e	: Densité des électrons.
U	: Vitesse de déplacement des particules.
J_c	: Densité de courant de claquage (A/m ²)
J_s	: Courant de saturation
J_0	: Courant initial en absence du champ extérieur
K	: Constante de BOLTZMANN
m_i	: La masse de l'ion et la particule neutre,
M	: La masse de la particule neutre,
A	: La masse moléculaire.
a_0	: Le rayon de Bohr.
λ	: Libre parcours moyen.
T_0	: Température ambiante (K).
P_0	: La pression atmosphérique.
T	: La température en kelvin.
P	: La pression du gaz.
σ	: Conductivité électrique (S/cm).
I_0	: Courant initial juste à la surface cathodique
n_0	: Nombre des électrons initiaux.
α	: Premier coefficient de Townsend.
γ	: Deuxième coefficient de Townsend.
ϵ_0	: Permittivité du vide ($8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m)
e	: Charge élémentaire de l'électron ($e = q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb)
Q	: Charge totale déposée à la surface .
p_m	: Le potentiel de polarisation de l'atome ou de la molécule neutre.

Liste des symboles et abréviations

- E_{max} : Champ électrique maximal
- E_{moy} : Champ électrique moyen
- $E(x)$: Champ électrique dans l'intervalle inter électrodes (kV/cm)
- E_c : Rigidité diélectrique.
- f : Facteur de forme de Schwaiger ou facteur d'uniformité du champ. dans
- u : Facteur d'utilisation
- P : Pression des gaz ou mélange
- R : Rayon du disque chargé uniformément (mm).
- r_c : Rayon de courbure de la pointe (μm).
- U_s : Tension de génération des décharges.
- r : La distance entre les deux particules en interaction.
- a : La polarisabilité.
- α^- : Coefficient efficace d'ionisation.
- α_m^- : Coefficient efficace d'ionisation du gaz mélange.
- $A(T), B(T)$: Constantes d'ionisation du gaz varient en fonction de la température.
- x_{cr} : Distance critique correspond au champ critique.
- $(E/p)_{lim}$: Champ réduit limite qui donne N_{cr} densité critique des électrons (critère de Raether).
- d : Distance inter-électrodes.
- PZT100-0.1 : Type d'un transformateur élévateur réglable.
- DMI 551 : Digital Measuring Instrument.
- OT 276 : Unité de contrôle permet d'afficher la tension et le courant du secondaire du transformateur.
- R_p : Résistance de protection.
- R : Résistance de mesure.
- I_d : Courant de diode.
- C : Capacité de lissage.
- U_s : Tension seuil de décharge couronne.

Liste des figures

Figure 1.1	Comportement diélectrique de quelques gaz en champ uniforme	7
Figure 1.2	Vue en 3D de la molécule SF ₆	9
Figure 1.3	Comportement diélectrique et thermique du SF ₆	11
Figure 1.4	Tension de claquage d'un mélange SF ₆ -N ₂ pour une pointe négative - plan (d=20mm).....	14
Figure 1.5	Comportement diélectrique et thermique des SF ₆ et N ₂	15
Figure 1.6	Variation de tension de claquage avec la pression des gaz.....	15
Figure 2.1	Effet de la pression du gaz sur le coefficient de recombinaison.....	22
Figure 2.2	Dispositif de Townsend pour l'étude de décharges électriques.....	29
Figure 2.3	Avalanche électronique.....	30
Figure 2.4	Variation du courant de décharge en fonction de la distance inter- électrode	30
Figure 2.5	Régimes de décharge électrique à pression atmosphérique en courant continu (caractéristique courant-tension)	31
Figure 2.6	Géométries d'électrodes couramment utilisées pour la production de décharges couronnes	33
Figure 2.7	Etapes de formation des streamers en champ uniforme ; a). Initiation de l'avalanche; b). Propagation du canal en direction de la cathode; c). Liaison complètement établie	35
Figure 2.8	Représentation schématique des étapes de croissance du streamer ; a).Streamer positif, b).Streamer négatif	37
Figure 3.1	Courbe de Paschen pour l'air à pression atmosphérique et à température ambiante	47
Figure 3.2	Courbe de Paschen pour l'azote à pression atmosphérique et à température ambiante	47
Figure 3.3	Courbe de Paschen pour le SF ₆ à pression atmosphérique et température ambiante	48
Figure 3.4	Effet de la surface cathodique sur le minimum de Paschen pour l'air dans les conditions (P = P ₀ , T = 20°C)	50
Figure 3.5	Comportement diélectrique de l'air en champ uniforme, à différentes pressions	52
Figure 3.6	Tension de claquage de l'air en fonction de la pression et la distance inter-électrodes en géométrie plan-plan.....	53

Figure 3.7	Effet de la température sur la tension de claquage.....	54
Figure 3.8	Représentation de la décharge couronne en pointe-plan	55
Figure 3.9	Répartition du champ électrique dans une configuration pointe – plan.....	56
Figure 3.10	Représentation d’une configuration hyperbolique- plan	57
Figure 3.11	Distribution du champ électrique appliqué pour une distance inter-électrodes d = 10 mm et des différentes tensions respectivement; a).5 KV, b).10 KV et c). 20 KV.....	59
Figure 3.12	Distribution du champ électrique appliqué pour une distance inter-électrodes d = 20 mm et des différentes tensions respectivement; d).5 KV, e).10 KV et f). 20 KV	60
Figure 3.13	Tension seuil de décharge couronne pour le SF ₆ pur en fonction de la pression pour différents rayons de courbure	66
Figure 3.14	Tension seuil de décharge couronne pour 10% et 50% SF ₆ et pour différents rayons de courbure	69
Figure 3.15	Tension seuil de décharge couronne pour différentes concentrations de SF ₆ (d = 10 mm, r _c = 40µm)	70
Figure 4.1	Schéma du dispositif expérimental	73
Figure 4.2	Schéma du circuit électrique en régime de tension continue	74
Figure 4.3	Tensions de claquage de l’air en régime continu.....	74
Figure 4.4	Schéma du circuit électrique en régime de tension alternative.....	75
Figure 4.5	Tension de claquage de l’air en régime alternatif	76
Figure 4.6	Tensions de claquage en continu, alternatif et calculées en champ uniforme	77
Figure 4.7	Tension de claquage de l’air en régime continu pour les deux polarités	79
Figure 4.8	Tension de claquage de l’air en régime DC pour les deux polarités et pour le régime alternatif	79
Figure 4.9	Caractéristique courant- tension de la décharge couronne en pointe plan dans l’air.....	81
Figure 4.10	l’évolution de la courbe de la densité du gaz en fonction du taux du SF ₆ dans le mélange SF ₆ -N ₂	82
Figure 4.11	Tensions seuils en fonction du pourcentage du mélange SF ₆ -N ₂	83
Figure 4.12	Tensions seuils en fonction de la pression pour des concentrations différentes de SF ₆ et pour les deux polarités	84
Figure 4.13	Tension seuils en fonction de la pression et du rayon de courbure pour un mélange à 10% de SF ₆	85
Figure 4.14	Comparaison des tensions seuils entre mesurées et déterminées pour un mélange de 10% SF ₆ (r _c = 3µm, d =10 mm)	86

Figure 4.15 Comparaison des tensions seuils entre mesurées et déterminées pour un mélange de 10% SF ₆ (r _c = 15μm, d =10 mm)	86
Figure 4.16 Comparaison des tensions seuils entre mesurées et déterminées pour un mélange de 10% SF ₆ (r _c = 40 μm, d =10 mm)	87
Figure 4.17 Schéma de la structure neuronale utilisée pour prédire les tensions seuils pour les mélanges SF ₆ -N ₂	88
Figure 4.18 Courbe des tensions seuils mesurées et prédites par les réseaux neurones pour un mélange de SF ₆ – N ₂ à 10% de SF ₆ en polarité négative à 10 bars	90
Figure 4.19 Changement de l'erreur quadratique moyenne en fonction des itérations	91
Figure 4.20 Evolution de l'erreur de prédiction.....	91
Figure 4.21 Courbe des tensions seuils mesurées et prédites par les réseaux neurones pour un mélange de SF ₆ – N ₂ à 10% de SF ₆ en polarité négative à 5 bars.....	92
Figure 4.22 Courbe des tensions seuils mesurées (5 et 10 bars) et prédites par les réseaux neurones pour un mélange de SF ₆ – N ₂ à 10% de SF ₆ en polarité négative à 7 bars	93
Figure 4.23 Courbe des tensions seuils mesurées (5 et 10 bars) et prédites par les réseaux neurones pour un mélange de SF ₆ – N ₂ à 10% de SF ₆ en polarité négative à 8 bars	93

Liste des tableaux

Tableau I.1- Principaux produits décomposés du SF ₆	12
Tableau I.2- Propriétés physiques de quelques gaz utilisés (p = 1,013 bar)	13
Tableau II.1- Valeurs de λ de quelques molécules des gaz usuels	25
Tableau II.2- Energie d'ionisation de quelques gaz	28
Tableau III.1- Valeurs des constantes <i>A</i> et <i>B</i> pour divers gaz	44
Tableau III.2- Potentiels minimaux d'amorçage de quelques gaz.....	49

Sommaire

Introduction	1
Chapitre I Généralités sur les diélectriques gazeux	3
I.1 Introduction	3
I.2 Avantage d'utilisation des gaz en isolation	3
I.3 Principales propriétés diélectriques	4
I.4 Rigidité diélectrique	4
I.5 Facteurs influant sur la tenue diélectrique	5
I.5.1 Facteurs géométriques	5
I.5.2 Facteurs physico-chimiques	5
I.5.3 Facteurs électriques	6
I.6 Propriétés et aspect historique de l'air	6
I.6.1 Propriétés physico-chimiques	6
I.6.2 Propriétés diélectriques	6
I.6.3 Historique de décharge électrique dans l'air	8
I.7 Gaz hexafluorure de soufre SF ₆	8
I.7.1 Historique	8
I.7.2 Structure moléculaire	8
I.7.3 Caractéristiques physiques et diélectriques du SF ₆	9
I.7.3.1 Propriétés physico-chimique du SF ₆	9
I.7.3.2 Propriétés diélectrique du SF ₆	11
I.7.4 Décomposition du SF ₆ et effet de serre	12
I.8 L'azote N ₂	13
I.8.1 Propriétés physico-chimiques	14
I.8.2 Propriétés diélectriques et thermiques	14
I.9 Mélange gazeux	16
I.10 Conclusion	17
Chapitre II Etude du phénomène physique des décharges électriques	18
II.1 Amorçage de décharges électriques	18
II.2 Processus d'ionisation et dés-ionisation	18

II.2.1 Ionisation par collision	18
II.2.1.1 Collision élastique et collision inélastique	18
II.2.2 Photo ionisation	19
II.2.3 Ionisation thermique.....	19
II.2.4 Ionisation par interaction avec les métastables	20
II.2.5 Attachement et détachement d'électrons	20
II.2.6 Dés ionisation par recombinaison	21
II.2.7 Processus de diffusion	22
II.2.8 Autres processus	23
II.3 Paramètres physiques des gaz	23
II.3.1 Libre parcours moyen	24
II.3.2 Section efficace	25
II.3.3 Probabilité de collision	25
II.3.4 Degré d'ionisation	25
II.3.5 Mobilité du gaz	26
II.3.6 Energie d'ionisation	27
II.4 Théorie de décharges électriques	28
II.4.1 Décharge électrique en champ uniforme	28
II.4.2 Multiplication électronique	29
II.4.3 Différents régimes de la décharge électrique	30
II.4.4 Classification des décharges électriques	32
II.4.4.1 Décharge luminescente à basse pression.....	32
II.4.4.2 Décharge luminescente à haute pression.....	33
II.4.4.3 Décharge couronne	33
II.4.4.4 Décharge d'arc	34
II.5 Formation des streamers	34
II.5.1 Transition de l'avalanche primaire au streamer en champ uniforme	34
II.5.2 Vitesse du streamer	35
II.5.3 Streamer positif	35
II.5.4 Streamer négatif	36
II.5.5 Critères de transition au streamer.....	37
II.6 Conclusion.....	38

Chapitre III Modélisation de la décharge électrique dans les gaz électronégatifs.....	39
III.1 Introduction	39
III.2 Décharge électrique en champ uniforme	39
III.2.1 Modélisation de décharge de Townsend	39
III.2.2 Claquage d'un intervalle d'air en champ uniforme	41
III.2.3 Claquage des autres gaz électronégatifs	41
III.2.3.1 Modélisation du courant de décharge	41
III.2.4 Critère d'amorçage de décharge disruptive	42
III.2.5 Limite du critère de Townsend	43
III.2.6 Loi de Paschen	43
III.2.6.1 Détermination de tension de claquage	44
III.2.6.2 Détermination des coordonnées du minimum de Paschen	46
III.2.6.3 Effet de l'état de surface cathodique	49
III.2.7 Autre modèle développé	51
III.2.7.1 Approche analytique	51
III.2.7.2 Effet de la densité relative de l'air	51
III.2.7.3 Effet de la pression sur la tension d'amorçage	52
III.2.7.4 Effet de la température	53
III.3 Décharge électrique en champ non uniforme	54
III.3.1 Physique de décharge couronne	54
III.3.2 Application de la décharge couronne.....	55
III.3.3 Modèle analytique pour déterminer la tension seuil de décharge couronne	56
III.3.3.1 Approche mathématique pour déterminer le champ électrique	56
III.3.3.2 Influence de la géométrie de l'intervalle	61
III.3.3 Critères d'amorçage de décharge couronne	62
III.3.4 Pour l'air pur	63
III.3.5 Pour l'azote pur	64
III.3.6 Pour le SF ₆ pur	64
III.3.7 Mélange de l'hexafluorure de soufre et l'azote	65
III.4 Conclusion	71

Chapitre IV Résultats et discussions	72
IV.1 Claquage dans l'air	72
IV.1.1 Description du dispositif expérimental	72
IV.1.2 Régime de tension continue	73
IV.1.3 Régime de tension alternative	75
IV.1.4 Effet de la polarité	76
IV.2 Décharge couronne dans l'air	80
IV.3 Tensions seuils dans les mélanges SF ₆ -N ₂	81
IV.3.1 Variation des tensions seuils en fonction du taux de SF ₆	82
IV.3.2 Effet de la polarité dans le mélange SF ₆ -N ₂	83
IV.3.3 Influence du rayon de courbure	84
IV.3.4 Comparaison entre les tensions mesurées et les valeurs calculées	85
IV.4 Prédiction des tensions seuils dans le mélange SF ₆ -N ₂	87
IV.4.1 Structure des réseaux neurones	87
IV.4.2 Prédiction des tensions seuils pour en fonction de la pression.....	89
IV.4.3 Application du modèle pour d'autres pressions	92
IV.5 Conclusion	93
Conclusion et perspectives	94
Bibliographie	95

Introduction

Un gaz constitue un isolant parfait puisqu'il ne contient que des atomes ou des molécules neutres. Pour qu'il puisse devenir conducteur, il est donc nécessaire qu'apparaisse, à l'intérieur, un certain nombre de particules chargées. Celles-ci peuvent être issues des parois (par effet de champ par exemple), si la tension appliquée est suffisamment importante, elles peuvent être créées par ionisation thermique, si l'on chauffe le gaz à des températures très élevées ou bien par ionisation directe des molécules. Toutefois, pour que l'ionisation des molécules puisse avoir lieu, il est nécessaire que quelques particules chargées soient présentes initialement dans le gaz.

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 ou bien de la désintégration des gaz radioactifs émis par le sol. Par suite de la présence en permanence de ces particules chargées, l'application d'une tension, même très faible (de l'ordre du microvolt), aux bornes d'électrodes plongées dans le gaz se traduit par l'apparition d'un courant dans le circuit extérieur consécutif au déplacement des charges à l'intérieur du gaz. Une augmentation importante de la tension appliquée entraîne une croissance rapide de ce courant, le gaz passant ainsi, d'un état quasi isolant à un état plus ou moins conducteur.

La transition entre ces deux situations peut prendre des formes extrêmement variées, selon la nature et l'état du gaz (ou du mélange de gaz) considéré (la pression, la température, la dimension et la géométrie de l'enceinte contenant le gaz, l'état des parois, etc.), ainsi que selon l'intensité et la variation temporelle ou spatiale de la tension appliquée. On distingue ainsi un très grand nombre de formes différentes de claquage, caractérisant la plus ou moins grande rapidité avec laquelle le gaz initial devient conducteur.

Les gaz isolants constituent un élément essentiel dans le système énergétique, ils sont utilisés comme milieu isolants dans les transformateurs et câble ou bien comme agent extincteur des arcs dans les disjoncteurs.

L'étude de la décharge électrique dans les gaz est un domaine vaste, sujet, qui a fait l'objet de nombreuses études. Cela n'est dû qu'à la très grande complexité du phénomène et des mécanismes qui le constituent. Les décharges électriques peuvent être classées suivant différents critères tel que les conditions atmosphériques, la configuration des électrodes, le type de la tension appliquée.

Le présent travail est consacré à l'étude des mécanismes fondamentaux qui conditionnent l'apparition du claquage et des décharges couronnes et d'en déduire des directives générales permettant de faciliter le choix du meilleur dispositif isolant en tenant compte des contraintes inhérentes à tout système industriel (taille de l'enceinte, pression maximale du gaz, écarts maximaux de température, coût, etc.).

Dans un premier temps, nous donnerons au premier chapitre, un état de l'art sur les principales propriétés des gaz isolants (l'air, l'hexafluorure de soufre (SF_6) et le mélange Hexafluorure de soufre-azote ($\text{SF}_6\text{-N}_2$).

Au deuxième chapitre nous allons étudier les mécanismes physiques qui caractérisent le transport, la création ou la disparition des électrons et des ions dans le gaz.

Dans le troisième chapitre, les différentes formes de claquage et des décharges couronnes que l'on rencontre en pratique seront énumérées ainsi que les différents modèles mathématiques proposés pour la détermination des tensions de claquage et des tensions seuils des décharges couronnes pour l'air, le SF_6 et le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$.

Dans un second temps, un chapitre quatrième est consacré à la discussion des résultats de mesure des tensions de claquage dans l'air pour différentes configurations en polarité positive et en polarité négative en régime continu. Des mesures ont été faites également pour le régime alternatif. Dans ce chapitre on trouve également la modélisation des décharges couronnes dans le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ à 10% SF_6 et la simulation des tensions seuils par les réseaux de neurones pour le mélange.

I Généralités sur les diélectriques gazeux

I.1 Introduction

L'ingénierie de puissance est la plus vieille et la plus traditionnelle dans les divers domaines de génie électrique, aucune autre facette de technologie moderne ne subit actuellement une révolution plus dramatique tant dans la structure d'industrie que dans la technologie comme les matériaux diélectriques.

De tout temps, les bonnes qualités isolantes de l'air ont été utilisées aussi bien dans les applications de l'électricité statique que dans l'isolation des lignes aériennes, transformateurs et les disjoncteurs en haute tension, la nécessité de diminuer sensiblement les effets écologiques et les dimensions des installations électriques a conduit à recourir à d'autres gaz isolants tels que l'azote, le CO₂, le fréon et surtout l'hexafluorure de soufre.

I.2 Avantage d'utilisation des gaz en isolation

Les gaz sont de très bons isolants et constituent de fait un des éléments essentiels de l'isolation à moyenne et haute tension des matériels électriques [1, 2], à cause des meilleures qualités en isolations tel que :

- Bonnes propriétés physicochimiques surtout des gaz électronégatifs (Air, CO₂, O₂, SF₆, N₂, et CF₃I...)
- Tenue diélectrique élevée, réversibles et compressibles peuvent donc répondre aux contraintes diélectriques, électriques, thermiques et mécaniques auxquelles l'appareillage d'interruption est soumis en exploitation,
- Conductivité thermique importante, à cet effet, ils sont pour assurer :
 - ✓ La réalisation des isolations par un gaz sous pression qui assure à la fois l'isolement à la masse et l'isolement entre l'entrée et la sortie des appareils de coupure et d'interruption.
 - ✓ la réduction des distances d'isolement nécessaires pour satisfaire à la tenue des tensions permanentes et temporaires susceptibles d'apparaître en exploitation.
 - ✓ l'amélioration des performances des isolations des systèmes énergétiques, comme des agents d'isolation et d'extinction dans les installations à moyenne et haute tension (disjoncteurs, générateurs de haute tension et très haute tension) aussi bien que dans celui de l'isolation des lignes (GIL) [3, 4].

I.3 Principales propriétés diélectriques

Les isolants ou diélectriques gazeux ayant des résistivités de $10^8 - 10^{16}$, car ils contiennent un très peu d'électrons libres, donc leurs résistances électriques en courant doivent être infiniment grandes, ils sont utilisés pour remplir des fonctions d'isolation en appareillage électrique destiné à la moyenne et la haute tension.

Rappelons que depuis 1950, avec l'apparition des systèmes électriques sous enveloppe métallique (PSEM), de nombreux travaux de recherche sont axés sur l'étude des comportements diélectriques des gaz.

Ces isolants gazeux lorsqu'ils sont soumis à l'action des facteurs ionisants externes provoquant la perte de leurs propriétés diélectriques qui sont.

- Grande résistivité
- Perte diélectrique faible
- Rigidité diélectrique très élevées
- Des bons résistants aux effets thermiques et chimiques
- Très faible taux de toxicité

1.4 Rigidité diélectrique

la rigidité diélectrique E_c est la valeur maximum du champ auquel peut être soumis un diélectrique, sans apparition d'une décharges électriques entrainant son claquage, elle présente un facteur important pour qualifier un tel matériau isolant, et peut varier de plusieurs ordres de grandeur selon l'utilisation qui en est faite. Cela explique qu'une détermination purement théorique de E_c ne soit en général pas possible, elle est remplacée par des essais pratiques se déroulant selon des procédures très précisément définies de façon à garantir une certaine représentativité aux résultats.

Pour l'amélioration de la tenue diélectrique à la haute tension, les spécialistes et les chercheurs dans ce domaine depuis des dizaines d'années, ont été intéressés par l'utilisation des gaz électronégatifs et la caractérisation fines de décharge couronne développée en

particulier, sur le seuil de son apparition et, sur les mesures du champ électrique, à fin de permettre augmenter leur tension de claquage.

I.5 Facteurs influant sur la tenue diélectrique

Plusieurs facteurs influent sur la tenue diélectrique des gaz isolants, tel que la nature du gaz, la pression, la température la forme de la tension et le dimensionnement géométriques de l'enceinte contenant le gaz isolant. La présence de ces facteurs affectent la distribution du champ électrique et par conséquent, abaissent la tenue diélectrique des isolants.

I.5.1 Facteurs géométriques

La dégradation de la tenue diélectrique des gaz isolants est sensiblement liée à l'intensité et la répartition du champ électrique sur la surface de l'intervalle, le rayon de courbure et la forme des électrodes peuvent influencer sur l'uniformité du champ électrique, siège de tout type de décharge électrique, la distance inter- électrode peut être parmi ces paramètres les plus importants pour le processus de multiplication électronique. Dans certaines configurations, les tensions seuils de décharge couronne peuvent apparaître pour des valeurs inférieures dans le cas de faibles distance inter- électrodes, le courant ainsi, produit devient important conduisant au claquage des gaz isolants, dans les sections des chapitres suivants, l'effet de ces paramètres géométriques sur la tension de claquage du gaz sera pris en considération.

I.5.2 Facteurs physico-chimiques

Les isolants gazeux sont assez fortement influencés par les facteurs d'environnement, leur rigidité dépend énormément de pression, température, en effet, ces deux paramètres physiques lorsqu'ils varient [5], modifient la densité des gaz. Par conséquent, le champ électrique de rupture des gaz augmente avec la pression et diminue avec la température.

I.5.3 Facteurs électriques

A l'origine de phénomène de claquage électronique dans les gaz , on trouve le fait que chaque gaz présente des électrons de conduction pouvant être accélérés pour atteindre l'énergie d'ionisation satisfaisante au phénomène d'avalanche qui va être à l'origine de dégradation, sous l'élévations et la nature de tension, cette avalanche peut provoquer une conduction à l'intérieur du gaz [6], et un échauffement important peut conduire au claquage des gaz .

Pour des décharges gazeuses, la distribution du champ électrique est le paramètre le plus important, qui détermine le développement spatio-temporel des décharges aussi bien que la forme d'onde du courant enregistré [7].

Dans les sections suivantes, nous allons concentrer sur quelques isolants gazeux présentant de multiples avantages dans le domaine énergétique.

I.6 Propriétés et aspect historique de l'air

I.6.1 Propriétés physico-chimiques

L'air qui nous entoure, est un gaz naturel, inodore, incolore et sans saveur, c'est d'abord un mélange gazeux composé chimiquement de 78,08 % de diazote, 20,95 % de dioxygène, 0,93 % d'argon, et 0,03 % de dioxyde mais aussi, en quantité bien moindre, de vapeur d'eau et quelques gaz de traces.

Puisque l'air est formé de différents gaz et ceux-ci, si l'on les refroidit suffisamment, finissent par passer à l'état liquide, puis à l'état solide. Par conséquent, l'oxygène devient solide à la température de -218 °C [8], mais l'azote se liquéfie à -195 °C . A la température de -270 °C , tous les gaz sauf l'hélium passent de l'état liquide à l'état solide. L'air présente un avantage majeur de ne pas être liquéfié qu'à partir d'une température environ de -140 °C .

1.6.2 Propriétés diélectriques

En matière d'électricité, l'air constitue un milieu isolant naturel et c'est sans doute pour cette raison que la rupture diélectrique et la décharge électrique dans l'air à la pression atmosphérique et à température ambiante a fait l'objet de nombreuses investigations, et de nombreuses études expérimentales et théoriques [9-12], non seulement en raison de l'intérêt

scientifique du mécanisme des décharges, mais aussi en raison de ses applications importantes dans l'industrie.

L'air est le milieu diélectrique le plus commun. Ses propriétés diélectriques sont d'une importance considérable, sa rigidité représente sa capacité de supporter des contraintes de tension sans rupture, mais lorsqu'un claquage survient, l'air s'ionise et devient conducteur.

La tension de claquage augmente au fur et à mesure que la distance entre les électrodes augmente [13, 14, 15]. Par contre, le champ de claquage dans les conditions atmosphériques normales est équivalent à 30 kV/cm pour un champ uniforme.

L'air a un avantage par rapport aux gaz électronégatifs dans la mesure où l'air peut être comprimé de façon extrêmement sans être liquéfiée. La figure 1.1 représente une comparaison entre les tensions de claquage des différents isolants.

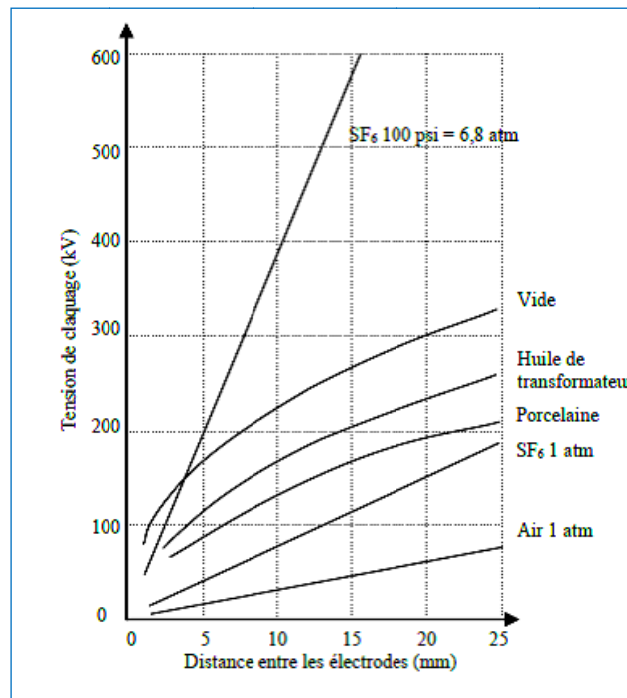


Fig.1.1 : Comportement diélectrique de quelques gaz en champ uniforme [3].

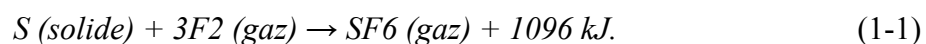
1.6.3 Historique de décharge électrique dans l'air

L'étude scientifique des décharges électriques a commencé au XVIIIème siècle par l'observation expérimentale d'étincelles produites par des générateurs électrostatiques et des éclairs d'orages. Michael Faraday qui, entre 1831 et 1835, a découvert et a commencé l'étude des décharges luminescentes en utilisant des tubes contenant des gaz à une pression de l'ordre de 100 Pa sous 1000 Volt. Vers 1900, un élève de Thomson, Townsend, a réalisé la première modélisation d'une décharge, correspondant au cas de la décharge luminescente en champ uniforme [16].

I.7 Gaz hexafluorure de soufre SF₆

I.7.1 Historique

La première étude observée sur la fabrication du SF₆ a commencée en 1900, lorsque Moissan et Lebeau ont réalisé leur première synthèse d'une dérivé de l'hexa halogénure de soufre, qui a été préparé quand ils ont brûlé le soufre dans une atmosphère de fluor, d'autres fluorures de soufre ont été également formés au cours de cette réaction, mais ils disparaissent par chauffage selon la réaction suivante [17,18] :



Au cours des dernières années, l'hexafluorure de soufre (SF₆) a présenté un intérêt technologique considérable comme un milieu isolant dans la conception des systèmes énergétiques, surtout en haute et très haute tension, en raison de ses excellentes propriétés isolantes, même à une pression relativement basse et sa stabilité thermique et chimique.

I.7.2 Structure moléculaire

La structure moléculaire de l'hexafluorure de soufre est celle d'un octaèdre dont les six sommets sont occupés par des atomes de fluor, Les liaisons entre les différents atomes soufre-fluor et fluor-fluor ont pour longueurs respectivement 1,56 Å et 2,21 Å, avec une section efficace de collision de l'ordre de 4,77 Å. Sur la figure 1.2, est présentée une vue en 3D de la molécule de SF₆.

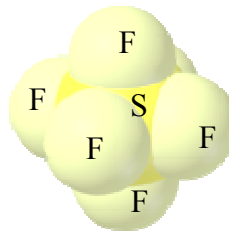


Fig.1.2 : Vue en 3D de la molécule SF₆

Il est à noter que les six liaisons sont covalentes et la section efficace est considérablement élevée, cela permet de ralentir par collision, les électrons libres subsistant dans le gaz, ce qui va les empêcher d'être trop rapidement accélérés sous l'action du champ électrique et va ainsi retarder le processus de formation des décharges électriques, ces deux propriétés expliquent la stabilité exceptionnelle de ce composé.

I.7.3 Caractéristiques physiques et diélectriques du SF₆

I.7.3.1 Propriétés physico-chimique du SF₆

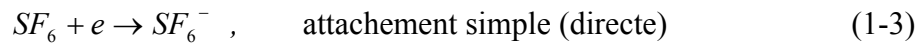
Dès 1960 et Grâce au caractère électronégatif du fluor, la commercialisation et l'utilisation du gaz SF₆ est devenue à grande échelle, et largement répandu dans le domaine d'énergie électrique comme moyen de coupure et d'extinction de l'arc électrique produit dans les équipements électriques [19].

Dans les conditions de température et de pression normales, l'hexafluorure de soufre se présente à la fois comme un gaz incolore, inodore, non toxique et ininflammable, il est insoluble dans l'eau [20], il a une grande capacité d'évacuation de la chaleur produite par de forte décharge électrique (arc électrique), thermiquement stable et chimiquement inerte.

Nous nous limitons ici à une brève description sur les différents mécanismes d'ionisation, d'attachement et de recombinaison du SF₆, La formation et l'évolution des avalanches électroniques initiées par les électrons germes relèvent essentiellement d'une ionisation directe de type dissociatif, qui conduit majoritairement à la formation d'ions SF₅⁺ suivant la réaction.



L'énergie électronique nécessaire pour libérer des électrons est environ 15.8 eV, cependant les ions négatifs du SF₆ peuvent être produits suite à des processus d'attachement simple et d'attachement dissociatif, suivant la valeur de l'énergie de l'électron incident mais reste toujours inférieure à 16 eV.



L'attachement dissociatif d'un électron à une molécule du SF₆ se décrit par la réaction suivante :



Sous certaines conditions qui dépendent de la pression, température et du champ électriques appliqué, ces ions négatifs lourds formés peuvent disparaître par des divers mécanismes qui conduisent toujours au détachement de l'électron de la molécule ou de l'atome.

D'autres réactions de même importance que l'attachement dans les gaz isolants expriment les liaisons entre électron-ion et ion – ion, sont généralement traduits par un mécanisme de recombinaison ralentissant l'énergie des électrons, nécessitent des valeurs de E/P élevées avant que l'ionisation du gaz conduisant au claquage, ne puisse se produire.



Il est clair que la mobilité et le pouvoir ionisant des ions négatifs sont beaucoup moins élevés que ceux des électrons, ces phénomènes retardent considérablement l'apparition des décharges électriques, ce qui donne à ce gaz des propriétés isolantes très intéressantes pour leur application en isolation électrique à haute tension.

Un autre avantage du SF₆, il s'agit de son point d'ébullition qui est considérablement bas, environ -63,8 °C [20]. Il est donc possible d'utiliser le SF₆ comprimé à quelques bars sans risque de liquéfaction du gaz même en hiver.

I.7.3.2 Propriétés diélectrique du SF₆

La rigidité diélectrique du SF₆ est environ 2,5 fois plus grande que celle de l'air à la même pression atmosphérique, par suite cette rigidité peut être améliorée dans des conditions spécifiques en champ électrique uniforme et non uniforme, des travaux théoriques et expérimentaux récents ont été consacrés à l'étude des différentes caractéristiques du SF₆ [21, 22, 23], sont confirmées sa demande potentielle comme un excellent gaz industriel, en raison de ces bonnes propriétés diélectriques et thermiques.

Son coefficient global de transfert de chaleur, tenant compte en particulier de la convection, est excellent, voisin de celui des gaz comme l'hydrogène ou l'hélium et plus élevé que celui de l'air.

La figure (1.3.a) représente la capacité du SF₆ de refroidir le milieu pendant l'élévation de la température due à la création des fortes décharges électriques, un pic autour de 2500 K correspond donc à une absorption importante de chaleur qui favorise alors les échanges rapides du milieu chaud vers le milieu froid.

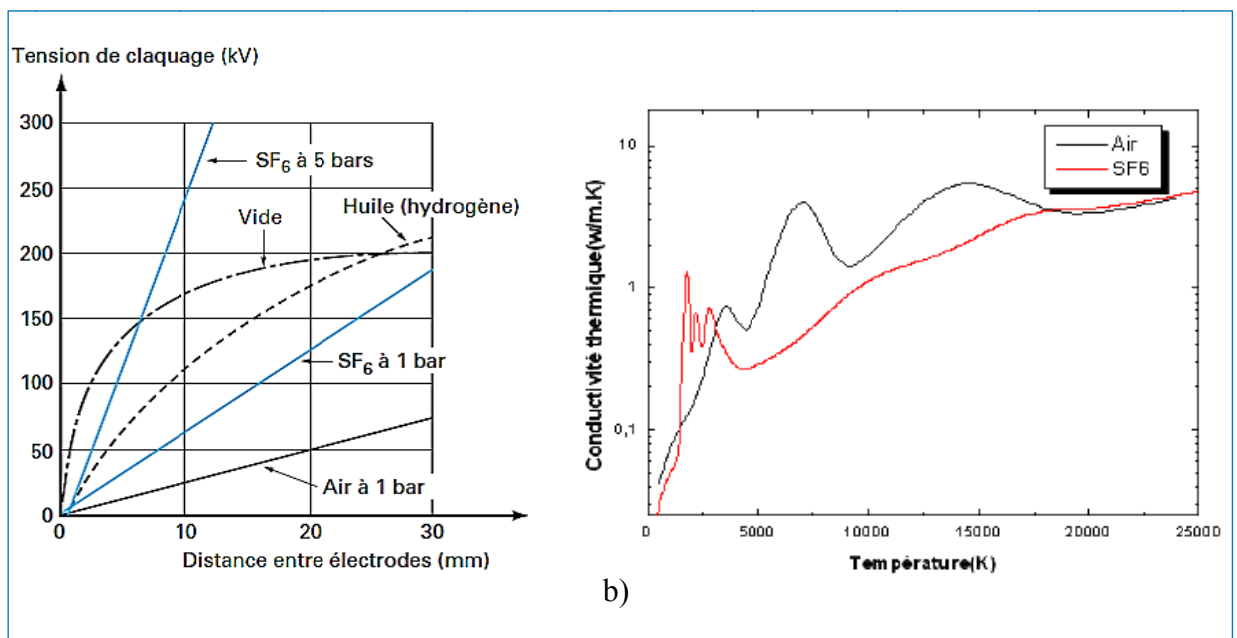


Fig.1.3 : Comportement diélectrique et thermique du SF₆ [23, 24].

D'autres travaux encore plus instructifs et plus riches se trouvent dans les traités de [25, 26] qui étudient et récapitulent les principales propriétés diélectriques du gaz SF₆.

La rigidité diélectrique du SF₆ est due à sa propriété d'attachement d'électrons, lorsqu'un électron libre en mouvement dans un champ électrique appliqué et qui entre en collision avec une molécule neutre peut être fixé pour former un ion négatif.

L'hexafluorure de soufre (SF₆), d'autre part, est un gaz synthétique avec des propriétés diélectriques supérieures et une bonne capacité d'extinction d'arc. Il a été largement utilisé comme moyen d'isolation de l'équipement à isolation gazeuse et comme un moyen d'extinction d'arc pour des dispositifs d'interruption de courant.

Malgré les bonnes performances diélectriques de SF₆, il y a un intérêt constant pour trouver encore un autre gaz mieux isolant pour l'utilisation dans les équipements électriques de haute tension.

I.7.4 Décomposition du SF₆ et effet de serre.

L'effet de serre est un phénomène avant tout naturel de piégeage par l'atmosphère du rayonnement de chaleur émis par la terre sous l'effet des rayons solaires, cependant sous l'effet de la température de l'arc électrique, qui peut atteindre 15000 K, des produits se forment pendant la décomposition du SF₆.

Certains produits décomposés sont peu nocifs et corrosifs présentant des effets toxiques pour la santé qui sont regroupés dans le tableau I.1. [18].

Tableau I.1- Principaux produits décomposés du SF₆

Produits décomposés	Désignation	Degré de toxicité
S ₂ F ₁₀	Deca fluorure de di soufre	Très toxique
SO ₂ F ₂	Fluorure de sulfuryle	Toxicité moyenne
SF ₄	Tétra fluorure de soufre	Toxicité moyenne
SO ₂	Dioxyde de soufre	Toxicité moyenne
HF	Acide fluorhydrique	Toxicité moyenne
SOF ₂	Fluorure de thionyle	Peu toxique
SOF ₄	Tétrafluorure de thionyle	Peu toxique

Cette décomposition est quasi réversible lorsque la température baisse à un certain niveau, les ions et les électrons se recombinent alors pour reconstituer la molécule de SF₆.

Le SF₆ présente un inconvénient majeur d'un point de vue environnemental, c'est un gaz à effet de serre, par sa contribution à l'échauffement d'ozone, ainsi son potentiel de réchauffement global (GWP) est estimé à 23900 fois supérieur à celui du dioxyde de carbone CO₂, pris comme référence. Autrement dit, relâcher un seul kg de SF₆ dans l'atmosphère a le même impact sur le climat que l'émission de 23900 kg de CO₂ pendant une durée de 100 ans, sa durée de vie dans l'atmosphère est d'environ 3200 ans. Dans le tableau I.2, nous avons regroupé les propriétés principales de quelques gaz connus [19, 24, 25, 26].

Tableau I.2- Propriétés physiques de quelques gaz utilisés (p = 1,013 bar).

Gaz	Masse moléculaire (g/mol)	Rigidité diélectrique relative à l'air	Température d'ébullition C°	Capacité de transfert de chaleur (cal/mol.C°)	Conductivité thermique à 0 °C (mW/mK)	PEG
Air	28,96	1,0	-200		23,54	0
O ₂	32	0,91	-183		23,96	0
CO ₂	44	0,875	-78,5		14,10	1
CF ₄	88	1,0	-128	14,65		6500
N ₂	28,02	0,975	-195,8	6,96	23,53	0
SF ₆	146,06	2,5	-63,8	23,33	12,058	23900
CF ₃ I	194	2,8	-22,5		6.65	<5
C ₂ F ₅ Cl	154,48	2,8	-38,7		13,9	
C ₃ F ₈	188	2,0	-36,7	35,4	16	7000
C ₂ F ₆	138	1,8	-78,1	25,53	19,96	9200

I.8 L'azote N₂

L'azote gazeux dans les conditions normales de température et de pression est le résultat de la combinaison de deux atomes d'azote N distantes de 109,8 pm, soit à une formule chimique N₂ (diazote). Il représente en volume 78,08 % de l'air que nous respirons.

I.8.1 Propriétés physico-chimiques

Comme tout gaz noble, c'est un gaz incolore, inodore et sans saveur, il se liquéfie à très basse température (entre - 196 et - 198 °C), ce qui lui donne un avantage indéniable sur le SF₆ pour une utilisation dans les pays où la température peut atteindre des valeurs très basses. L'azote est faiblement réactif, ce qui signifie qu'il ne réagit qu'à des températures élevées au contact des électrodes ou d'autres pièces métalliques.

I.8.2 Propriétés diélectriques et thermiques

Dans les mêmes conditions de pression et de température et comme le montre la figure (I.4), Nous pouvons constater que le comportement diélectrique du nitrogène est équivalent à celui de l'air, cela signifie que sa rigidité est très faible par rapport à celle du SF₆ en champ électrique non uniforme.

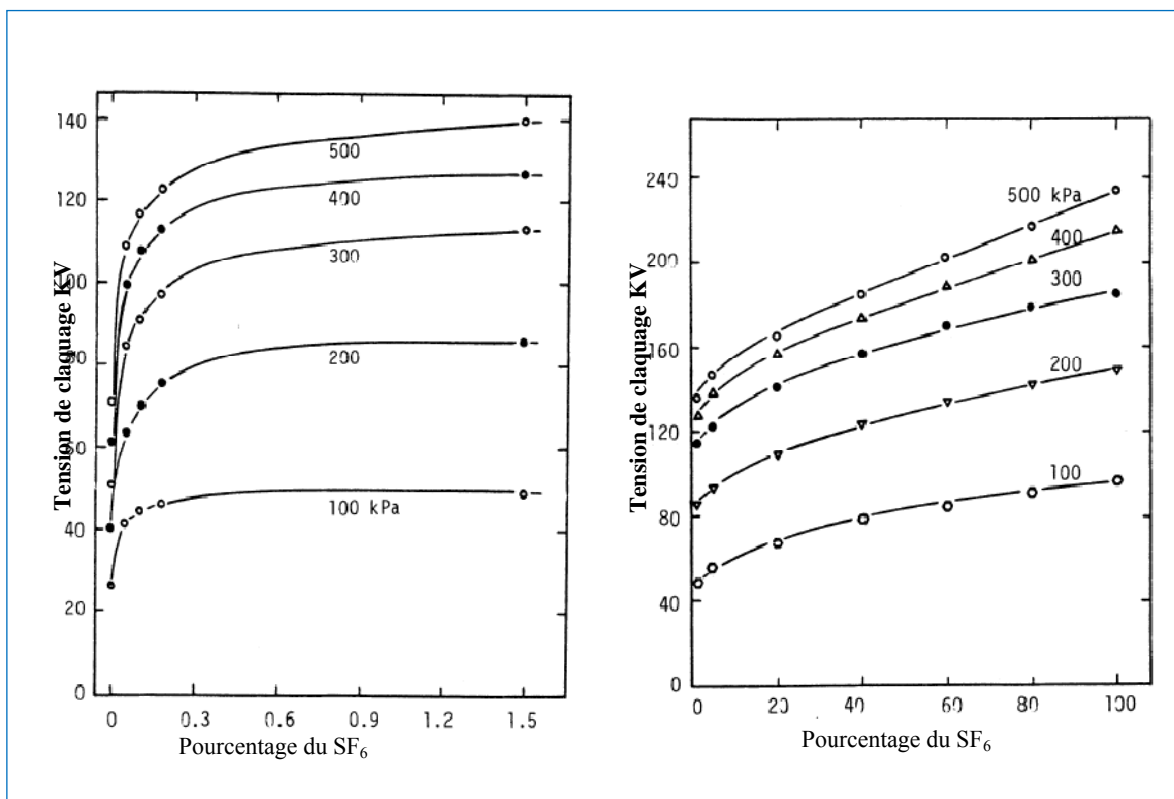


Fig.1.4 : Tension de claquage d'un mélange SF₆-N₂ pour une pointe négative - plan (d=20mm) [27].

Contrairement, sa conductivité thermique est supérieure à celle de l'hexafluorure de soufre, notamment pour des températures très élevées (> 4000 K) comme l'indique la figure (I.5.a), mais son coefficient global de transfert de chaleur est de 0,3 fois celui du SF₆.

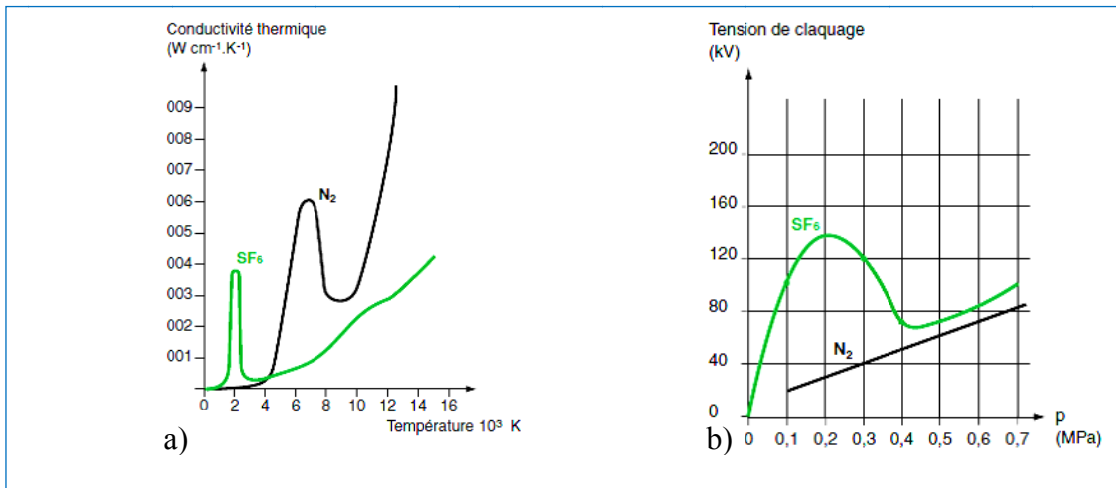


Fig.1.5 : Comportement diélectrique et thermique des SF₆ et N₂.

La rigidité diélectrique de l'azote N₂ peut être augmentée de manière significative, lorsqu'il se compose avec d'autres gaz de résistance électrique très élevée. Un travail a été également réalisé par [28], son résultat est représenté par la figure I.6, a montré la différence entre les tensions de rupture des gaz électronégatifs dans la gamme pratique de la pression (100 -500 kPa) et dans un champ non uniforme généré par une électrode pointe de rayon r_c =1mm et distribué le long d'une distance l'écartement varie de 5mm jusqu'à 25mm.

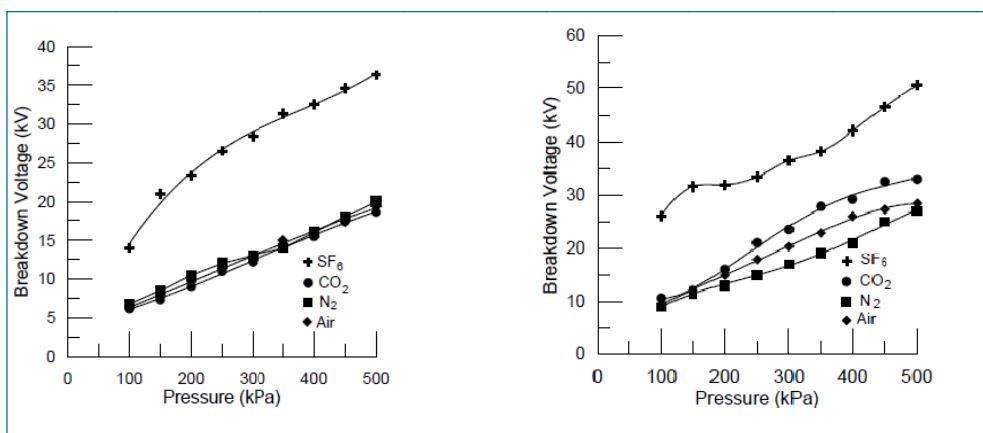


Fig.1.6 : Variation de tension de claquage avec la pression des gaz [28].

I.9 Mélange gazeux

Depuis quelques années, d'autres diélectriques gazeux meilleurs ou équivalents à l' SF_6 ont été étudiés mais présentent d'autres inconvénients sérieux. Jusqu'à ce jour les études n'ont pas montrées l'existence d'un gaz seul d'isolation qui a les meilleures performances que le SF_6 en raison que certains sont toxiques et certains ont un effet de serre plus important. Le meilleur compromis à ce jour a été de mélanger le SF_6 avec l'azote. [29 -33].

L'utilisation du mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ sous pression est une alternative très sérieuse. Ces mélanges doivent être remplis dans une enveloppe métallique à pressions élevées, ce qui permet de diminuer fortement les distances entre conducteurs. Cette dernière technologie est privilégiée lorsque l'espace disponible est limité par des contraintes.

Puisque le diazote transporte les électrons énergétiques dans les niveaux d'énergie les plus bas à faible tension, mais le SF_6 les capture avec une très forte probabilité. Par conséquent la libération des autres électrons dans le gaz est ainsi évitée de même que le phénomène d'ionisation et par la suite le claquage. Alors le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ présente une bonne tenue diélectrique, cette orientation vers les mélanges gazeux comme $\text{SF}_6\text{-N}_2$ (10%-90%) surtout dans des conditions climatiques (température, pression) extrêmes où le SF_6 pur n'est plus adapté.

En raison des mérites que présente le diazote de point de vue caractéristiques physicochimiques, il est considéré comme le meilleur candidat pour former des mélanges de différentes concentrations avec le SF_6 . Des études ont été fait pour déterminer et d'améliorer considérablement leurs potentiels diélectriques. Cependant, ces mélanges surtout utilisés dans des différentes géométries des électrodes, peuvent remplacer le SF_6 pur et éliminer ainsi leur effet écologique [34, 35].

I.10 Conclusion

La nécessité économique et le coût des systèmes d'isolation gazeuse, impose l'amélioration de la tenue diélectrique de ces gaz électronégatifs, en cherchant des mélanges pour remplacer le SF₆ en raison de son effet néfaste sur l'environnement, cependant un bon choix du gaz dépend étroitement de l'application spécifique à laquelle il est destiné.

A cet effet nous avons synthétisé brièvement des résultats des travaux. Il est envisageable de remplacer le SF₆ par un composé binaire, dont la tenue diélectrique soit la plus élevée possible et qui respecte l'environnement. Le choix du mélange SF₆-N₂ semble être la voie la plus prometteuse.

II Etude du phénomène physique des décharges électriques

II.1 Amorçage de décharges électriques

Les gaz sont considérés comme des isolants parfaits puisqu'ils ne contiennent que des atomes et des molécules neutres, toutefois, dans certaines conditions ils peuvent être le siège de décharges électriques. Celles – ci proviennent principalement des cascades d'électrons et des d'ions libres formant des particules électriquement chargées à l'intérieur des gaz isolants.

Sous l'effet d'agents ionisants naturels (rayonnement cosmique) ou artificiels (rayons ultras violets, X et γ), ces gaz peuvent perdre leurs propriétés diélectriques et devenir des conducteurs et sous l'effet d'un champ électrique par l'application d'une tension aux bornes des électrodes plongées dans le gaz. Des électrons sont accélérés de la cathode à l'anode et donnent naissance à un courant dit courant de décharges électriques [36].

II.2 Processus d'ionisation et dés-ionisation

II.2.1 Ionisation par collision

A l'issue des travaux de Faraday en 1833 sur les électrolytes, l'ionisation est considérée comme la rupture des liaisons internes d'une molécule pour créer deux éléments de charges opposées.

II.2.1.1 Collision élastique et collision inélastique

Les interactions entre les atomes et les molécules à l'intérieur du gaz, et au cours de leurs mouvements vont provoquer des collisions et produire ainsi des échanges de quantité de mouvements et d'énergie cinétique. Ces collisions peuvent être de deux types, élastique ou inélastique [7, 37]. Dans le cas des chocs élastiques les particules n'échangent que de l'énergie cinétique et de déviations, à l'inverse, lors d'un choc inélastique, ces dernières échangent une partie de leur énergie interne jusqu'à leur destruction et créent ainsi une nouvelle particule.

Lorsque l'énergie de la particule incidente est suffisamment supérieure à l'énergie d'ionisation de celle bombardée (atome cible), des électrons peuvent être libérés et ionisent les molécules du gaz, comme le montre la relation suivante.

$$\frac{1}{2} m \cdot v_0^2 \geq e \cdot v_i \quad (2.1)$$

Avec : m , v_0 , respectivement la masse et la vitesse de la particule incidente.

e : la charge d'un électron, et v_i le potentiel d'ionisation de l'atome ou la molécule.

II.2.2 Photo ionisation

La photo ionisation est toujours associée au rayonnement UV, des rayons X et des rayons γ qui sont suffisamment énergétiques de l'ordre de 1 MeV, qui peuvent ioniser ou même exciter une particule neutre suivant la réaction :



Dès que

$$W_{ph} = h \cdot \nu \geq W_i \quad (2.3)$$

Où h est la constante de Planck et ΔW une différence d'énergie fournie à l'électron libre sous forme d'énergie cinétique:

$$\Delta W = h \cdot \nu - e \cdot V_i \quad (2.4)$$

Avec

ν : Fréquence du photon

V_i : Potentiel d'ionisation de l'atome du gaz.

II.2.3 Ionisation thermique

L'élévation de température du gaz jusqu'à son échauffement, pourra rendre un tel processus d'ionisation efficace, à cause de la forte densité des atomes et des molécules qui peuvent s'accélérer et acquérir ainsi suffisamment d'énergie cinétique, pour provoquer des ionisations par des collisions d'autres particules, cela est expliqué par la réaction :



L'effet de la température est clairement observé dans une expression développée par Saha [38].

$$\frac{\theta^2}{1-\theta^2} = \frac{1}{p} \frac{[2\pi m_e]^{3/2}}{h} [K.T]^{5/2} \exp\left(-\frac{w_i}{K.T}\right) \quad (2.6)$$

Où

θ : Le degré d'ionisation

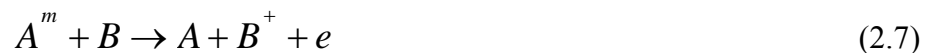
w_i : L'énergie d'ionisation du gaz

m_e : Masse de l'électron

Cette expression montre que ce degré d'ionisation est négligeable à la température ambiante et devient significatif pour des températures supérieures à 1000 K.

II.2.4 Ionisation par interaction avec les métastables

Les atomes métastables sont les atomes excités par les différents processus précédents peuvent être des sources importantes d'ionisation [39, 40], lorsque l'énergie du métastable devient supérieure à l'énergie d'ionisation de la particule cible comme le montre la réaction suivante :

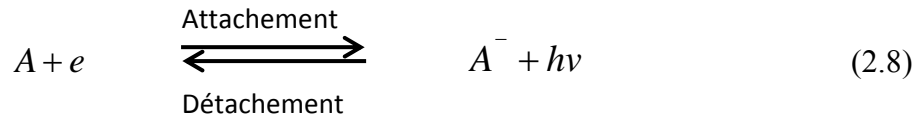


A^m : étant l'atome métastable

II.2.5 Attachement et détachement d'électrons

La diminution du nombre des électrons libres dans un gaz est obtenue généralement lorsque ces électrons se fixent à des molécules ou des atomes neutres, d'où la formation des ions négatifs. Par conséquent, ce processus est exprimé par le coefficient d'attachement noté η , qui caractérise le nombre des électrons disparus par unité de longueur dans la direction du champ électrique à l'intérieur du gaz.

Un phénomène inverse est appelé le détachement, dans ce cas un ion négatif relâche son électron supplémentaire, et devient un atome ou molécule neutre.

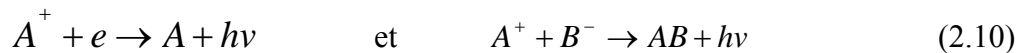


Où bien



II.2.6 Dés ionisation par recombinaison

Ce phénomène important dans les gaz électronégatifs, provoque la collision des ions positifs avec les électrons libres ou les ions négatifs.



Le taux de recombinaison ion-ion est généralement plus élevé que celui d'électron – ion, ce ci est dû à la faible mobilité des ions, suivant la réaction :

Ce taux de recombinaison dépend essentiellement de la concentration des ions positifs et les ions négatifs où les électrons par unité de volume.

Nous désignons respectivement, le nombre des ions positifs et négatifs par unité de volume n_+ et n_- , le coefficient de recombinaison ζ peut se déterminer par l'expression :

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = -\zeta \cdot n_+ \cdot n_- \quad (2.11)$$

Généralement on a $n_+ = n_-$ et on obtient alors :

$$\frac{dn}{dt} = -\zeta \cdot n^2 \quad (2.12)$$

L'intégrale de l'équation (2.12) dans les limites $t=0$ où $n = n_0$ et $t=t$ donne la relation.

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + n_0 \cdot \zeta \cdot t} \quad (2.13)$$

Le coefficient de recombinaison croît avec la pression jusqu'à un maximum au voisinage de la pression atmosphérique.

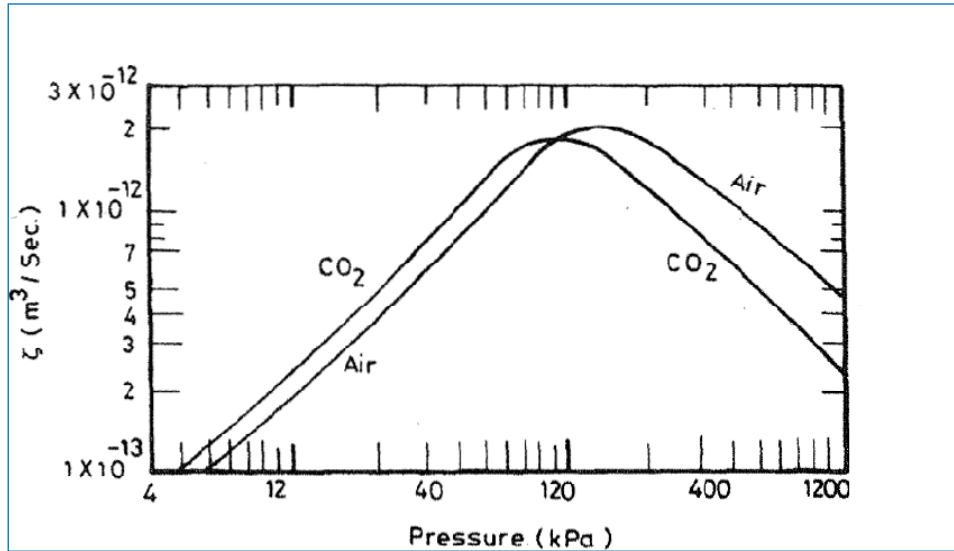


Fig.2.1 : Effet de la pression du gaz sur le coefficient de recombinaison [41] de l'air et CO₂.

II.2.7 Processus de diffusion

Le mécanisme est apparu dès qu'il existe une différence de concentration entre deux points voisins dans un élément de volume élémentaire [3, 42]. Ce dernier est important pour établir l'équilibre thermodynamique, par la création d'un déplacement des particules des régions de haute concentration vers les régions de basse concentration et pour assurer une distribution homogène des particules dans le gaz. Ceci est expliqué par la relation suivante :

$$\Gamma = -D \frac{dn}{dx} \quad "(2.14)$$

Où Γ est le flux des particules chargées par unité de surface dans la direction x , et D le coefficient de diffusion.

Pendant le déplacement des électrons et des ions, leurs flux sont exprimés par [43] :

$$\Gamma^+ = +\mu_+ E_x n - D_+ \frac{\partial n}{\partial x} \quad \text{et} \quad \Gamma^- = -\mu_- E_x n - D_e \frac{\partial n}{\partial x} \quad "(2.15)$$

Dans un gaz ou plasma quasi neutre composé d'électrons et d'ions positifs d'une seule espèce, la diffusion libre des électrons étant plus rapide que celles des ions, il se crée un déséquilibre de charges et le milieu n'est plus électriquement neutre. Le champ résultant du déséquilibre de la charge d'espace a pour effet d'accélérer les ions et de ralentir les électrons, et maintenir finalement une diffusion solidaire de ces deux espèces à la même vitesse et avec le même coefficient de diffusion.

Lorsque l'équilibre thermodynamique est atteint, la séparation des charges ne devient pas appréciable, cependant, on peut considérer que,

$$\Gamma^+ = \Gamma^- = \Gamma = -D_a \frac{\partial n}{\partial x} \quad \text{avec} \quad D_a = \frac{D_+ \cdot \mu_e + D_e \cdot \mu_+}{\mu_e + \mu_+} \quad "(2.16)$$

D_a : Coefficient équivalent, dit généralement, coefficient de diffusion ambipolaire

D_e, D_+ : Respectivement le coefficient de diffusion libre des électrons et des ions positifs.

La diffusion et la mobilité des particules dans un gaz sont liées par la relation d'Einstein :

$$\frac{D}{\mu} = \frac{K \cdot T}{e} \quad "(2.17)$$

II.2.8 Autres processus

Les chocs inélastiques sont donc la source d'un nombre de réactions physico-chimiques qui vont alors modifier les propriétés macroscopiques du gaz, ils sont majoritairement utilisés pour l'ionisation des gaz. D'autres processus secondaires compliqués surtout entre les atomes et les molécules qui peuvent aussi intervenir, dans ces phénomènes physiques [4].

II.3 Paramètres physiques des gaz

Des lors que le champ électrique devient important entre les deux électrodes, des phénomènes peuvent apparaître dans le gaz, dont le plus connu est l'émission électronique sous l'intensité du champ électrique appliqué. Dans cette section on doit présenter brièvement quelques paramètres internes des gaz isolants que seront utiles pour notre étude.

II.3.1 Libre parcours moyen

Un paramètre fréquemment utilisé et directement lié à la section efficace de collision est le libre parcours moyen (*l. p. m.*), noté λ qui caractérise la distance moyenne parcourue par l'électron entre deux chocs successifs :

$$\lambda = \frac{1}{p} = \frac{1}{N \cdot \sigma} \quad "(2.18)$$

Il faut également ajouter que la densité de particules N est liée à la pression et à la température par la loi des gaz parfait défini par [43].

$$N = \frac{P}{K \cdot T} \quad "(2.19)$$

Où K est la constante universelle de Boltzmann

T : la température en kelvin

P : la pression du gaz

De l'équation (2.18) et (2.19), on peut exprimer le libre parcours moyen, en fonction de la pression et la température du gaz comme suit :

$$\lambda(P, T) = \frac{K \cdot T}{P \cdot \sigma} = \lambda_0 \frac{P_0}{P} \frac{T}{T_0} \quad ""(2.20)$$

Cette grandeur augmente linéairement avec l'augmentation de la température, et inversement proportionnel à la pression du milieu gazeux.

Pour une pression $P = 760$ mm Hg et une température $T = 288$ K. Le libre parcours moyen des principaux gaz usuels [38, 41] est donné dans le tableau ci-dessous.

Tableau II.1-Valeurs de λ de quelques molécules des gaz usuels.

Type du gaz	H ₂	He	Ne	N ₂	O ₂	Ar	CO ₂	H ₂ O
$\lambda(10^{-8}\text{m})$	11,77	18,62	13,22	6,28	6,79	6,66	4,19	4,18

II.3.2 Section efficace

L'efficacité d'une interaction (collision) dépend à la fois de la vitesse de l'électron incident mais aussi du volume et de la nature de la particule cible. La section efficace joue un rôle déterminant dans l'efficacité de production des ions.

Une collision est sûre lorsque la distance entre les deux particules sera égale à la somme de leurs rayons, alors on peut déterminer la section efficace par :

$$\sigma(v) = \pi.(R_i + R_c)^2 \quad (2.21)$$

R_i et R_c , sont respectivement les rayons de la particule incidente et la particule cible

$\sigma(v)$, est la section efficace de collision en cm^2 , elle dépend de la vitesse relative des deux particules en interaction.

II.3.3 Probabilité de collision

La probabilité d'une particule que peut donner lieu à une collision d'un type donné est définie par le rapport entre le nombre de collisions dn_c , subies par les particules et leurs déplacements élémentaires dx .

$$p = \frac{dn_c}{dx} = n.\sigma(v) \quad (2.22)$$

II.3.4 Degré d'ionisation

Les gaz ionisés sont composés d'un nombre des ions positifs ou négatifs et des électrons libres, on définit le degré d'ionisation par :

$$\theta = \frac{n_e}{n_e + n_n + n_i} \quad (2.23)$$

Où n_n , n_e et n_i représentent les densités en particules neutres, en électrons, et en ions négatifs.

Le degré d'ionisation varie sensiblement selon la nature et la température du gaz isolant, de 10^{-8} - 10^{-6} , pour les gaz faiblement ionisés, et de gaz partiellement voire fortement ionisé lorsque $\theta \geq 10^{-4}$ [42].

On dit qu'un gaz est totalement ionisé quand ce degré est égal à l'unité, et les électrons vont pouvoir acquérir des énergies suffisamment élevées pour induire des collisions inélastiques générant des radicaux, des ions et des espèces métastables. L'énergie électrique est dans ce cas transformée en énergie chimique entraînant de l'ionisation, de la dissociation et de l'excitation des atomes et des molécules de notre milieu gazeux.

II.3.5 Mobilité du gaz

Le mouvement des particules chargées, ions et électrons à l'intérieure du gaz dans la direction du champ électrique est caractérisé par un paramètre important appelé mobilité μ des particules qui se deduit de la vitesse de derive au moyen de la relation :

$$u = \mu \cdot E \quad (2.24)$$

La mobilité doit être exprimée en fonction des paramètres caractérisant la nature des particules, par la relation :

$$u = \frac{e \cdot \lambda}{m \cdot v} \cdot E \quad (2.25)$$

Où μ représente la mobilité des particules chargées, et E est la valeur du champ électrique appliqué.

m , v ; sont la masse et la vitesse d'agitation thermique de l'électron.

A partir de ces deux dernières équations, et les rapprochements des équations (2.18) et (2.19) nous pouvons démontrer que la mobilité des ions est variable suivant la nature des particules considérés (nature du gaz), mais elle est toujours beaucoup plus faible que celle des électrons. Ceci explique qu'une relation linéaire peut être décrite entre la vitesse de dérive et le champ réduit à la pression E/p , dans une validité limitée, en prenant en considération les

forces d'attraction entre les particules, Langevin en 1905 a formulé une expression numérique [39,43], qui permet de calculer la mobilité des ions en fonction de la pression du gaz.

$$\mu_i = \frac{2,7 \cdot 10^4 \sqrt{1 + \frac{M}{M_i}}}{p \cdot \sqrt{A} \cdot (a/a_0)^3} \quad (2.26)$$

$$p_m = a \cdot \frac{e}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \quad (2.27)$$

r : la distance entre les deux particules en interaction et p_m le potentiel de polarisation de l'atome ou de la molécule neutre, et désignant a : la polarisabilité.

P est la pression du gaz en torr, M_i et M ; respectivement la masse de l'ion et la particule neutre,

Où A est la masse moléculaire et a_0 est le rayon de Bohr.

II.3.6 Energie d'ionisation

On appelle énergie d'ionisation, l'énergie nécessaire fournie à un atome à l'état gazeux pour arracher un électron et former ainsi un ion positif. Cette énergie est l'un des paramètres importants pour produire des particules libres dans les gaz, elle est conditionnée au potentiel d'ionisation de l'atome par la relation :

$$W_i = e \cdot V_i \quad (2.28)$$

Avec ; W_i : énergie d'ionisation et V_i : potentiel d'ionisation

Sur le tableau II.2 est résumée l'énergie d'ionisation des gaz isolants les plus utilisés.

Tableau II.2-Energie d'ionisation de quelques gaz [25,43].

Gaz	Symbole	W_i (ev)	Réaction de collision
Argon	Ar	15,759	$e + \text{Ar} = \text{Ar}^+ + e + e$
Dioxyde de Carbone	Co ₂	13,773	$e + \text{CO}_2 = \text{CO}_2^+ + e + e$
Monoxyde de carbone	Co	14,014	$e + \text{CO} = \text{CO}^+ + e + e$
Tétrafluorure de carbone	Cf ₄	15,61	$e + \text{Cf}_4 = \text{Cf}_4^+ + e + e$
Deutérium	D ₂	15,46	$e + \text{D}_2 = \text{D}_2^+ + e + e$
Fluorure	F ₂	15,697	$e + \text{F}_2 = \text{F}_2^+ + e + e$
Hydrogène	H ₂	15,43	$e + \text{H}_2 = \text{H}_2^+ + e + e$
hélium	He	24,587	$e + \text{He} = \text{He}^+ + e + e$
Néon	Ne	21,564	$e + \text{Ne} = \text{Ne}^+ + e + e$
Nitrogène	N ₂	15,60	$e + \text{N}_2 = \text{N}_2^+ + e + e$
Hexafluorure de soufre	Sf ₆	15,34	$e + \text{Sf}_6 = \text{Sf}_6^+ + e + e$
Hexafluoroéthène	C ₂ f ₆	14,48	$e + \text{C}_2\text{f}_6 = \text{C}_2\text{f}_6^+ + e + e$
Oxygène	O ₂	12,069	$e + \text{O}_2 = \text{O}_2^+ + e + e$

II.4 Théorie de décharges électriques

II.4.1 Décharge électrique en champ uniforme

Vers 1900, un élève de Thomson, Townsend, réalisa la première modélisation d'une décharge électrique [16], dont le dispositif est schématisé sur la figure 2.3, correspondant au cas de la décharge luminescente en champ uniforme. Langmuir travailla aussi sur ces décharges et introduisit le concept du plasma.

Au cours du XX^{ème} siècle, de nombreuses investigations ont été réalisés sur la physique, développement et l'exploitation des décharges électriques. Les mécanismes à l'origine de l'initiation et du maintien des décharges électriques sont multiples. Ils dépendent des phénomènes produisant les courants de conduction et des conditions géométriques et climatiques [44, 45], ainsi que la composition des gaz isolants.

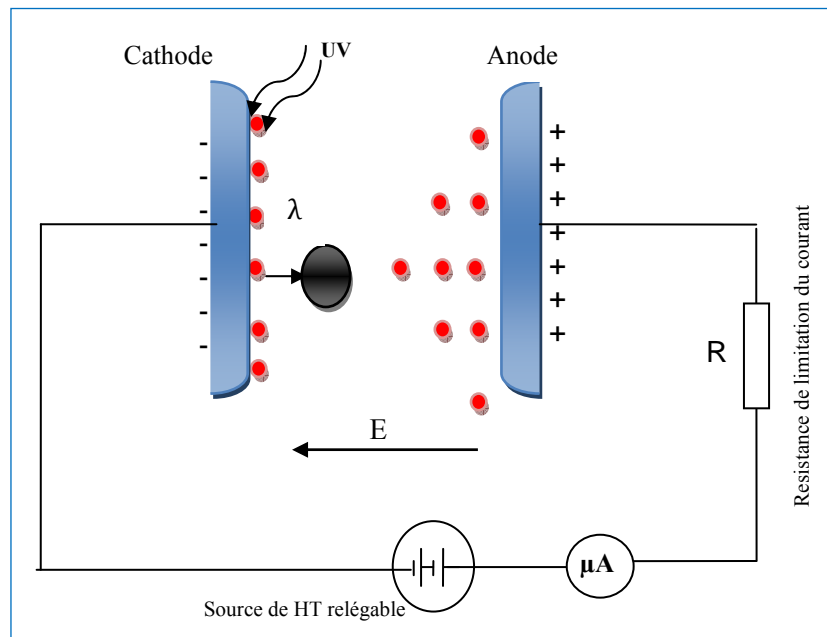


Fig.2.2 : Dispositif de Townsend pour l'étude de décharges électriques

II.4.2 Multiplication électronique

Dans ce qui suit nous analysons le développement de l'ionisation dans les gaz par multiplication électronique. Considérons à cette fin l'expérience de Townsend, qui a été réalisée entre deux électrodes planes et parallèles séparées par une distance d , est contenu un gaz à la pression p .

Sous l'effet d'un champ électrique extérieur uniforme appliqué entre ces deux électrodes, des électrons germes produits, soit par des mécanismes naturels, tels que rayonnement ultraviolet ou radioactivité, soit artificiellement, en bombardement la surface cathodique avec une source de rayonnement ultraviolet [46, 47]. Ces électrons vont être accélérer vers l'anode et acquérir l'énergie jusqu'à dépasser l'énergie d'ionisation des molécules du gaz, et ioniser par collision des particules neutres dans le gaz, créer ainsi d'autres électrons qui seront à leur tour chauffés par le champ électrique en produisant, des nouveaux électrons [21, 48], ce mécanisme successive est connue sous le nom d'avalanche électronique représentée par la figure (2.6).

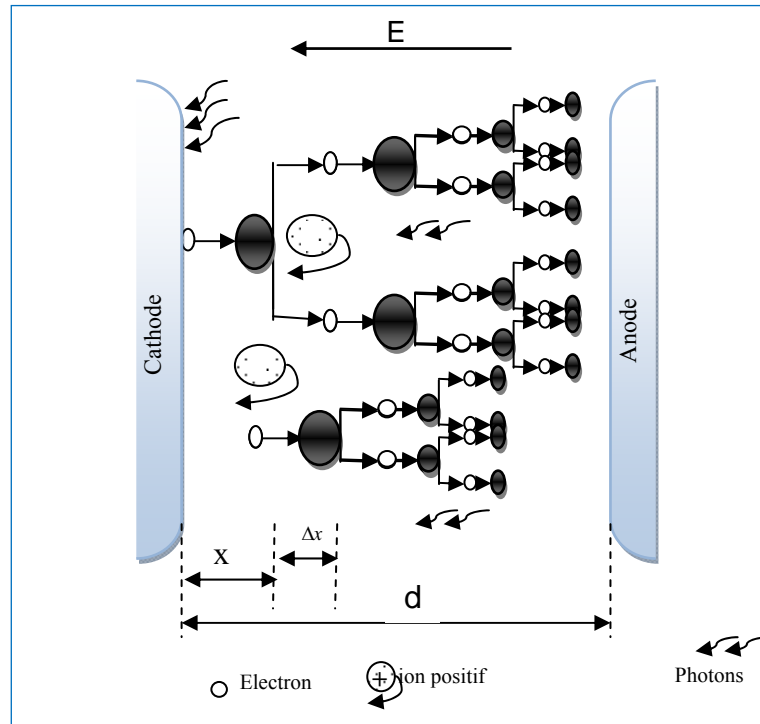


Fig.2.3 : Avalanche électronique

II.4.3 Différents régimes de la décharge électrique

Les expériences de type Townsend en régime continu sont les plus anciennes, sur les mécanismes d'initiation de décharge électrique continue dans les gaz à basse pression, sous l'influence de la tension appliquée dans le dispositif de Townsend schématisé sur la figure 2.3, toutes les particules ainsi créées vont se déplacer dans l'espace inter-électrodes et générer un courant électrique, qui varie suivant les caractéristiques tracées sur la figure 2.5.

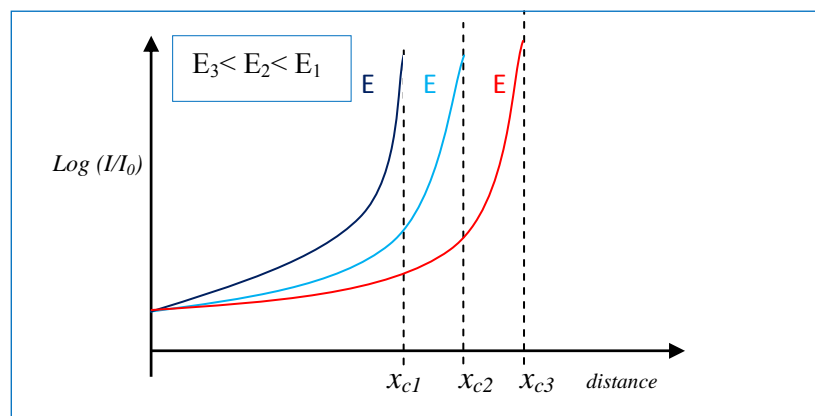


Fig.2.4 : Variation du courant de décharge en fonction de la distance inter-électrode et pour différents champs électriques.

Les décharges obtenues dans le dispositif de Townsend peuvent être analysées en examinant la courbe caractéristique $V(I)$ qui lui est associée, cette caractéristique décrit la variation du courant de décharge en fonction de la tension appliquée est représentée sur la figure (2.6), elle comporte différentes zones correspondant chacune à un régime de décharge donné [49, 50, 51].

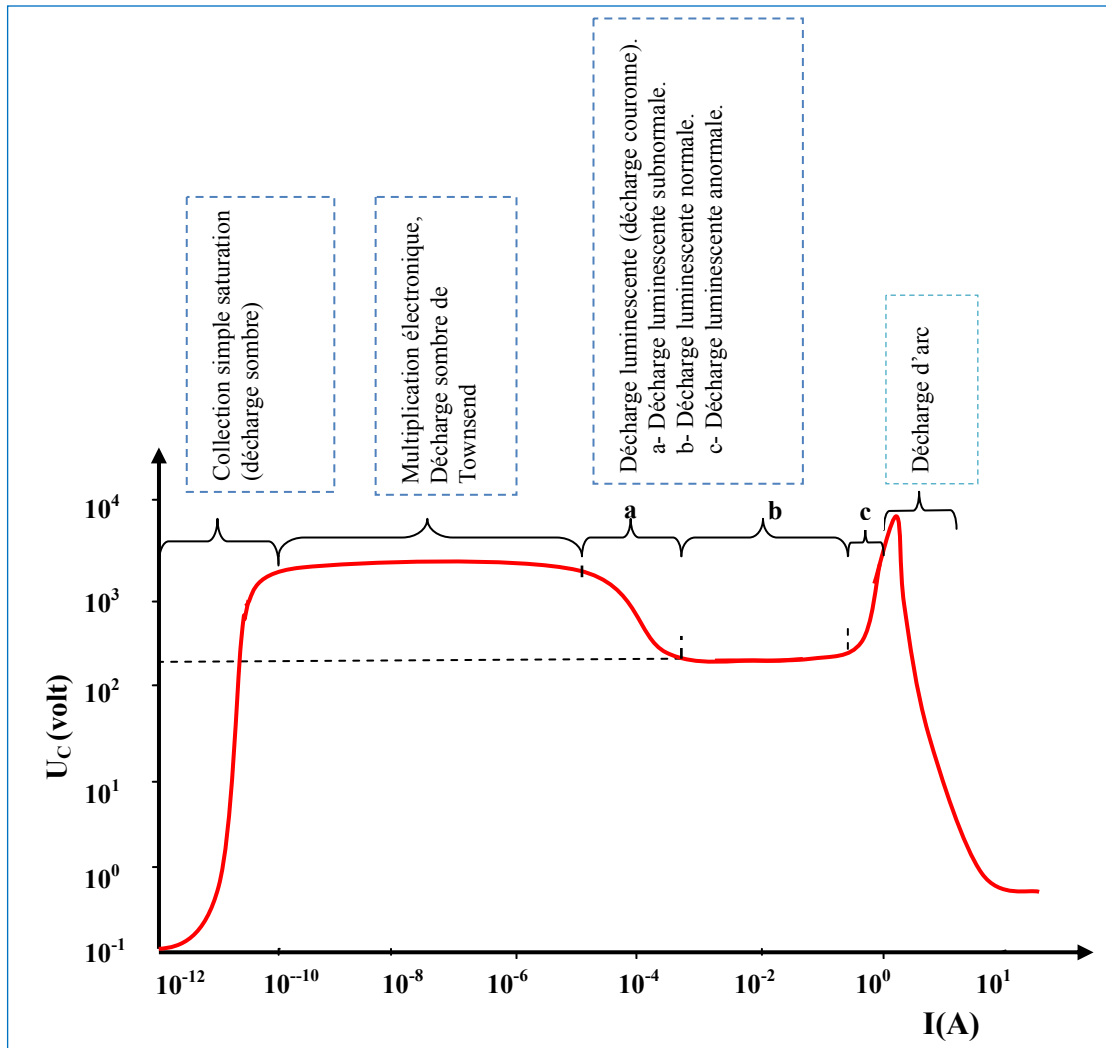


Fig.2.5 : Régimes de décharge électrique à pression atmosphérique en courant continu (caractéristique courant-tension).

- zone 1 : Collection simple saturation du aux espèces chargées présentes naturellement comme la radioactivité ou rayonnement cosmique dans le milieu gazeux, cependant le courant est très faible (10^{-12} A).
- zone 2 : Lorsque la tension atteint une valeur seuil V_0 , le champ est assez intense pour qu'un électron puisse ioniser une particule environnante. Le processus d'avalanche se déclenche mais ne répond pas encore au critère d'auto-entretien de la décharge, car elle a besoin d'une source ionisante externe, le courant croit fortement (10^{-6} A), pour une faible variation de tension appliquée.
- zone 3 : La décharge électrique est suffisante, n'a pas de dépendance avec la source extérieure, le courant est suffisamment élevé ($>10^{-4}$ A), et peut entraîner une décharge luminescente dite décharge couronne.
- zone 4 : Au delà du régime de décharge luminescente anormale, une nouvelle augmentation du courant peut provoquer un court-circuit. C'est le régime de décharge d'arc. La tension chute brutalement alors que le courant augmente rapidement. ce régime n'est jamais atteint car il peut être à l'origine de la destruction des électrodes et du circuit d'alimentation électrique.

II.4.4 Classification des décharges électriques

Selon les techniques utilisées pour la génération des décharges électriques dans les gaz, la pression appliquée et la géométrie des électrodes, cependant l'évolution spatiale de la décharge est une fonction de la nature du gaz, de l'importance relative des mécanismes d'ionisation et d'attachement ainsi que de la densité d'électrons primaires présents dans le gaz [52, 53]. Ces décharges électriques peuvent se présenter sous différentes formes.

II.4.4.1 Décharge luminescente à basse pression

La décharge luminescente est une décharge obtenue le plus souvent à basse pression dans un gaz faiblement ionisé, entre deux électrodes planes. Les électrons produits dans ce type de décharge sont fortement énergétiques, les atomes neutres excités ainsi que les molécules génèrent une luminescence typique, la décharge luminescente est le régime typique de fonctionnement d'un tube à décharge pour les applications à l'éclairage. Toutefois ces décharges sont appelées aussi les décharges Glow.

II.4.4.2 Décharge luminescente à haute pression

La décharge luminescente peut fonctionner jusqu'à des pressions de l'ordre d'une atmosphère et plus, caractérisée par un courant augmente proportionnellement au carré de la pression. Lorsqu'on chauffe la cathode jusqu'à une température telle qu'une puissante émission thermoélectrique est possible, on passe alors d'un régime luminescent à un régime d'arc [54].

II.4.4.3 Décharge couronne

La décharge couronne représente l'ensemble des phénomènes liés à l'apparition d'une forte conductivité du gaz au voisinage de l'électrode de faible rayon de courbure lorsqu'elle est lie à un potentiel très élevé. La dissymétrie des électrodes entraîne une répartition non homogène du champ électrique appliqué sur le gaz. Le phénomène fondamental est toujours la dissociation des atomes ou molécules en électrons et ions positifs, constitué une zone fortement ionisée autour de l'électrode active.

La décharge couronne se manifeste comme une décharge électrique auto-entretenu, pré-disruptive sous l'effet d'un champ électrique intense et inhomogène, localisé uniquement sur une partie de la distance entre les électrodes [55, 56, 57]. Ce phénomène est particulièrement important dans l'ingénierie de haute tension et constitué l'objet de notre présent travail de recherche.

Sur la figure 2.7, est représenté les configurations des électrodes les plus courantes, permettant de générer les décharges couronnes.

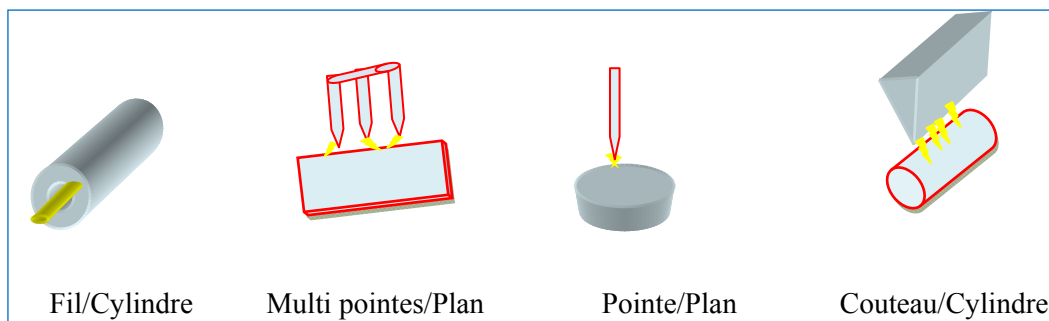


Fig.2.6 : Géométries d'électrodes couramment utilisées pour la production de décharges couronnes.

II.4.4.4 Décharge d'arc

L'amorçage de la décharge d'arc s'effectue comme l'extension d'une décharge couronne, où la tension cesse de croître et où des effets thermiques importants au niveau de la cathode commencent à apparaître. En effet, la densité d'ions frappant la cathode devient suffisamment grande pour que la température de la cathode, chauffée par le bombardement des ions soit assez élevée pour qu'un effet thermoïonique entre en jeu. Ce régime de décharge est caractérisé par un fort courant, et une émission lumineuse très intense en provoquant ainsi le phénomène de claquage du milieu gazeux.

II.5 Formation des streamers

Dans cette section, il est suggéré de donner un bref aperçu sur le développement de l'avalanche et la création de la charge d'espace dans un gaz isolant, le concept de streamer est formulé durant les années 1935 à 1940, au travers des travaux expérimentaux de Raether, Loeb et Meek . Le phénomène est observé dans l'air et dans d'autres gaz.

L'application d'une tension alternative sur des électrodes planes séparées par une distance d , dans la théorie de Townsend, qui repose sur la génération d'une série successive des avalanches électroniques jouent un rôle fondamental dans l'amorçage des décharges électriques non autonomes. Le temps de développement de ces décharges électriques est de l'ordre $10^{-5} \div 10^{-4}$ s, à pression atmosphérique sur un intervalle inter-électrodes supérieur à 1cm.

Ce processus de claquage de type Townsend ne débute pas nécessairement avec un seul électron, plusieurs électrons peuvent être émis simultanément à des endroits différents et le claquage se produit lorsque l'avalanche occupe le plus souvent tout le volume inter-électrodes, formant un nuage presque homogène et cela peut prendre un temps aussi important pour sa génération.

II.5.1 Transition de l'avalanche primaire au streamer en champ uniforme

Dans certaines conditions, lorsque le produit (pd) pression distance inter-électrodes devient supérieure à 1000 torr.cm [37, 41, 58], et plus particulièrement pour les gaz électronégatifs, beaucoup d'auteurs ont observé que le claquage du gaz ne s'explique

seulement par un mécanisme de type Townsend, mais aussi par un autre mécanisme peu compliqué, traduit le développement des décharges sous forme d'un filament conducteur dans d'espace inter-électrodes, appelé généralement le streamer.

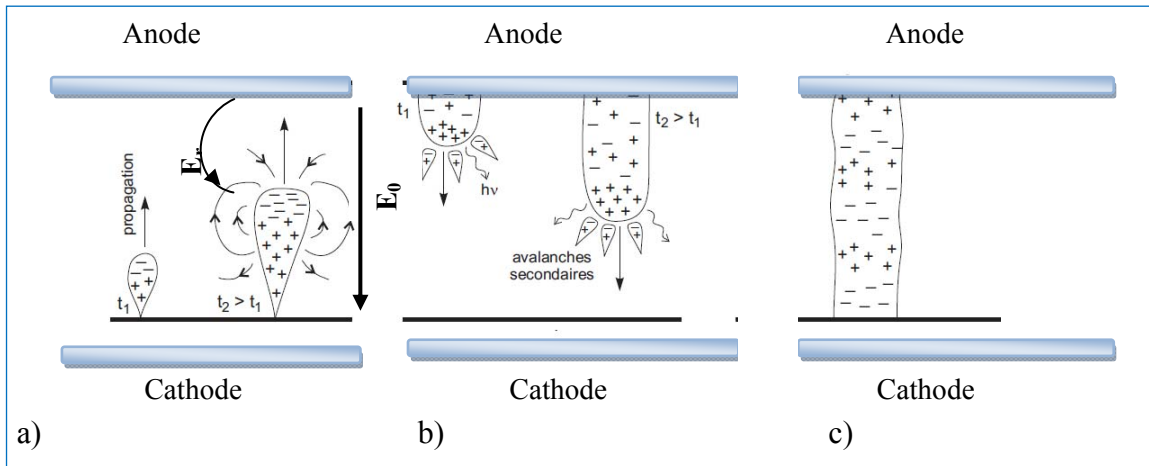


Fig.2.7 : Etapes de formation des streamers en champ uniforme.
a).Initiation de l'avalanche; b). Propagation du canal en direction de la cathode; c).Liaison complètement établie

II.5.2 Vitesse du streamer

La théorie des streamers a été modifiée de nombreuses fois depuis sa création notamment par Loeb, Meek et Reather [59, 60], des études [61, 62], ont montré que la vitesse de propagation des streamers, se situait plutôt entre 10^8 et 10^9 (cm/s), la durée de traversée d'une distance inter-électrodes de 1 cm est de l'ordre de $10^{-9} \div 10^{-7}$ s.

Comme la propagation des streamers ne dépend que de leur propre champ de charge d'espace, elle peut donc se diriger vers la cathode ou vers l'anode. Cette possibilité nous a permet de distinguer deux types de streamers.

II.5.3 Streamer positif

Dans le streamer positif le canal ionisé a la particularité de se propager de l'anode vers la cathode, en sens contraire des électrons et dit cathode – directe, les nouveaux électrons ainsi créés par photo ionisation résultant des phénomènes d'excitation et de recombinaison dans l'intervalle inter électrodes et la charge d'espace sont à la base du développement de la décharges, ils sont fortement accélérés par le champ électrique et laissent derrière eux les ions positifs presque immobiles à cause de leurs faibles vitesses.

Ces ions positifs sont localisés dans le volume de la queue du streamer (figure 2.9.a), et par conséquent la séparation des électrons et des ions génère une charge d'espace importante.

Les électrons créés par photo ionisation, proches de la queue de l'avalanche primaire vont être attirés par la forte densité des charges positives. Ils vont ainsi se diriger vers les ions positifs déclenchant sur leur passage des avalanches dites avalanches secondaires, et les ions positifs en queue des avalanches secondaires se retrouvent ainsi en tête du canal ionisé créent une autre nouvelle densité de charge positive importante, cependant une chaîne formée de ces charges se propage rapidement vers la cathode, produisant un champ électrique plus aux moins intense.

II.5.4 Streamer négatif

Le développement d'un streamer négatif (vers directement l'anode) fonctionne sur un principe similaire. Dans ce cas le filament lumineux, se déplace rapidement dans l'espace inter-électrodes après application d'une surtension, une tête négative, qui se propage donc dans le même sens que les électrons, d'autre part les électrons ainsi formés au voisinage de l'avalanche génèrent des avalanches secondaires, qui à leurs tours créeront une charge d'espace positive en avant de la première, sans dire que les électrons qui se trouvent à l'arrière de la tête sont donc, dans une zone de champ plus faible et contribuent à la neutralisation du canal.

L'ensemble constitue des dipôles électriques formant un canal ionisé, qui se propage rapidement vers l'anode (figure 2.9.b), ou le champ électrique résultant est suffisamment intense.

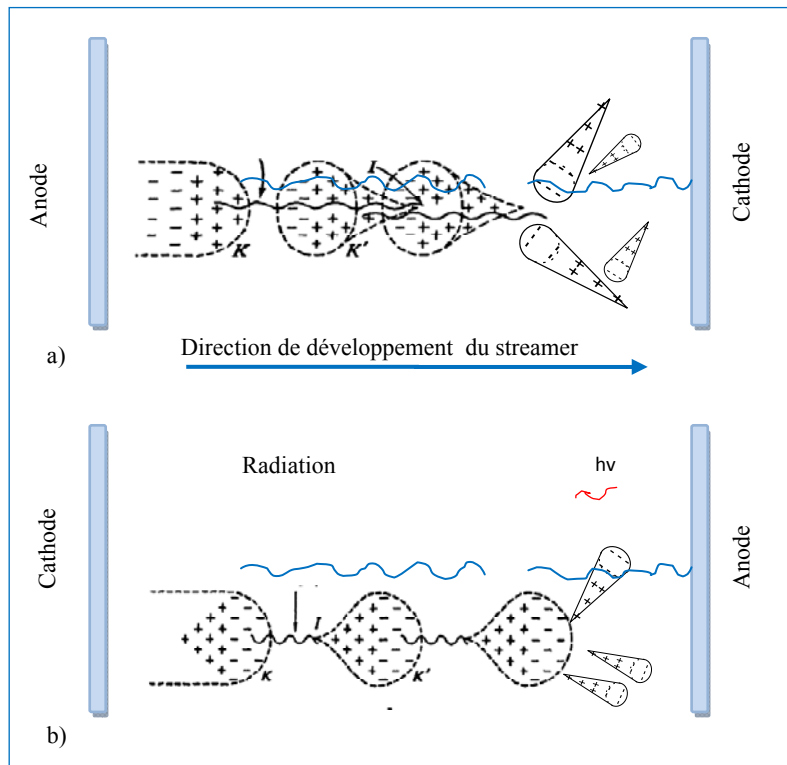


Fig.2.8 : Représentation schématique des étapes de croissance du streamer, [2, 63, 64].
a).Streamer positif, b).Streamer négatif.

II.5.5 Critères de transition au streamer

Plusieurs critères ont été proposés pour prédire la transition au streamer, soit fondés sur la déformation des lignes de champ par la charge d'espace formée par les ions positifs, soit fondés sur la taille de l'avalanche.

Le critère le plus simple et souvent le plus utilisé, est celui établi initialement par Reather et Meek en 1940, basé sur le fait que l'avalanche doit atteindre une certaine taille critique, dont le nombre des électrons générés dans l'avalanche dépasse un seuil critique

$N_{cr} = 10^8$ électrons, sur une longueur critique avant d'atteindre l'autre électrode.

$$N_x = N_0 e^{\alpha x} = 10^8 \quad (2.42)$$

Après une étude expérimentale approfondie, Raether a également développé une relation empirique pour le critère de streamer de la forme.

$$\alpha \cdot x_{cr} = 17,7 + \ln x_{cr} + \ln \left(\frac{E_r}{E} \right) \quad (2.43)$$

Où, E_r et E , représentent respectivement le champ radial de la charge d'espace et le champ extérieur appliqué.

Il a confirmé que cette condition est atteinte, lorsque le champ radial de la charge d'espace devient presque de la même grandeur que le champ principal appliqué $E_r = E$ et l'expression (2.43) peut s'écrire sous la forme :

$$\alpha \cdot x_{cr} = 17,7 + \ln x_{cr} \quad (2.44)$$

Dans les mêmes conditions, Meek a montré que la valeur du champ radial de la charge d'espace, peut être obtenue, en géométrie uniforme en utilisant l'expression.

$$E_r = 5,3 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\alpha \cdot \exp(\alpha \cdot x)}{\left(\frac{x}{p} \right)^{0,5}} \quad (2.45)$$

Où, x est la longueur de propagation du streamer en cm, et p : la pression du gaz en Torr.

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre et dans un premier temps, nous avons décrit les phénomènes physiques d'ionisation provoquant la conduction dans les gaz électronégatifs, en suite une analyse sur les étapes de développement de décharges électriques et leurs caractéristiques été réalisée à la base de la théorie de Townsend.

Pour les champs uniformes, les mécanismes de streamers sont avancés pour expliquer les claquages non identifiés par la théorie de Townsend. Pour les configurations à forte divergence du champ, la théorie des décharges couronnes à été invoquée, en utilisant une géométrie d'électrode très inhomogène.

III Modélisation de la décharge électrique dans les gaz électronégatifs

III.1 Introduction

Dans les applications industrielles et jusqu'au ce jour, il est utile voire indispensable dans certains cas, de mesurer, tester et analyser les courants de conduction et les tensions, produites par des décharges électriques qui se développent dans l'isolation gazeuse. Ces gaz isolants doivent être exploités dans toutes les conditions géométriques et climatiques, favorisant la création des décharges électriques.

Pour l'amélioration de la tenue diélectrique à la haute tension, les spécialistes et les chercheurs dans ce domaine depuis des dizaines d'années, ont été intéressés par l'utilisation des gaz électronégatifs et la caractérisation fine des décharges électriques que ce soient des décharges disruptives ou bien des décharges couronnes.

Dans ce chapitre et pour déterminer la répartition du champ électrique et les tensions de claquage ainsi que les tensions seuils de décharge couronne en configuration pointe plan, des programmes en environnement MATLAB ont été élaborés afin de simuler et de tracer toutes les courbes de tensions en utilisant des différents modèles analytiques.

III.2 Décharge électrique en champ uniforme

III.2.1 Modélisation de décharge de Townsend

La théorie de Townsend est basée sur la multiplication électronique par ionisation du gaz [4, 60, 61]. Sous l'effet d'un champ électrique homogène, un ou plusieurs électrons germes peuvent acquérir une énergie suffisante pour ioniser les molécules rencontrées au cours de leur trajet vers l'anode, donc un courant se produit est augmenté avec l'augmentation de la tension appliquée, ce processus d'ionisation est assuré en deux émissions.

III.2.2 Claquage d'un intervalle d'air en champ uniforme

Pour une première phase, il s'agit alors de décrire le mécanisme de claquage de l'air en se basant sur la proposition de Townsend 1914, qui a introduit un coefficient d'ionisation α (appelé premier coefficient de Townsend) [65 - 69].

Des recherches ont été réalisés pour traduire mathématiquement ce phénomène d'ionisation [40, 70, 71]. Quand un électron entre en collision avec une particule neutre, il se forme alors un ion positif et un électron nouveau qui sera à son tour susceptible d'ioniser

d'autres molécules du gaz. Ce coefficient représente le nombre moyen de paires électron-ions créés par centimètre de parcours d'un seul électron au cours de son mouvement dans la direction de l'accélération à partir de la cathode. Ce la peut être s'expliquer par la relation suivante :

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha d} \quad (3.1)$$

De la même manière, on exprime le courant total collecté à l'anode :

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad \text{avec} \quad I_0 = e \cdot n_0 \quad (3.2)$$

Où α est le premier coefficient de Townsend,

e : la charge élémentaire de l'électron, I_0 étant le courant initial juste à la surface cathodique, et n_0 le nombre des électrons initiaux à la cathode.

Le processus d'ionisation secondaire [52, 72] est provoqué par l'impact des phénomènes physiques tel que :

- Emission électronique secondaire de la cathode par bombardement d'ions positifs, créés à l'intérieur du gaz, ce processus est caractérisé par le coefficient γ_i , qui représente le nombre moyen d'électrons émis par la cathode par ion positif incident.
- Emission photo électrique de la cathode, ce processus est caractérisé par le coefficient γ_{ph} , qui représente le nombre moyen d'électrons émis par la cathode pour un photon incident crée par la décharge, dans le gaz ou à l'anode.
- Emission électronique secondaire par les atomes métastables, ce processus est caractérisé par le coefficient sous γ_m , qui représente aussi le nombre moyen d'électrons arrachés de la cathode sous l'action des atomes métastables incident.

A l'exception du premier processus secondaire dû à l'influence des ions positifs tous les autres différents types du même processus énumérés dans ce paragraphe, peuvent intervenir d'une façon plus au moins intense dans les gaz seulement à pression élevée, ou même peuvent être inclus dans un seul coefficient généralisé γ , qui représente donc l'ensemble des effets secondaires et quantitativement fourni par l'expression.

$$\gamma = \gamma_i + \gamma_{ph} + \gamma_m \cdots \gamma_n \quad (3.3)$$

Où n indique le type d'effet secondaire.

L'efficacité de ces effets secondaires par leurs action sur la surface cathodique, dépend à la fois du champ réduit E/P , nature du gaz et fortement du métal qui constitue la cathode et de son état de surface.

En tenant compte maintenant ces effets secondaires représentés par le deuxième coefficient de Townsend γ [41], l'expression de la densité des électrons et du courant données par (3.1) et (3.2) doivent être recalculées de la façon suivante :

$$n = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}, \quad \text{en terme de courant} \quad I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (3.4)$$

III.2.3 Claquage des autres gaz électronégatifs

La présence des gaz ayant des atomes à ions électronégatifs, tel que (SF_6 , O_2 , CO_2 , N_2), qui peuvent capter un électron pour former un ion négatif, et freiner ainsi le processus d'ionisation. Ce phénomène est caractérisé par le coefficient d'attachement η qui s'oppose au processus α [73, 74] et quantifie le nombre d'électrons captés par unité de longueur. Cette propriété principale donne aux gaz électronégatifs une très bonne rigidité diélectrique.

III.2.3.1 Modélisation du courant de décharge

Nous pouvons utiliser une approche similaire à celle utilisé en première émission de Townsend pour formuler une expression déterminant le courant à travers le milieu gazeux sous un champ uniforme [72, 75].

$$n_x = n_0 \exp [(\alpha - \eta).x] \quad (3.5)$$

Le courant global circulant dans le circuit extérieur, qui est dû aux charges négatives peut s'exprimer aussi comme suit.

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\alpha \exp[(\alpha - \eta)x] - \eta}{\alpha - \eta} \quad (3.6)$$

Si l'on tient compte maintenant de γ , l'équation (3.6) s'écrit sous la forme générale.

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\alpha \exp[(\alpha - \eta)x] - \eta}{\alpha - \eta - \alpha \gamma [\exp((\alpha - \eta)x) - 1]} \quad (3.7)$$

Où η , est le coefficient d'attachement du gaz électronégatif, et x ; la distance entre les électrodes.

α , γ ; Sont le premier et le deuxième coefficient de Townsend

III.2.4 Critère d'amorçage de décharge disruptive

Théoriquement, le courant de la décharge de Townsend croit vers l'infini. Néanmoins, il n'est limité pratiquement que par une résistance du circuit extérieur. Une condition nécessaire doit être établie des expressions (3.4) et (3.7) respectivement, connu comme le critère d'amorçage d'une décharge disruptive indépendante [52, 76] ou bien le critère de claquage selon Townsend en champ uniforme :

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \text{ où sous la forme } \alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (3.8)$$

Mais pour les gaz très électronégatifs tel que, SF₆, N₂ et O₂, le critère d'amorçage d'une décharge disruptive peut prendre la forme :

$$[\exp((\alpha - \eta)x_c) - 1] = \frac{\alpha - \eta}{\alpha \gamma} \quad (3.9)$$

Pour $\eta > \alpha$ et une distance x , suffisamment grande, le critère peut s'écrire [41, 73].

$$1 = -\gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta}, \text{ d'où } \alpha = \frac{\eta}{1 + \gamma} \quad (3.10)$$

Cette dernière condition de claquage dépend strictement de $\frac{E}{P}$, et comme $\gamma \approx 10^{-4}$ elle se réduit à $\alpha = \eta$, qui correspond à $(\frac{E}{P})_{lim}$.

L'égalité 3.10, détermine une valeur de $(\frac{E_s}{N})$ au-dessous de laquelle un claquage ne peut avoir lieu quelque soit la valeur de la distance inter électrodes. Mais pour de forte valeur de $(\frac{E_s}{N})$, α augmente très rapidement, de sorte que $\alpha > \eta$.

III.2.5 Limite du critère de Townsend

Il est important de rappeler que le mécanisme de Townsend est valable pour des champs électriques homogènes à faibles pressions, où le produit (pd) est inférieur à 200 torr.cm [4, 16]. Le claquage de Townsend se produit sur des temps relativement longs car les ions doivent revenir à la cathode pour générer des électrons secondaires qui vont créer d'autres ions, etc., donc un temps minimum est nécessaire pour que puissent apparaître les processus secondaires d'ionisation. D'autre part l'augmentation de la pression des milieux, génère une densité d'ions très supérieure à celle d'électrons, en raison de leurs faibles mobilités, il arrive un moment où le champ de charge d'espace dû aux ions positifs n'est plus négligeable devant le champ géométrique.

Cette concentration de la charge d'espace en volume peut perturber localement le champ électrique appliqué, ainsi que le premier coefficient d'ionisation α ne devient plus constant, et la condition de claquage de Townsend ci-dessus peut être réécrite sous une forme plus générale défini par [77].

$$\gamma [\exp(\int_0^d \alpha dx) - 1] = 1 \quad (3.11)$$

III.2.6 Loi de Paschen

En champ uniforme, et en se basant sur l'expression originale approchée proposée par Townsend [45, 78, 79, 80], permet de déterminer le premier coefficient α , en considérant

toujours qu'un déclenchement des décharges électriques non entretenues produites par une multiplication d'électrons générés essentiellement par un processus de collision dans le gap.

III.2.6.1 Détermination de tension de claquage

En combinant l'expression (3.12) avec la condition d'amorçage d'une décharge autonome gouvernée par l'expression (3.8) on peut écrire.

$$\frac{\alpha}{P} = \frac{\sigma_i}{K.T} \exp\left[-\frac{V_i \cdot \sigma_i}{K.T} \frac{1}{(E/P)}\right] = A(T) \exp\left[-\frac{B(T)}{(E/P)}\right] \quad (3.12)$$

Où, $A(T) = \frac{\sigma_i}{K.T}$ et $B(T) = \frac{\sigma_i \cdot V_i}{K.T}$

σ_i et V_i représentent respectivement la section et le potentiel d'ionisation de l'atome du gaz, et $A(T)$, $B(T)$ sont des constantes d'ionisation du gaz varient en fonction de la température qui peuvent être déterminées expérimentalement pour quelques gaz et dans un certain domaine limité de E/P , leurs valeurs d'après [4,9] sont données dans le tableaux III.1.

Tableau III.1-Valeurs des constantes A et B pour divers gaz.

Type du gaz	A (cm.mmHg) ⁻¹	B V(cm.mmHg) ⁻¹	Domaine de validité E/P V(cm.mmHg) ⁻¹
H2	5	130	150 - 600
N2	12	342	100 - 600
CO2	20	466	500 - 1000
Air	15	365	100 - 800
Ne	4	100	100 - 400
Ar	14	180	100 - 600
H2O	13	290	150 - 1000
He	3	34	100 - 400
Kr	17	240	100 -1000
Xe	26	350	200 - 800
Hg	20	370	200 - 600

Le champ uniforme est déterminé par :

$$E = \frac{V}{d} \quad (3.13)$$

En utilisant la condition d'amorçage :

$$\alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (3.14)$$

Avec :

V : Tension appliquée

d : Distance entre les électrodes

γ : Deuxième coefficient de Townsend, qui tient compte de la nature, état de surface et de la présence de fines particules de matière dans le gaz isolant.

On peut constater que lorsque le champ électrique atteint une intensité suffisante, une émission des électrons à partir du métal et par des micros décharges dans le gap se développe, tous ces électrons supplémentaires s'ajoutent à ceux produits par chocs ionisants et d'autres processus d'ionisation secondaire et peuvent réduire considérablement la tension nécessaire pour provoquer le claquage.

Dans ce cas l'objectif est de s'intéresser à écrire la tension de claquage sous forme d'une fonction simple du produit (pd), de la pression par la distance, $V = f(pd)$

[4, 21, 39, 40].

Pour ce faire, on remplace le champ électrique E et le coefficient α par leurs valeurs dans l'expression (3.12) on obtient alors :

$$\alpha d = pd \cdot A \exp\left(-\frac{Bpd}{V}\right), \text{ ou bien } \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = pd \cdot A \exp\left(-\frac{Bpd}{V}\right) \quad (3.15)$$

Faisons maintenant sortir la tension V , en fonction du produit (pd), on obtient donc une expression analytique de tension de claquage s'écrit sous forme.

$$V_{\text{claquage}} = \frac{Bpd}{\ln \left(\frac{Apd}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right)} = \frac{Bpd}{\ln \left[\frac{Apd}{C} \right]} \quad (3.16)$$

Avec $C = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$ (3.17)

III.2.6.2 Détermination des coordonnées du minimum de Paschen

La variation de tension en fonction du produit est une fonction non linéaire, et présente toujours un minimum relatif au nature du gaz, au dessous de ce minimum, la tension disruptive remonte lorsque la pression du gaz diminue à une distance donnée.

Le minimum de Paschen défini par les valeurs minimales de tension et du produit (pd) est obtenu en faisant la dérivée de la tension de claquage :

$$\frac{dV_{\text{claquage}}}{d(pd)} = 0 \quad (3.18)$$

Après le développement de l'équation (3.16), le minimum du produit (pd) peut s'écrire.

$$pd_{(min)} = \frac{e}{A} \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (3.19)$$

De même, que pour le minimum de la tension de claquage il suffit de substituer les expressions (3.19) dans l'équation (3.16), on aura :

$$V_{(min)} = \frac{B}{A} \cdot e \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (3.20)$$

En se basant sur la base de données [38, 41] pour déterminer les constantes des gaz, nous pouvons simuler ainsi les tensions de claquage des gaz électronégatifs air, azote et SF₆ respectivement comme représentés sur les figures (3.1- 3).

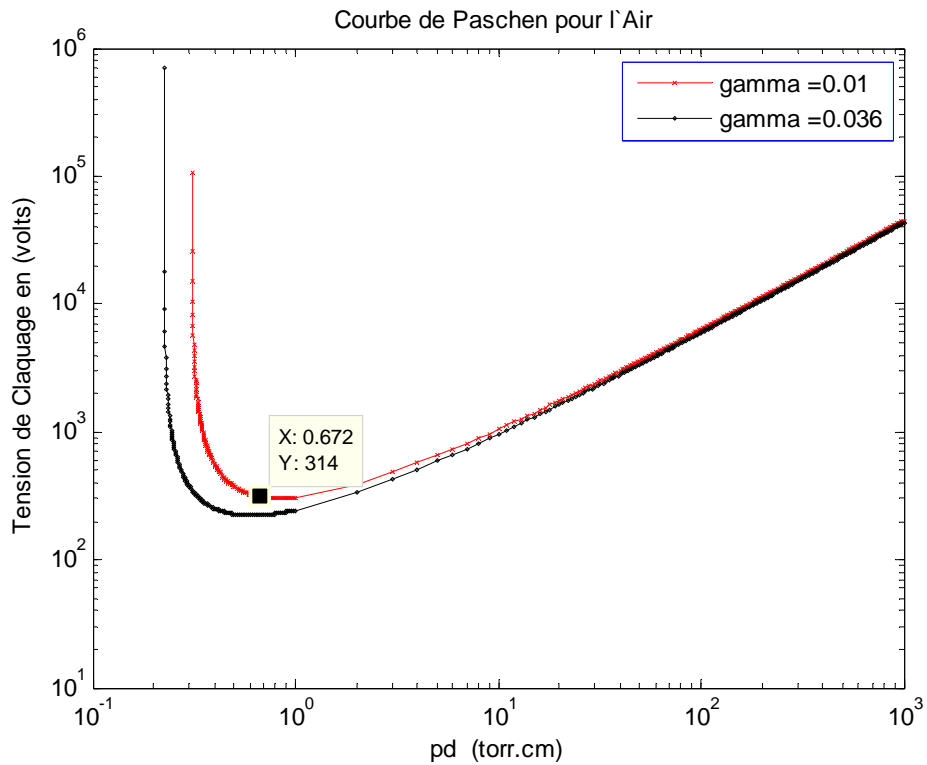


Fig.3.1 : Courbe de Paschen pour l'air à pression atmosphérique et à température ambiante.

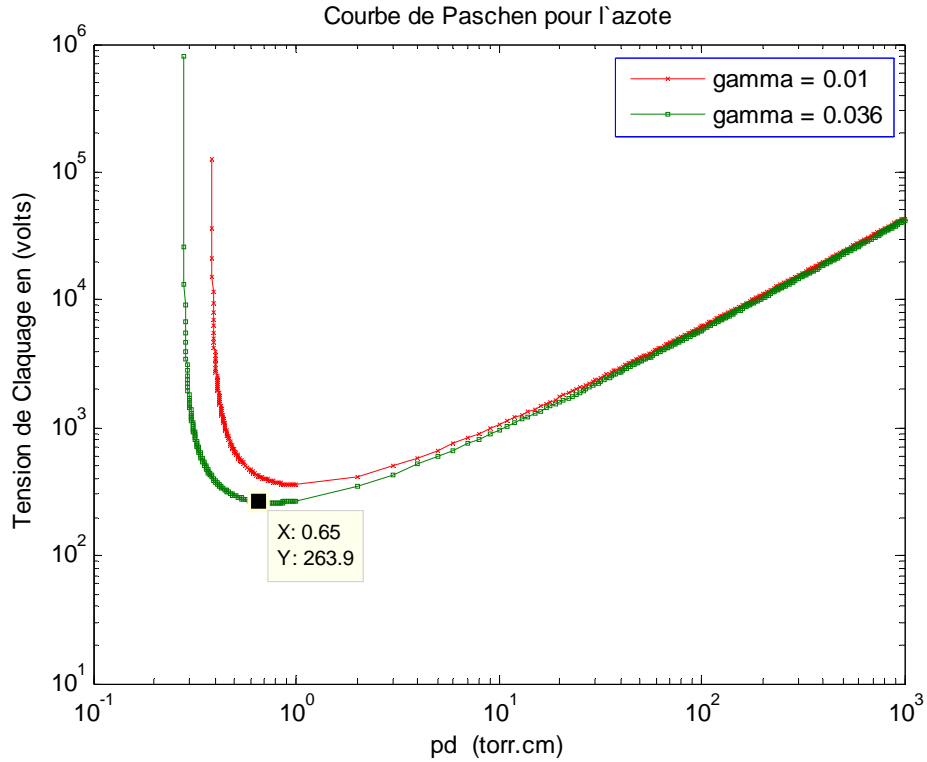


Fig.3.2 : Courbe de Paschen pour l'azote à pression atmosphérique et à température ambiante.

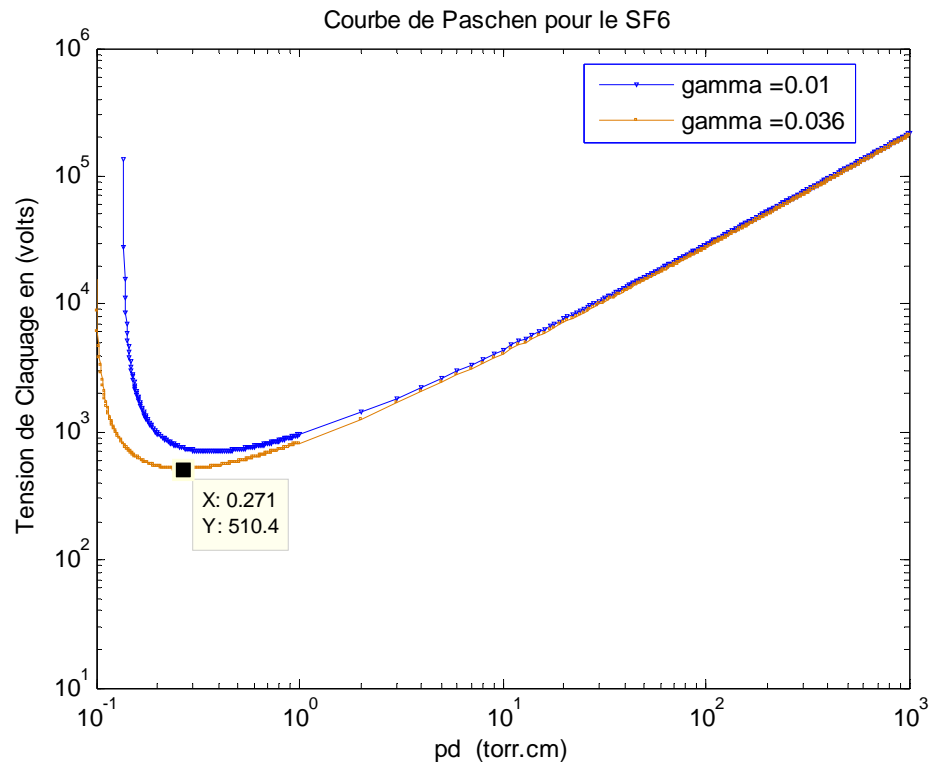


Fig.3.3 : Courbe de Paschen pour le SF₆ à pression atmosphérique et température ambiante.

Sur chaque graphique, la tension disruptive est donnée en fonction du produit pd , et l'unité de pression est choisie le torr, il convient de préciser que cette loi est valable pour de température constante correspond à une température ambiante de 20 ou 25 °c .

Nous avons constaté qu'une augmentation presque linéaire de la tension de claquage à la droite de toutes les courbes, est expliquée physiquement par le fait que le libre parcours moyen des électrons devient petit par rapport à la distance qui sépare les électrodes, et le flux des électrons quittent la cathode vers l'anode possèdent donc, une énergie cinétique insuffisante pour ioniser des nouvelles particules présentes dans le gap, nécessitant donc une tension de plus en plus grande pour effectuer des chocs et provoquer ainsi l'amorçage d'une décharge électrique.

Dans la partie gauche de la courbe, et au dessous de la valeur qui correspond au minimum, lorsque le produit (pd) diminue, les électrons traversant l'espace inter électrode sur un libre parcours moyen élevé, mais leur densité est insuffisante, en rencontrant de moins au moins d'atomes susceptible d'être ionisés [41, 42], ce qui diminue la probabilité d'apparition

du phénomène d'avalanche, à moins que la tension appliquée est augmenter progressivement, pour amorcer une décharge électrique.

Il est important aussi de remarquer que toutes ces caractéristiques concordent de manière plus satisfaisante aux résultats expérimentaux de plusieurs hauteurs publiés dans les travaux [38, 81, 82], néanmoins des faibles écarts ont été observés, sans doute à cause de déférence dans l'état de surface des électrodes et un peu sur les conditions dans lesquelles les essais ont été effectués. Il semble bien comme nous avons indiqué sur les caractéristiques que le minimum de Paschen pour les gaz étudiés est pratiquement conforme à celui trouvé théoriquement et expérimentalement par la plupart des auteurs. .

Nous avons également récapitulé dans le tableau III.2, les valeurs minimales du produit pd_{\min} et de la tension $V_{b\min}$ correspondante. On constate pour chaque gaz, les valeurs de ces deux constantes sont différentes.

Tableau III.2-Potentiels minimaux d'amorçage de quelques gaz [38].

Type du gaz		$Pd_{(\min)}$ (torr.cm)	$V_{(\min)}$ (Volts)
Air		0.55	352
Azote	N ₂	0.65	240
Hydrogène	H ₂	1.05	230
Oxygène	O ₂	0.7	450
Hexafluorure de soufre	SF ₆	0.26	507
Dioxyde de carbone	CO ₂	0.57	420
Néon	Ne	4.0	245
Hélium	He	4.0	155

III.2.6.3 Effet de l'état de surface cathodique

L'émission d'électrons secondaires, par bombardement ionique, étudiée également par [83, 84, 85], cette émission définit par le deuxième coefficient de Townsend, peut conduire à la diminution de la tension disruptive pour des faibles distances inter- électrodes. Sur la figure 3.4, nous avons tracé l'allure de la tension de claquage de l'air en introduisant le rôle du coefficient γ sur le mécanisme de claquage.

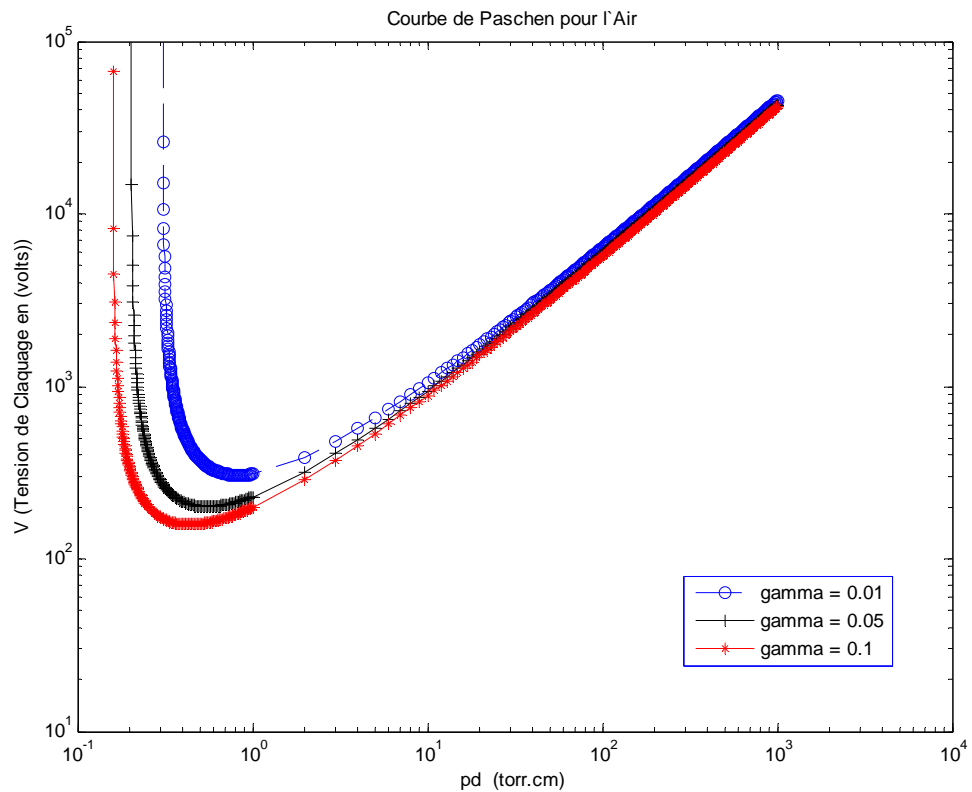


Fig.3.4 : Effet de la surface cathodique sur le minimum de Paschen pour l'air dans les conditions ($P = P_0, T=20^\circ\text{c}$).

Nous observons sur cette figure deux parties différentes, celles de la droite du minimum les courbes ont sensiblement la même allure, et pratiquement sont confondues, il est clair aussi que le minimum de Paschen dépend de la nature des électrodes, de leur état de surface et de la nature du gaz.

Plus précisément, on peut voir que plus la pression diminue plus la valeur de la tension de claquage devient fortement dépendante de la nature de la cathode par son coefficient d'émission secondaire. En effet, une augmentation du deuxième coefficient provoque un amorçage d'une décharge indépendante sous une faible tension. En outre, ces tensions disruptives avec des électrodes en aluminium sont légèrement inférieures à celles obtenues avec des électrodes en acier inoxydable ou en nickel [85].

III.2.7 Autre modèle développé

III.2.7.1 Approche analytique

Une formule analytique simple, équivalente à celle fournie par Paschen permettant de prédire la tension de claquage de l'air pour du champ uniforme, en fonction des paramètres de distances et de pressions, a été finalisée après une étude de différents auteurs [Schumann, Sohst et Schröder].

$$\frac{K}{pd} = C \cdot \left(\left(\frac{E}{P} \right) - \left(\frac{E}{P} \right)_c \right)^2, \text{ Ou bien sous la forme ;}$$

$$\frac{E}{p} = \left(\frac{E}{P} \right)_c + \sqrt{\frac{K/C}{pd}} \quad (3.21)$$

En champ uniforme et dans les conditions climatiques, pression atmosphérique $P = 1$ bar, et température ambiante $t = 20^\circ\text{c}$ et en remplaçant :

$E_c = 24.36$ kV/cm, $\frac{K}{C} = 45.16$ (KV)²/cm : Sont des constantes déterminées expérimentalement par Schröder, l'expression (3.21) devient :

$$V_b = 24.36pd + 6.72\sqrt{pd} \quad (3.22)$$

III.2.7.2 Effet de la densité relative de l'air

La pression et la température conjuguent leurs effets pour modifier la densité de l'air, pour être en mesure de comparer les résultats obtenus dans diverses conditions climatiques, en introduisant la densité relative de l'air, déduite de la loi des gaz parfaits et définie par :

$$\delta = \frac{273 + T_0}{273 + T} \cdot \frac{P}{P_0} \quad (3.23)$$

Où $T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ et $P_0 = 760 \text{ torr}$ (conditions atmosphériques normales)

δ est la densité relative de l'air, T ; température du gaz et p ; sa pression.

Une dépendance peut être formulée entre la tension de claquage et la densité relative de l'air en tenant compte les conditions climatiques dans la réalisation des expériences, de la façon suivante :

$$V_c = 24.36(\delta d) + 6.72\sqrt{\delta d} \quad (3.24)$$

III.2.7.3 Effet de la pression sur la tension d'amorçage

Nous proposons dans un premier temps d'étudier l'impact de variation de la pression sur la tension de claquage de l'air [86 - 89], à cet effet nous présentons sur les figures (3.5) et (3.6), des tensions calculées pour une température ambiante

$T_0 = 20^\circ\text{C}$, en faisant varier la distance inter électrodes de 0 jusqu'à 5cm. Pour des pressions variant de 1 bar jusqu'à 6 bar.

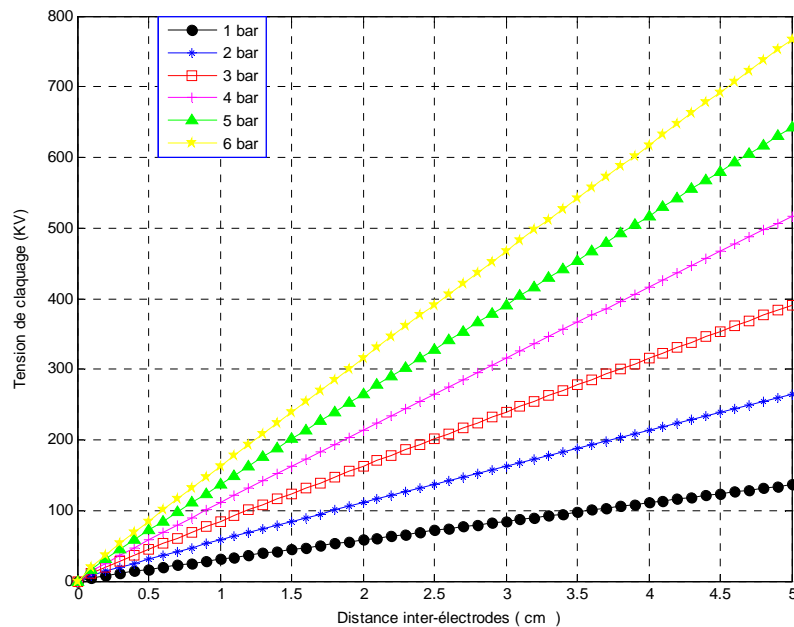


Fig.3.5 : Comportement diélectrique de l'air en champ uniforme, à différentes pressions.

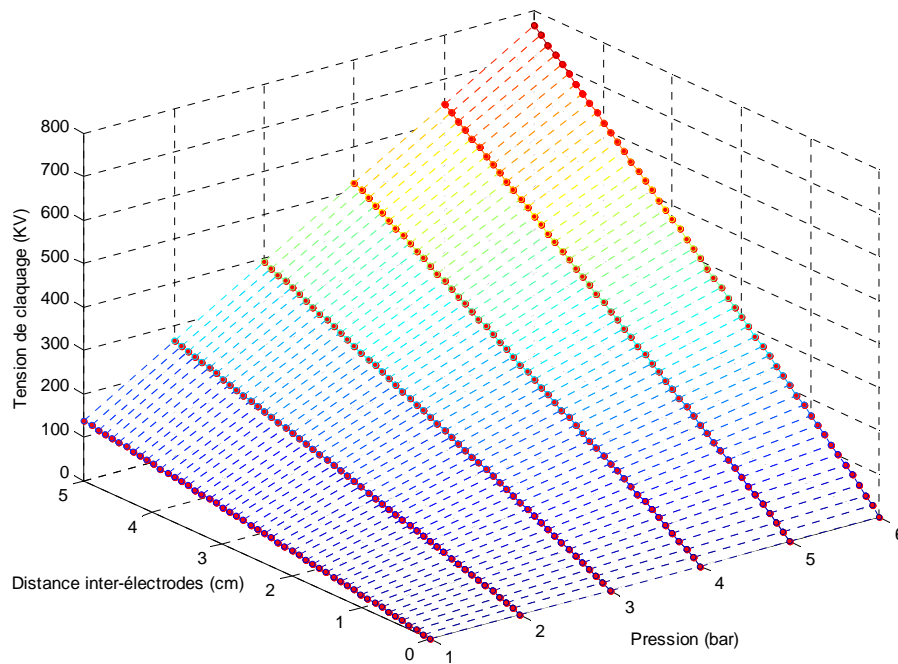


Fig.3.6 : Tension de claquage de l'air en fonction de la pression et la distance inter-électrodes en géométrie plan-plan.

Sur les figures 3.5 et 3.6 il est clair que les tensions de claquage calculées, pour une géométrie plane- plane à des pressions élevées, sont nettement plus grandes que celles trouvées pour des conditions atmosphériques normales ($T=20^{\circ}\text{C}$ et $P=760\text{ mm Hg}$).

Un écart de plus en plus important est significatif que le seuil d'apparition des décharges électriques, dépend fortement de la pression du gaz, en particulier pour des augmentations considérables de distances inter électrodes ($d > 5\text{ cm}$).

Il ressort de cette tracée que les tensions de claquage de l'air en appliquant le modèle (3.24), sont en bonne concordance avec des résultats expérimentaux sur toute la partie droite de la courbe de Paschen, sauf à des valeurs très faibles du produit (pd).

III.2.7.4 Effet de la température

Une correction est portée sur la tension de claquage, tient compte de la variation de la température de l'environnement, les expressions correctives sont établies dans les littératures [90 - 93], basées principalement sur l'introduction de la densité de l'air dans l'expression (3.24). Ce facteur correctif conduit à une proportionnalité de la tension d'amorçage à l'inverse de la température, ce qui se traduit par une légère translation vers le bas des courbes de tension pour des faibles variations de températures et prennent l'allure des courbes représentées sur la figure.3.7.

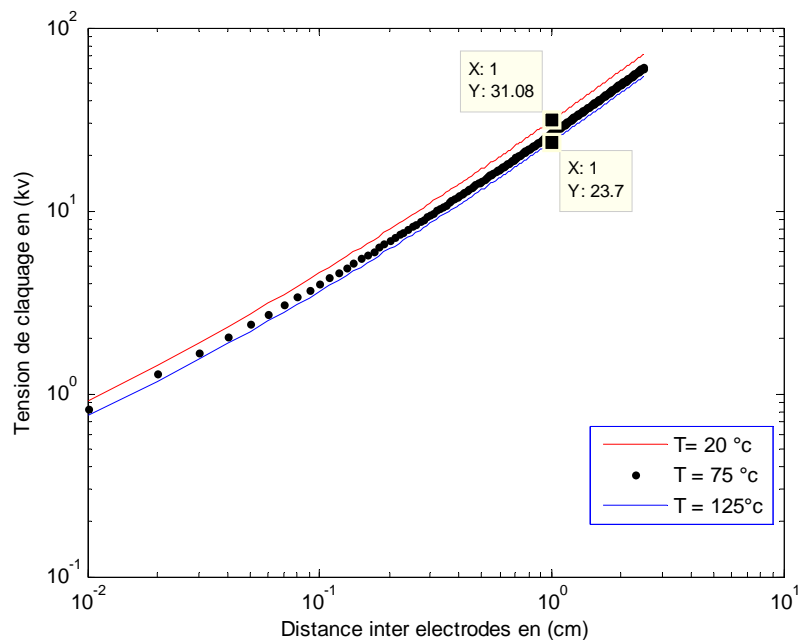


Fig.3.7 : Effet de la température sur la tension de claquage.

Nous remarquons que la tension de claquage, plus particulièrement pour des produits ($pd > 2 \text{ bar.cm}$) dépend de la montée de la température.

III.3 Décharge électrique en champ non uniforme

III.3.1 Physique de décharge couronne

Les décharges couronnes sont des décharges électriques pré-disruptives se produisant en présence de champ fortement inhomogène obtenu par un système d'électrodes asymétriques [94, 95], ou le rayon de courbure d'une électrode est très faible.

Le champ électrique généré est alors particulièrement très intense, et décroît rapidement en fonction de la distance des que l'on s'éloigne de l'électrode.

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, parmi les configurations les plus courantes produisant des champs électriques très divergents sont les systèmes pointe-plan, multi pointes - plan, couteau - cylindre, fil - cylindre ou cylindre - cylindre comme le montre la figure 3.8. Ainsi, selon que l'électrode de forte courbure est portée à un potentiel élevé ou à la masse, on parle de décharge couronne positive ou négative.

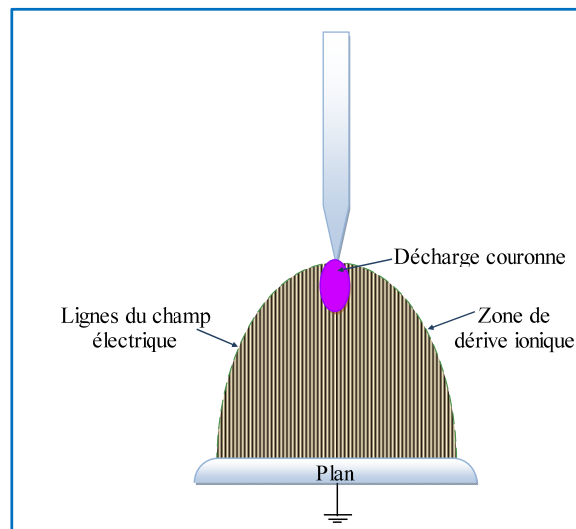


Fig.3.8 : Représentation de la décharge couronne en pointe – plan.

III.3.2 Application de la décharge couronne

Actuellement la décharge couronne est largement utilisé dans de nombreuses applications surtout physico-chimiques [96], parmi les principales applications sont.

- Traitement de surfaces par un nettoyage et une modification de la chimie des surfaces.
- Traitement et dépollution des gaz, par l'élimination des effluents toxiques présents en quantité minoritaire dans des milieux gazeux occupant de grands volumes (ce qui est le cas des gaz d'échappement).
- Fabrication de l'ozone à partir d'un fort taux de production d'oxygène ou de l'air sec

- Production de plasma et d'éclairage.
- Séparation électrostatique de matières conductrices et non-conductrices.

III.3.3 Modèle analytique pour déterminer la tension seuil de décharge couronne

Un modèle physique proposé pour l'étude est représenté par la figure 3.10, il s'agit d'une configuration pointe - plan, où la décharge électrique de type couronne peut être créée facilement, ce qui implique qu'une formation d'un champ électrique fortement inhomogène est répartie sur tout l'espace inter-électrodes.

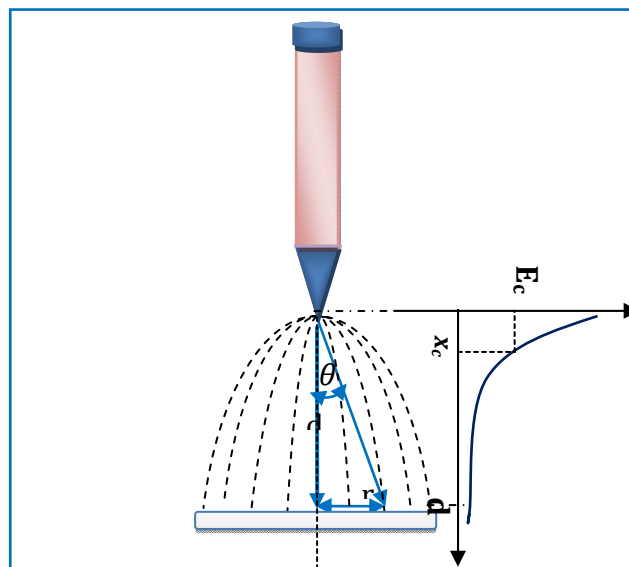


Fig.3.9 : Répartition du champ électrique dans une configuration pointe – plan.

III.3.3.1 Approche mathématique pour déterminer le champ électrique

Dans ces conditions une certaine modélisation mathématique nécessaire pour permettre d'estimer la répartition spatiale du champ électrique sur tout l'espace inter-électrodes, cette dissymétrie des électrodes conduit à un champ électrique inhomogène dans l'espace inter-électrodes. En l'absence de charge d'espace, et en se basant sur la proposition de Coelho et Lama [97 - 99] pour exprimer le champ électrique sur une géométrie hyperbolique simple en fonction du potentiel appliqué à la pointe le long de l'axe de symétrie ox :

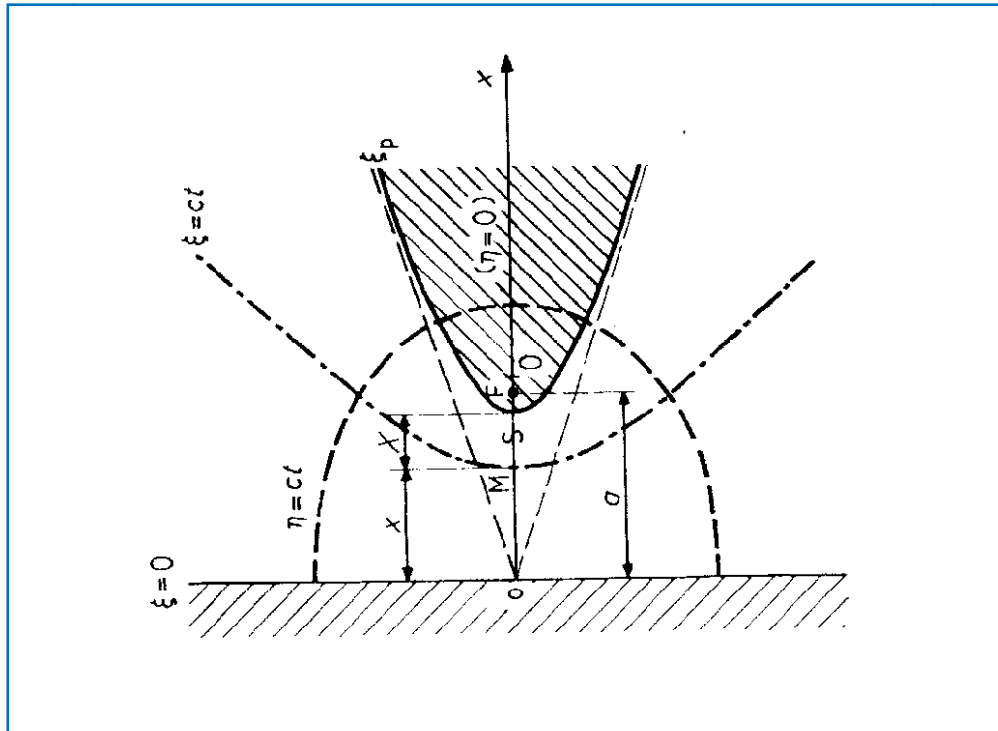


Fig.3.10 : Représentation d'une configuration hyperbolique- plan [98].

Le champ en point M (ζ, η) de coordonnées hyperboliques s'écrit de la manière suivante :

$$E(\zeta, \eta) = \frac{C}{a \cos \zeta (\cosh^2 \eta - \sin^2 \zeta)^{1/2}} \quad (3.25)$$

Où C est une constante qui dépend de la tension appliquée à la pointe. Lorsque le paramètre ζ qui définit l'hyperbole égale à zéro on se trouve sur l'axe OY (plan) par contre si $\zeta = \pi/2$, cela correspond à l'axe OX , où le champ peut s'exprimer en utilisant les équations hyperboliques suivantes :

$$x = a \sin \zeta \cdot \cosh \eta \quad \text{et} \quad y = a \cos \zeta \cdot \sinh \eta \quad (3.26)$$

ce qui permet d'écrire d'après lama [99], le champ le long de la distance inter-électrodes.

$$E(x) = \frac{2.V}{\ln \left[\frac{(1+r/d)^{1/2} + 1}{(1+r/d)^{1/2} - 1} \right]} \cdot \frac{d(1+r/d)^{1/2}}{d^2(1+r/d) - (d-x)^2} \quad (3.27)$$

Pour $r \ll d$, l'expression (3.27) peut prendre la forme réduite.

$$E(x) = \frac{2.V}{\ln \left[\frac{4.d}{r_c} \right]} \cdot \frac{d}{d.(2x+r_c) - x^2} \quad (3.28)$$

Pour une configuration pointe-plan du type pointe parabolique plan, une autre expression mathématique établie par [15], permet de calculer le champ électrique,

$$E(x) = \frac{2.V}{(2x+r_c). \ln \left[\frac{2.d+r_c}{r_c} \right]} \quad (3.29)$$

Avec : $E(x)$ est le champ électrique, V : Tension appliquée à la pointe,

x : l'abscisse du point considéré par rapport à l'extrémité de la pointe prise comme origine.

r_c : Rayon de la courbure de la pointe à son extrémité, et d : est la distance inter- électrodes. Par conséquent, le maximum du champ électrique qui est au niveau de la pointe hyperbolique est donné par l'expression.

$$E_{max} = \frac{2.V}{r_c \ln \left[\frac{4.d}{r_c} \right]} \quad (3.30)$$

Pour une distance inter-électrodes, $d= 10\text{mm}$, et pour plusieurs rayons de courbure, une simulation a été fait pour démontrer la répartition du champ électrique en appliquant trois niveaux de tension sur les électrodes, les résultats sont représentés par les figures suivantes ;

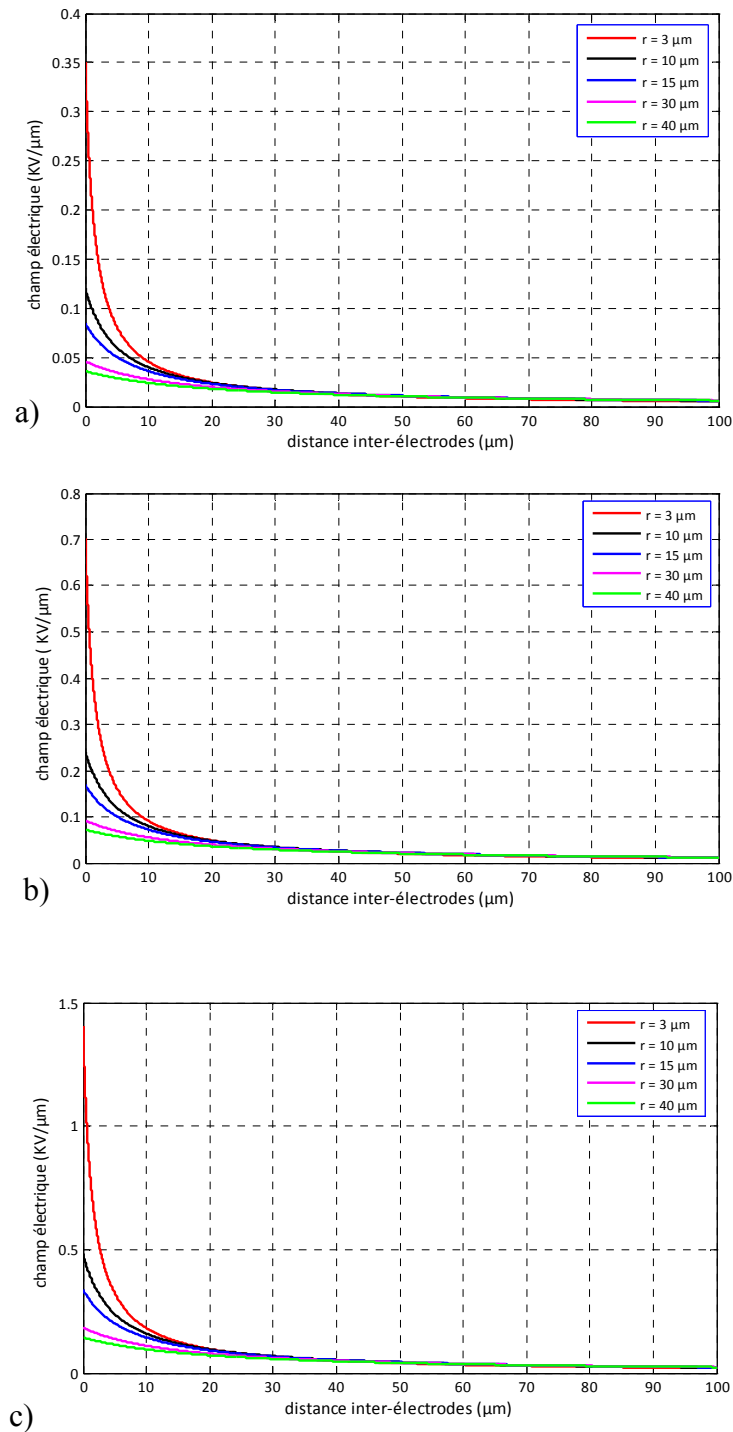


Fig.3.11 : Distribution du champ électrique appliqué pour une distance inter-électrodes $d=10$ mm et des différentes tensions respectivement, a) $V=5$ kV, b) $V=10$ kV et c) $V=20$ kV.

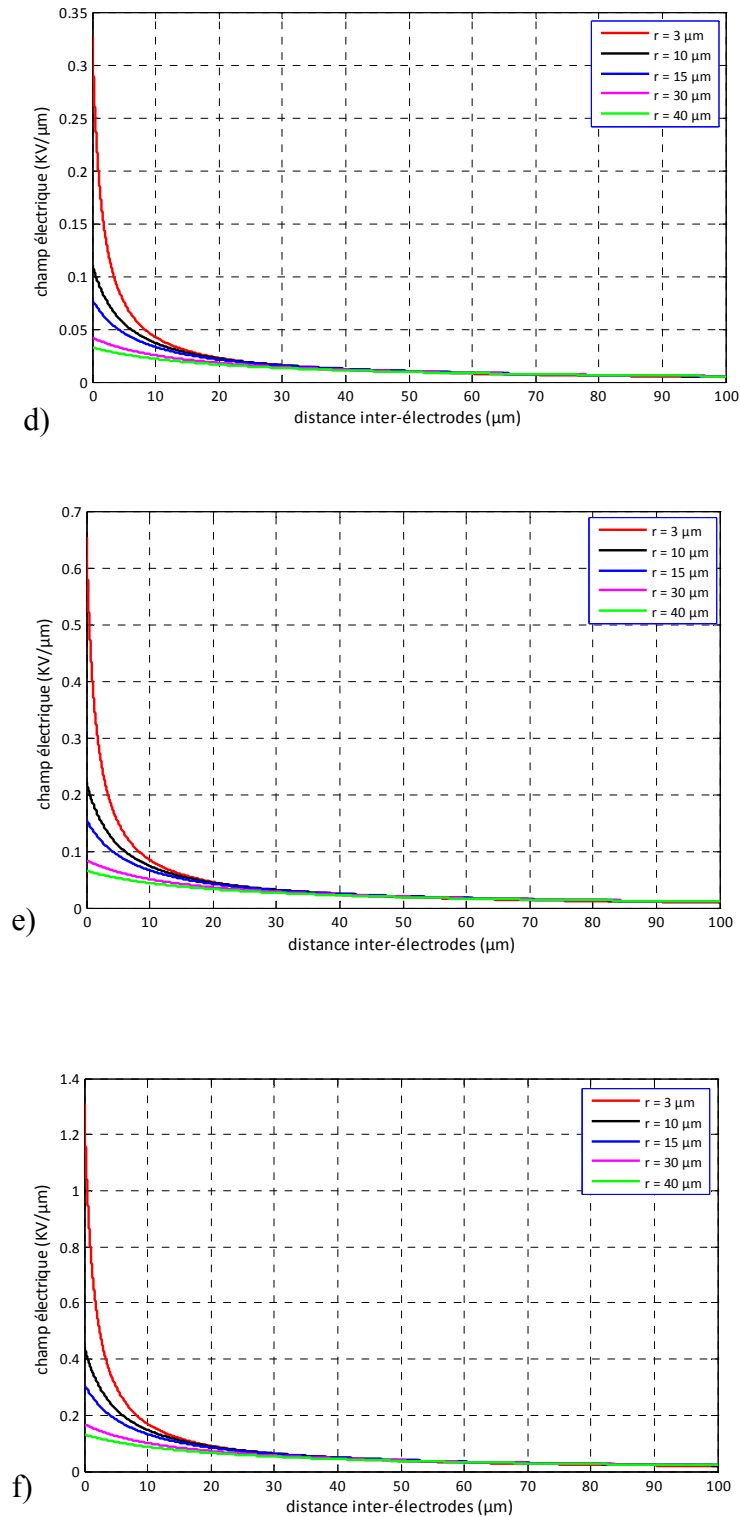


Fig.3.12 : Distribution du champ électrique appliqué pour une distance inter-électrodes $d = 20 \text{ mm}$ et des différentes tensions respectivement, d) $V = 5 \text{ KV}$, e) $V = 10 \text{ KV}$ et f) $V = 20 \text{ KV}$.

Les courbes représentés par les figures 3.11 et 3.12, donnent l'allure de la variation du champ électrique appliqué à la pointe hyperbolique, ce dernier devient plus important en

fonction de l'augmentation de la tension appliquée, ces courbes sont obtenus à des tensions respectivement 5, 10 et 20 kV, cependant nous avons présenté l'effet du rayon de courbure de la pointe sur l'intensité du champ électrique.

Nous pouvons déjà dire que plus ce rayon de courbure n'est faible, plus le champ électrique autour de cette électrode n'est important par contre, lorsque l'on s'éloigne de l'électrode active, la valeur du champ électrique diminue fortement.

Les résultats représentés sur la figure 3.12 montrent une croissance du champ électrique avec la tension appliquée sur les électrodes et sa diminution avec l'augmentation de la distance inter-électrodes pour un même rayon de courbure de la pointe.

III.3.3.2 Influence de la géométrie de l'intervalle

De plus, pour exprimer l'inhomogénéité du champ électrique dans cette configuration, quelques approches mathématiques ont été établies dans certains travaux [100 -103] qui ont montré expérimentalement, qu'en pratique le champ électrique appliqué obéit à des déformations (états de surface, forme..) d'électrodes qui peuvent être traduit par un facteur de correction ou d'utilisation permettant d'estimer le degré de la non uniformité du champ électrique.

Soit,
$$u = \frac{E_{moy}}{E_{max}} \quad (3.31)$$

Où E_{moy} est le champ électrique appliqué sur l'espace inter- électrodes

Et E_{max} représente l'intensité du champ électrique maximal à la surface de l'électrode active.

Nous pouvons indiquer qu'une limite à été fixée par certains auteurs et pour un champ fortement inhomogène varie entre 0.4 ÷ 0.7, toutefois, l'inhomogénéité du champ peut dans des cas être exprimé par un facteur de non uniformité pratiquement l'inverse du facteur d'utilisation, on écrit donc.

$$f = \frac{1}{u} = \frac{E_{max}}{E_{moy}} \quad (3.32)$$

Lorsque ces facteurs sont proches de l'unité, le champ électrique est uniformément reparti sur tout l'espace inter-électrodes.

Il est bien connu que le facteur de non uniformité est calculé en fonction du rapport (d/r) par d'autres hauteurs [39, 104,105], dans différents intervalles.

$$f = 3 + 0.56 \left(\frac{d}{r_c} \right)^{0.92}, \quad \text{pour } 10 < \frac{d}{r_c} < 2000 \quad (3.33)$$

$$f = 0.45 \left(\frac{d}{r_c} \right) \cdot \frac{\ln \left(\frac{6d}{r_c} \right)}{\ln \left(\frac{d}{r_c} \right)}, \quad \text{valable pour } 3 < \frac{d}{r_c} < 500 \quad (3.34)$$

III.3.3 Critères d'amorçage de décharge couronne

Comme nous avons détaillé au paragraphe précédent, la transformation d'une avalanche de Townsend au streamer n'a lieu que si le nombre d'électrons à la tête de l'avalanche primaire atteint 10^8 à 10^{10} électrons.

Lorsque cette avalanche atteint sa taille critique, celle ci provoque une propagation rapide des streamers filamenteux à partir de sa tête, ce qui conduit à l'apparition d'une couronne, ou claquage dans l'intervalle inter-électrodes pour des géométries d'électrodes inhomogènes. Raether a proposé une condition d'initiation d'un streamer s'écrira sous la forme.

$$\int_0^{x_{cr}} (\alpha - \eta) dx = \ln N_{cr} = K \quad (3.35)$$

$$\text{Posons } \alpha - \eta = \bar{\alpha}$$

Où α et η sont les coefficients d'ionisation et d'attachement, respectivement, qui dépendent du champ électrique réduit E/p . L'intensité du champ électrique varie sur toute la distance inter-électrodes comme nous l'avons détaillé, et par conséquent le coefficient d'ionisation efficace varie aussi le long de cette distance.

Donc quel que soit le critère, la détermination de tension seuil de décharge couronne exige la connaissance de la loi qui lie le coefficient d'ionisation α et l'intensité du champ électrique en tout point de l'espace inter-électrodes.

Il a été montré dans les travaux [106, 107, 108] que le coefficient efficace d'ionisation est exprimé par ;

$$\frac{\bar{\alpha}}{p} = A \exp\left(\frac{-B}{E/P}\right) \quad "(3.36)$$

Pour une forte valeur de E/P , $\bar{\alpha}$ augmente très rapidement de sorte que $\alpha > \eta$ et la valeur de E/P pour laquelle ($\alpha = \eta$) est appelée $(E/P)_{lim}$ qui correspond à une distance critique à partir de la pointe, limite la zone d'ionisation, cependant, le streamer se développe et la condition d'amorçage de décharge couronne est obtenue.

Le coefficient d'ionisation efficace réduit à la pression du gaz peut être formulé par une relation linéaire avec le champ réduit à la même pression, et pour le SF₆ et d'autres gaz électronégatifs cette dépendance linéaire peut relier ces deux paramètres, le développement de l'équation conduit à une forme.

$$\frac{\bar{\alpha}}{p} = \beta \left[\frac{E}{p} - \left(\frac{E}{p} \right)_{lim} \right] \quad "(3.37)$$

III.3.4 Pour l'air pur

La caractéristique d'ionisation de l'air suivant la relation, $\frac{\bar{\alpha}}{p} = f(E/p)$, le coefficient d'ionisation ainsi peut s'exprimer d'après [109, 110] par.

$$\frac{\alpha}{p} = 22 \left(\frac{E}{p} - 0,244 \right)^2, \quad \text{pour } 0,244 < \frac{E}{p} < 0,50 \quad (3.38)$$

$$\frac{\alpha}{p} = 15,8114 \left(\frac{E}{p} - 0,244 \right)^{1,75}, \quad \text{pour } 0,50 < \frac{E}{p} < 1,20 \quad (3.39)$$

$$\frac{\alpha}{p} = 17,7 \left(\frac{E}{p} \right) - 725 \quad , \quad \text{pour} \quad 1,20 < \frac{E}{p} < 2,50 \quad \text{''(3.40)}$$

$$\text{Avec : } \frac{\alpha}{p} \left(\frac{1}{\text{cm.kPa}} \right); \quad \frac{E}{p} \left(\frac{\text{KV}}{\text{cm.kPa}} \right)$$

III.3.5 Pour l'azote pur

Un modèle approximatif proposé dans les études [111, 112, 113], permettant aussi de déterminer le coefficient d'ionisation de l'azote pur.

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left(\frac{-B}{E/P} \right) \quad \text{''(3.41)}$$

$$\text{où} \quad A = 66 \left(\text{cm}^{-1} \text{kPa}^{-1} \right) \quad \text{et} \quad B = 2.15 \left(\frac{\text{KV}}{\text{cm.kPa}} \right)$$

A et B sont des constantes pour un gaz électronégatif donné.

III.3.6 Pour le SF₆ pur

Dans la zone d'ionisation autour de la pointe, le coefficient d'ionisation dépasse le coefficient d'attachement, où le champ électrique est fortement renforcé, ceci favorise la génération des streamers, mais sa propagation n'est pas forcément assurée jusqu'au plan

($\eta > \alpha$), nous utilisons l'équation (3.37), pour le SF₆ pur et d'après la base des données

[132, 133], lorsque $\alpha = \eta$ on prend pour.

$$\beta = 27 \text{ (KV)}^{-1} \quad \text{et} \quad \left(\frac{E}{p} \right)_{lim} = 0.8775 \left(\frac{\text{KV}}{\text{cm.kPa}} \right), \quad \text{ainsi le coefficient d'ionisation}$$

réduit peut s'écrire :

$$\frac{\bar{\alpha}}{p} = 27 \left[\frac{E}{p} - 0.8775 \right] \quad \text{''(3.42)}$$

Cette expression reste linéaire pour $0.75 < \frac{E}{p} < 2.0 \left(\frac{\text{KV}}{\text{cm.kPa}} \right)$

Dans une répartition non uniforme du champ électrique, une intégration numérique directe du coefficient d'ionisation efficace est effectuée le long du parcours de l'avalanche, cette intégration tient compte de la modification subie par le champ appliqué cela a été expliqué par le coefficient de forme du champ établie dans le paragraphe III.3.3.2.

Introduisant l'expression 3.37 dans l'expression 3.35, on trouve ;

$$\beta \int_0^{x_{cr}} E(x) dx - \beta \cdot p \cdot x_{cr} \cdot (E/p)_{lim} = K \quad "(3.43)$$

Cette expression sera donc certainement suffisante pour déterminer la tension seuil de décharge couronne pour le SF₆ pur, dont il suffit d'exprimer le champ électrique le long de l'intervalle inter- électrodes par [114].

$$E(x) = \frac{E_{max}}{\left(1 + \frac{x}{R}\right)^2} \quad "(3.44)$$

$$\text{Avec } \frac{1}{R} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad "(3.45)$$

Lorsque $E(x)/p = (E/p)_{lim}$ la longueur critique du streamer et la tension seuil de décharge couronne peuvent être déterminé respectivement par les expressions suivantes ;

$$x_{cr} = R \left[\sqrt{\frac{E_{max}}{(E/p)_{lim} \cdot p} - 1} \right] \quad "(3.46)$$

$$V_s = (E/p)_{lim} \cdot p \cdot d \cdot u \cdot \left(1 + \frac{C}{\sqrt{p \cdot r_c}} \right) \quad (3.47)$$

Où p est la pression du gaz, d ; la distance inter- électrodes, u est le facteur d'utilisation et r_c est le rayon de courbure de la pointe active, d'autre part C est une constante déterminée d'après [111, 115] par l'expression :

$$C = \sqrt{\frac{4 \cdot K}{\beta \cdot (E/p)_{lim}}} \quad \text{.....(3.48)}$$

La figure 3.14 illustre la variation de la tension seuil de décharge couronne en fonction de la pression du gaz, cette tension augmente avec toute augmentation de pression, il est remarqué que plus le rayon de la pointe est faible, les tensions de seuil tendent à diminuer sensiblement en particulier lorsque la pression dépasse 500 kPa, ceci signifie qu'une décharge couronne s'amorce à des tensions faibles en raison de forte non uniformité du champ électrique appliqué.

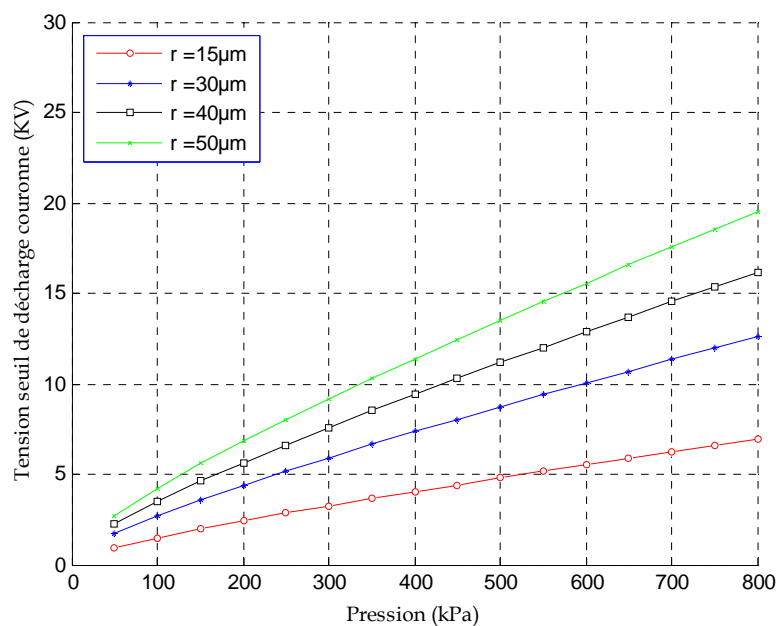


Fig.3.13 : Tension seuil de décharge couronne pour le SF₆ pur en fonction de la pression pour différents rayons de courbure.

III.3.7 Mélange de l'hexafluorure de soufre et l'azote

La principale préoccupation des chercheurs [116 -120] dans le domaine des matériaux isolants gazeux est de trouver un mélange gazeux dans la gamme de composition de 10 à 20% de SF₆ peut présenter un comportement diélectrique égale à environ 80 % celle du SF₆ pur et un impact environnemental plus faible par rapport au gaz SF₆ seul.

Il pourra être procédé d'une façon analogue pour déterminer la tension seuil de décharge couronne pour les mélanges de SF₆, à cet effet l'expression 3.37 doit obéir à une certaine correction.

$$\frac{\bar{\alpha}_m}{p} = \beta_m \cdot \left[\frac{E}{p} - \left(\frac{E}{p} \right)'_{lim} \right] \quad \text{.....(3.49)}$$

et l'expression régit le coefficient d'ionisation efficace pour le mélange est déterminé par ;

$$\alpha_m^- = \alpha_{SF_6}^- \cdot z + (1 - z) \alpha_{N_2} \quad \text{.....(3.50)}$$

Où ; $\alpha_{SF_6}^-$ et α_{N_2} sont respectivement les coefficients d'ionisation du SF₆ et du N₂

$$z = \frac{p_{SF_6}}{p_T} \quad \text{est le pourcentage du SF}_6 \text{ dans le mélange ;} \quad \text{.....(3.51)}$$

Dans les travaux effectués sur les mélanges de SF₆ à différentes concentrations [111, 112, 121] dans un champ électrique non uniforme, on peut estimer que la tension seuil est gouvernée par un modèle théorique, basé principalement sur le critère de streamer ;

$$V_s = (E/p)'_{lim} \cdot p \cdot d \cdot u \cdot \left(1 + \frac{C_m}{\sqrt{p \cdot r_c}} \right) \quad \text{..... (3.52)}$$

et

$$C_m = \sqrt{\frac{4 \cdot K_m}{\beta_m \cdot (E/p)'_{lim}}} \quad \text{..... (3.53)}$$

La constante K_m pour le mélange est déterminée par une interpolation linéaire effectuée pour l'expression (3.50), et connaissant les coefficients K_{N_2} et K_{SF_6} [112, 122] on obtient ;

$$K_m = K_{SF_6} \cdot z + (1 - z) K_{N_2} \quad \text{''''''''''(3.54)}$$

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

Kline et al [123] ont proposé un modèle amélioré, en se basant sur une approche permet d'exprimer $(E/P)_{lim}$ par l'expression suivante ;

$$(E/p)'_{lim} = (E/p)_{lim(SF_6pur)} \cdot (z_{SF_6})^{0.18} \quad \text{''''''''(3.55)}$$

Dans les gaz électronégatifs et leurs mélanges, lorsque $(E/p) < (E/p)_{lim}$, où $(\alpha < \eta)$, les avalanches électroniques ne peuvent pas se croître et aucun amorçage de décharge électrique peut se produire, à moins que α devient légèrement plus grande que η cela correspond donc dans le cas pratique à $(E/p) = (E/p)_{lim}$ [124].

En faisant varier le rayon de courbure de la pointe de 3, 15 et 40 μm et sur une distance inter- électrodes choisie de $d = 10$ mm, des simulations des tensions seuils de décharge couronne ont été faites pour un mélange $SF_6 - N_2$ à différentes concentration de SF_6 .

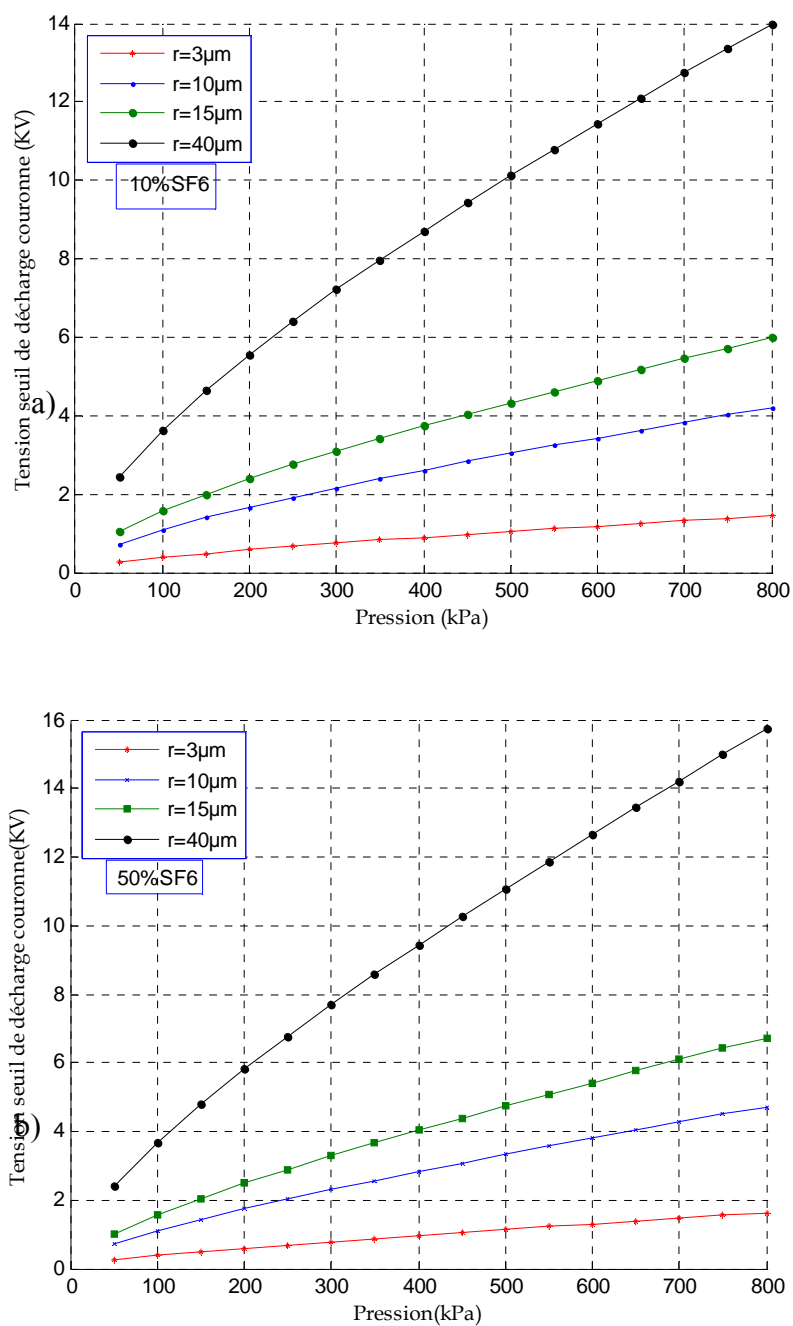


Fig.3.14 : Tension seuil de décharge couronne pour différents rayons de courbure [a). 10% SF₆ et b). 50% SF₆].

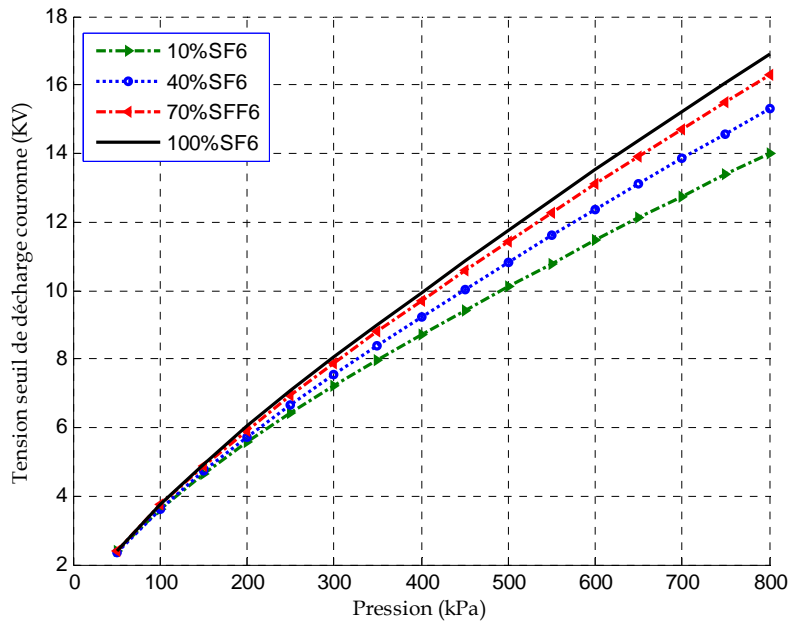


Fig.3.15 : Tension seuil de décharge couronne pour différentes concentrations de SF₆ (d= 10 mm, r_c = 40μm)

Les courbes des figures 3.14 ,3.15 et 3.16 sont tracées en utilisant les équations (3.50, 3.51, 3.52 et 3.53) du modèle de Malik et Qureshi programmés sous MATLAB, donnent finalement des tensions seuils qui dépendent sensiblement de la pression et de la concentration du SF₆ dans le mélange. Ces tensions d'apparition de décharge couronne ont été déterminées avec différents rayons de courbure de la pointe. Cependant, il a été observé qu'elles augmentent presque linéairement avec la pression, l'écart entre les courbes devient remarquable pour des rayons de courbure importants.

III.4 Conclusion

En configuration pointe - plan, le champ électrique est reparti de façon non uniforme sur toute la distance inter électrodes. Lorsque le champ électrique réduit, dépasse une valeur limite $(E/p)_{lim}$, les décharges couronnes commencent à apparaître et des streamers se développent et atteignent un nombre critique qui dépend fortement de l'uniformité du champ entre l'espace inter- électrodes.

Le critère du streamer est important d'un point de vue quantitatif, puisqu'il permet de connaître la probabilité conditionnant l'initiation du mécanisme de différentes décharges, en utilisant des méthodes numériques plus précises.

Les tensions seuil de décharge couronne dépendent de divers paramètres : température, état de surface et pression du gaz, par conséquent, l'effet du rayon de courbure est dominant par rapport à l'effet de la concentration du SF₆ dans le mélange.

Il a également été remarqué que la pression du gaz et la distance entre les électrodes, jouent un rôle capital et important, dans la détermination des tensions seuils de décharge couronne, ces seuils, croient progressivement quand ces deux paramètres sont augmentés jusqu'à des dizaines de millimètres et de bars respectivement. Les mélanges de SF₆ ont un comportement diélectrique qui est inférieur à celui du SF₆ pur.

IV Résultats et discussions

IV.1 Claquage dans l'air

Des mesures des tensions de claquage de l'air dans les conditions normales, à pression atmosphérique et à température ambiante ont été réalisées. Dans cette section nous voulons valider les explications théoriques et les interprétations exposées dans plusieurs travaux de recherches, particulièrement l'étude de l'effet de la distance inter- électrodes et la polarité sur la de tension de claquage en plusieurs géométries pour caractériser l'impact de non uniformité du champ électriques sur la caractéristique de la décharge électrique.

IV.1.1 Description du dispositif expérimental

Les électrodes utilisées sont de différentes configurations :

- ✓ Electrodes plane (disques plans identiques de diamètre 24 cm).
- ✓ Electrodes sphériques de diamètres 20mm et 50mm.
- ✓ Electrode pointe de faible rayon de courbure.

Ces électrodes sont fabriquées en acier inoxydable, bien nettoyées pour éviter toute erreur de mesure due à la présence des particules étrangères.

Le dispositif expérimental présenté dans le schéma (figure 4.1) est constitué principalement d'un transformateur élévateur réglable de type PZT100-0.1. Cette alimentation en haute tension peut aller jusqu'à 100 KV pour une puissance de 10 KVA en tension alternative et continue.

Le dispositif expérimental est muni d'un instrument de mesure de type DMI 551(Digital Measuring Instrument) permettant de détecter la tension de claquage par un stockage et affichage de la dernière mesure de tension.

La mise et la variation de tension du transformateur est réalisée par une unité de contrôle de type OT 276 et permet aussi d'afficher la tension et le courant du secondaire du transformateur.

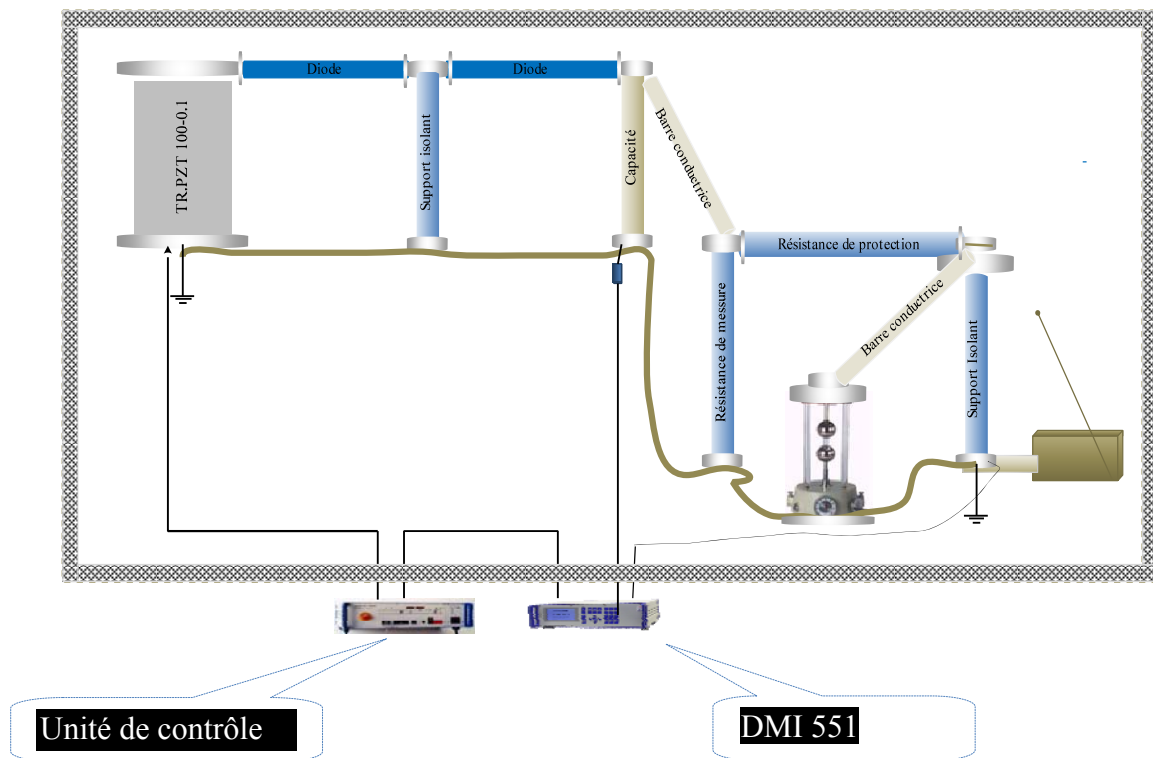


Fig.4.1 : Schéma du dispositif expérimental.

IV.1.2 Régime de tension continue

Pour obtenir le mode en continu, deux diodes sont placées en série présentant les spécifications suivantes, tension maximale inverse = 140 KV, résistance de protection $R_d = 100 \text{ K}\Omega$ et le courant de la diode $I_d = 20 \text{ mA}$. Le circuit électrique représenté sur la figure (4.2), est constitué également des éléments principaux suivants :

- Une résistance de protection pour limiter le courant dans le circuit $R_p = 2.4 \text{ K}\Omega$,
- Une résistance de mesure $R_m = 280 \text{ M}\Omega$, montée en dérivation avec la cellule de claquage.
- Pour une très bonne qualité de la tension continué, une capacité de lissage $C_1 = 25000 \text{ pF}$, est branchée en parallèle avec la résistance de mesure.

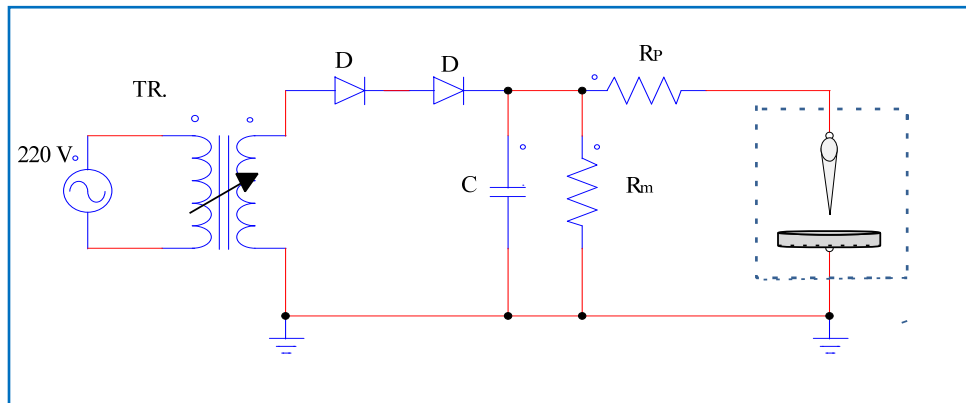


Fig.4.2 : Schéma du circuit électrique en régime de tension continue.

Les résultats de mesure des tensions de claquage de l'air, en fonction de la variation de la distance inter-électrodes sont présentés sur la figure 4.3. La tension de claquage de l'air augmente de façon presque linéaire avec l'augmentation de la distance dans les conditions environnementales (pression atmosphérique et température ambiante) et pour toutes les géométries réalisées.

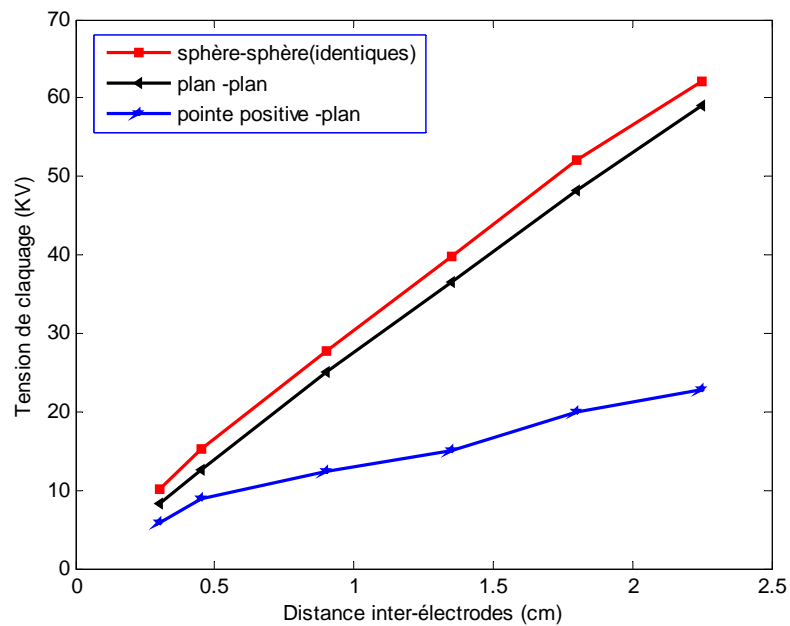


Fig.4.3 : Tensions de claquage de l'air en régime continu.

Les résultats montrent aussi, que la tension de claquage, comme a été prouvé par des travaux de recherches effectuées jusqu'à ce jour [125, 126] est influencée par le degré de non homogénéité du champ électrique appliqué et par la distance inter-électrodes. Cependant les tensions de claquage en champ hétérogène sont plus faibles que celles obtenues en cas du champ uniforme.

Pour la configuration hétérogène (pointe - plan), le champ électrique est alors fortement renforcé autour de l'électrode pointe, cela peut générer des décharges électriques aussi importantes formant des streamers à des tensions moins élevées.

IV.1.3 Régime de tension alternative

Dans les mêmes conditions expérimentales et pour obtenir une comparaison des tensions de claquage en régime de tension alternative, nous avons également réalisé une série de mesure avec les mêmes configurations utilisées en continu, la figure (4.4) présente le schéma électrique qui nous a permis d'effectuer ces mesures en tension alternative.

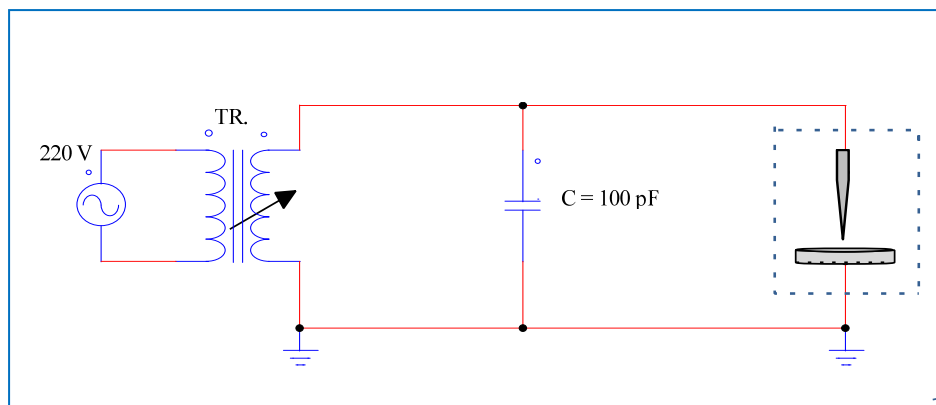


Fig.4.4 : Schéma du circuit électrique en régime de tension alternative.

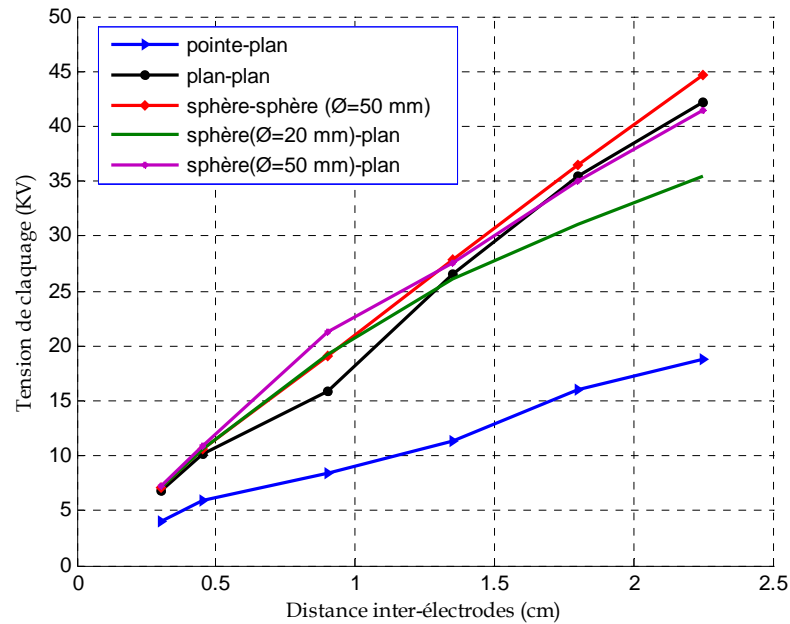


Fig.4.5 : Tension de claquage de l'air en régime alternatif.

Un écart remarquable entre la tension de claquage dans l'air en configuration pointe-plan et celle sphère-plan quelle que soit la distance inter-électrodes. Cela provient du champ électrique suffisamment important dans la zone située au voisinage de la pointe constituant la zone active [94, 127, 128], où la densité des ions positifs et négatifs est importante, plus le champ électrique est élevé, et plus les électrons seront énergétiques entraînant une amplification de l'avalanche électronique plus forte et plus rapide qui conduit à la formation d'une décharge couronne suffisante, provoquant le claquage du gaz à des faibles tensions.

Il est important de remarquer que l'influence de la taille de l'électrode sphérique schématisée par la figure (4.5), n'a aucune différence quantitative de tension de claquage, au moins dans la gamme de faibles intervalles d'air.

Sous tension alternative, comme nous l'avons déjà indiqué, la décharge couronne peut être décomposée en une succession de décharges positives et négatives, séparées par des intervalles de temps pendant lesquels la tension appliquée est inférieure aux tensions seuils de l'effet couronne dans l'une et l'autre des polarités. Selon les valeurs respectives de la tension appliquée et des tensions seuils, le temps effectif de la décharge représente une fraction plus ou moins importante du temps de maintien sous tension [129].

Avec une fréquence de 50 Hz, qui est celle que nous avons utilisée dans nos essais, on peut considérer que les décharges consécutives sont indépendantes c'est-à-dire que l'une n'est pas perturbée par les charges d'espace créées lors de la précédente, les charges ayant eu le temps de diffuser pendant l'intervalle de temps séparant deux décharges successives.

Bien que la plupart des ions produits dans la première demi-alternance aient eu le temps d'atteindre les électrodes, les quelques ions résiduels pourront contribuer à l'amorçage des décharges dans la demi-alternance suivante.

La comparaison entre le régime continu et le régime alternatif est présentée sous forme de courbes des tensions de claquage en fonction du produit de la pression du gaz et de la distance inter-électrodes (pd) (figure 4.6). Ces deux courbes sont à leurs tours comparées avec la courbe des valeurs calculées par le modèle de Schröder (3.22) en champ uniforme. Dans cette configuration homogène la différence entre les valeurs mesurées pour les deux régimes est très petite et le modèle mathématique donne des valeurs légèrement supérieures aux valeurs mesurées.

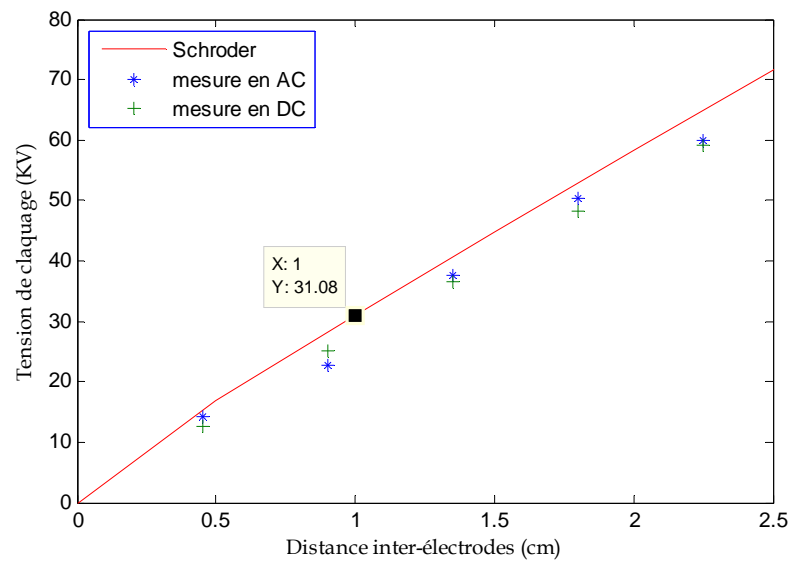


Fig.4.6 : Tensions de claquage en continu, alternatif et calculées en champ uniforme.

IV.1.4 Effet de la polarité

L'influence de la polarité en configuration pointe – plan est montrée sur la figure 4.7. Il faut noter que pour des faibles valeurs du produit (pd) la différence entre les deux courbes est très minime. Avec l'augmentation de (pd), l'écart entre la polarité positive et celle négative devient important. Les valeurs mesurées en polarité négative sont nettement supérieures aux tensions seuils de la polarité positive.

Dans la configuration pointe négative – plan positif, les ions positifs sont transportés vers la pointe (cathode) et vont, par impact, libérer des électrons dans une zone où le champ électrique est très élevé. Les ions négatifs transportés vers le plan, vont eux aussi créer des électrons qui vont être immédiatement absorbés par le plan empêchant ainsi tout amorçage de nouvelle décharge. La formation des ions positifs autour de la pointe provoquant un champ de charge d'espace interne, qui fait diminuer le champ résultant, cependant la décharge commence à s'arrêter nécessitant une élévation du champ appliqué pour leur réamorçage, la rupture ne peut se produire qu'avec des tensions plus élevées que celles en polarité positive.

Dans la configuration pointe positive – plan négatif, les ions négatifs sont transportés vers la pointe et créent, par impact ionique, des électrons qui sont immédiatement absorbés par l'anode limitant ainsi la génération de nouvelles décharges partielles par impact d'ions négatifs sur la pointe. Les ions positifs, qui sont transportés vers le plan (cathode) peuvent créer, par impact sur ce plan, des électrons secondaires. Comme le champ électrique est faible du côté de la cathode, ces électrons auront plutôt tendance à disparaître par attachement électronique puisque l'efficacité de ce processus est d'autant plus élevée que le champ électrique est plus faible. Une nouvelle décharge ne peut donc démarrer que s'il existe à proximité de la pointe de nouveaux électrons germes provenant du volume et non de la surface.

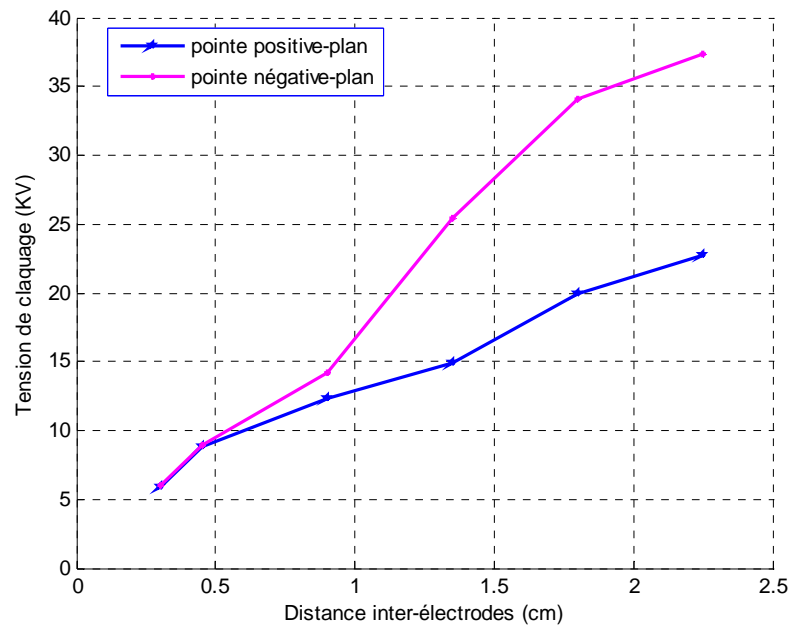


Fig.4.7 : Tension de claquage de l'air en régime continu pour les deux polarités.

Une comparaison entre les tensions de claquage de l'air en régime continu en configuration pointe - plan pour les deux polarités et en régime alternatif est clairement mise en évidence sur la figure 4.8. On peut voir que les tensions de claquage des deux polarités sont supérieures à celles du régime alternatif. Ce résultat est différent que celui obtenu pour la configuration plan-plan.

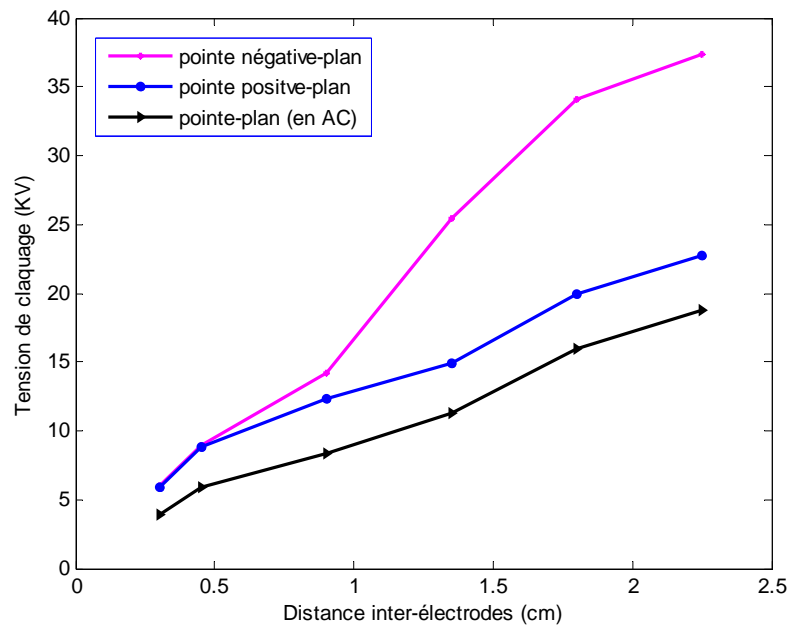


Fig.4.8 : Tension de claquage de l'air en régime DC pour les deux polarités et pour le régime alternatif.

Il est évident que la différence de comportement entre la tension alternative et les tensions continues en deux polarités, positive et négative, est le résultat de la variation temporelle du champ électrique ainsi que du mouvement périodique de la charge d'espace produite, tantôt positive, tantôt négative.

Dans ce cas les phénomènes de décharge de couronne peuvent apparaître rapidement, ceci, est dû aux collisions et réactions d'attachement, produisant des ions positifs et négatifs suffisamment accélérés et donc énergétiques. Toutefois l'intensité d'ionisation du milieu gazeux est augmentée et conduit à la disruptive de l'intervalle inter-électrodes, pour des tensions moins élevées, figure (4.8) par rapport à celles en régime de tension continu.

Ces courbes nous permettent de confirmer que le temps d'apparition de cette décharge peut dépendre aussi de la fréquence de la tension d'alimentation, pour une faible période du signal électrique, la charge d'espace générée ne cesse pas et reste maintenue dans l'espace inter électrodes, favorisant ainsi le déclenchement d'une autre décharge électrique au cours de l'alternance suivante. Ce phénomène peut se traduire par le claquage du gaz avec une tension d'alimentation légèrement inférieure.

IV.2 Décharge couronne dans l'air.

Les caractéristiques courant-tension $I=f(U)$ en configuration pointe- plan de la décharge couronne dans l'air sont présentées sur la figure 4.9 pour les deux polarités. Les mesures ont été faites dans l'air sec à pression atmosphérique et à température ambiante, pour une distance inter-électrodes fixe : $d = 9$ mm.

Les mesures effectuées ont également pour objectif, d'étudier la variation du courant de conduction de l'air en fonction de l'augmentation de la tension appliquée, les courbes représentées dans la figure 4.9, présentent l'évolution du courant généré entre les électrodes. Les courants sont négligeables pour des faibles tensions inférieures à 4 kV. La décharge produite est alors insuffisante, mais pour des tensions supérieures, on se retrouve dans un régime caractérisé par un courant continu qui augmente d'une façon exponentielle.

On constate que les courants en polarité négative sont plus élevés que ceux en polarité positive, cette tendance est le contraire par rapport au régime de claquage. La distribution du champ électrique dans l'espace augmente, et les électrons devient plus énergétiques et se dirigent rapidement vers l'anode, qui vont effectuer des collisions ionisantes suffisantes,

provoquant une conduction dans l'air. L'aspect visuel de la décharge couronne entourant la pointe confirme la croissance du courant produit, ce qui est cohérent avec la littérature [130-132].

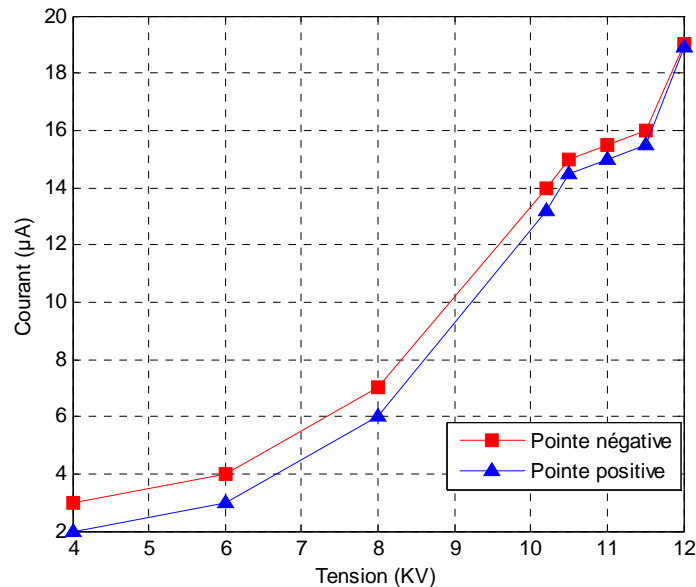


Fig.4.9 : Caractéristique courant – tension de la décharge couronne en pointe plan dans l'air.

IV.3 Tensions seuils dans les mélanges SF₆-N₂

Les résultats des mesures des tensions seuils des décharge couronnes du mélange SF₆-N₂ ont été réalisés au sein du laboratoire LEMD/CNRS Grenoble France.

Le dispositif expérimental [116] se compose d'une cellule en acier inoxydable ayant un volume de 50 cc. Les électrodes en configuration pointe-plan sont montées à l'intérieur de la cellule. L'électrode plane, en acier inoxydable ayant un rayon de 12mm est connectée à un électromètre afin de mesurer le courant collecté. L'électrode pointe possédant un rayon de courbure de quelques micromètres. La pointe est connectée à la source de haute tension à courant continu (dont la tension peut atteindre jusqu'à 60 kV). 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.

Les mesures faites, concernent des pressions et des taux de SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ qui sont susceptible d'être utilisés en cas de remplacement du SF₆. Ce choix a été fait en se basant sur l'évolution de la courbe de la densité du gaz en fonction du taux du SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ comme on peut le voir sur la figure 4.10, [116]. L'analyse de cette courbe montre que pour avoir les mêmes propriétés que le SF₆ pur le mélange doit être met sous une pression qui peut atteindre le double de la pression avec laquelle le SF₆ fonctionne.

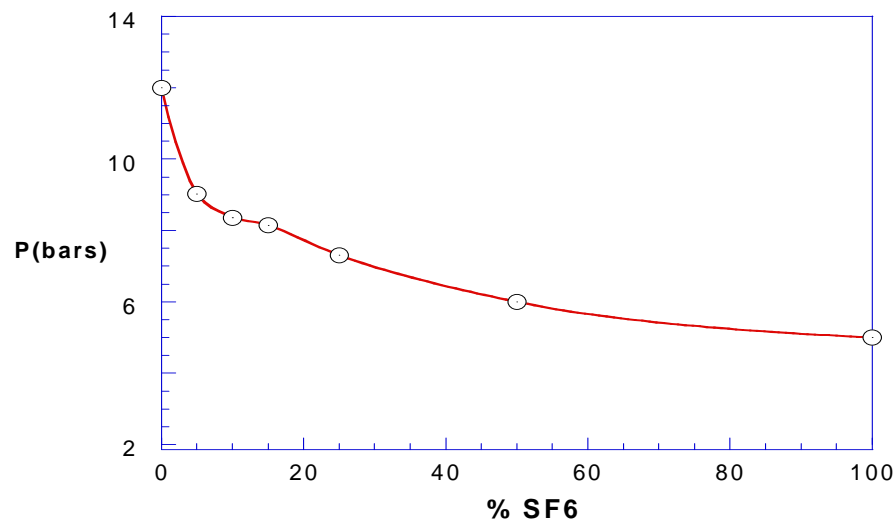


Fig.4.10 : l'évolution de la courbe de la densité du gaz en fonction du taux du SF₆ dans le mélange SF₆-N₂.

IV.3.1 Variation des tensions seuils en fonction du taux de SF₆

Deux pressions ont été choisies, 5 bars la pression avec laquelle le SF₆ généralement fonctionne et une pression de 10 bars pour un mélange de 10% de SF₆.

Les résultats de mesure présentés sur la figure 4.11 montrent la variation des tensions seuils en fonction du pourcentage du SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ pour des pressions de 5 bars et 10 bars en polarité négative.

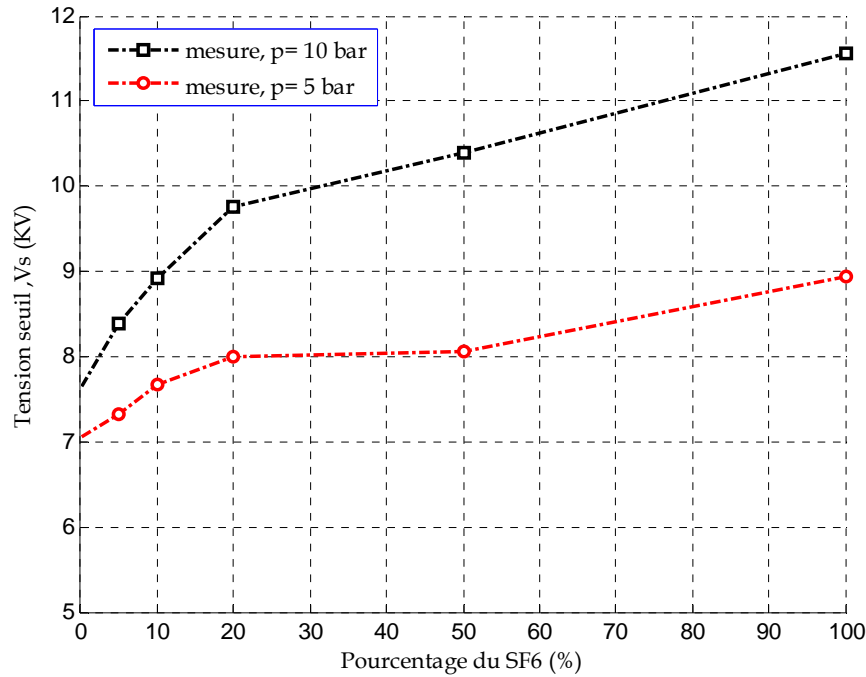


Fig.4.11 : Tensions seuils en fonction du pourcentage du mélange SF₆-N₂.

L'effet de pression est très marquant, en effet pour un mélange à 10% de SF₆ la tension seuils passe de 7,6 KV pour 5 bars à 9 KV pour une pression de 10 bars.

IV.3.2 Effet de la polarité dans le mélange SF₆-N₂

La figure 4.12, illustre les tensions seuils de la décharge couronne en fonction de la pression pour des concentrations différentes de SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ et pour les deux polarités. Comme on peut le voir, les valeurs en polarité positive sont relativement élevées par rapport à celles de la polarité négative, ces résultats sont en accords avec les travaux antérieurs [133, 134] et sont valables pour les différents taux de concentration du SF₆ traités.

Cette différence est attribuée au mécanisme de génération des électrons germes. En effet avec la polarité positive, la source principale de la production des électrons se fait par le processus de détachement à partir des ions négatifs, ces derniers ont des difficultés pour atteindre la pointe électrodes ou le champ électrique est relativement élevé. Pour le cas de la polarité négative, les électrons sont extraits de la surface de la cathode sous l'effet du champ électrique élevé dans cette zone. L'effet de la polarité est d'autant plus important pour les taux élevés de SF₆ dans le mélange [111].

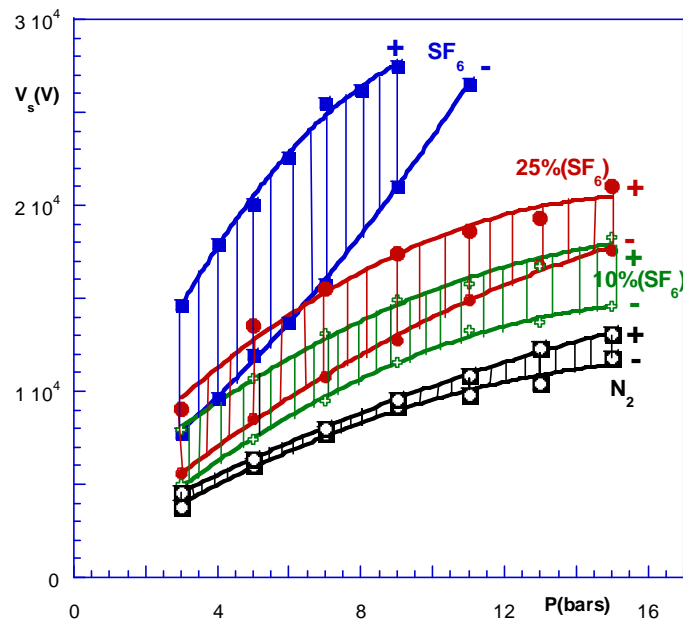


Fig.4.12 : Tensions seuils en fonction de la pression pour des concentrations différentes de SF₆ et pour les deux polarités.

IV.3.3 Influence du rayon de courbure

La dépendance des tensions seuils en fonction du rayon de courbure de la pointe pour un mélange de 10% de SF₆ est montrée sur la figure 4.13. Les valeurs des tensions augmentent avec l'augmentation des rayons de courbure. Le coefficient du non uniformité varie avec la variation du rayon de la pointe [135, 136].

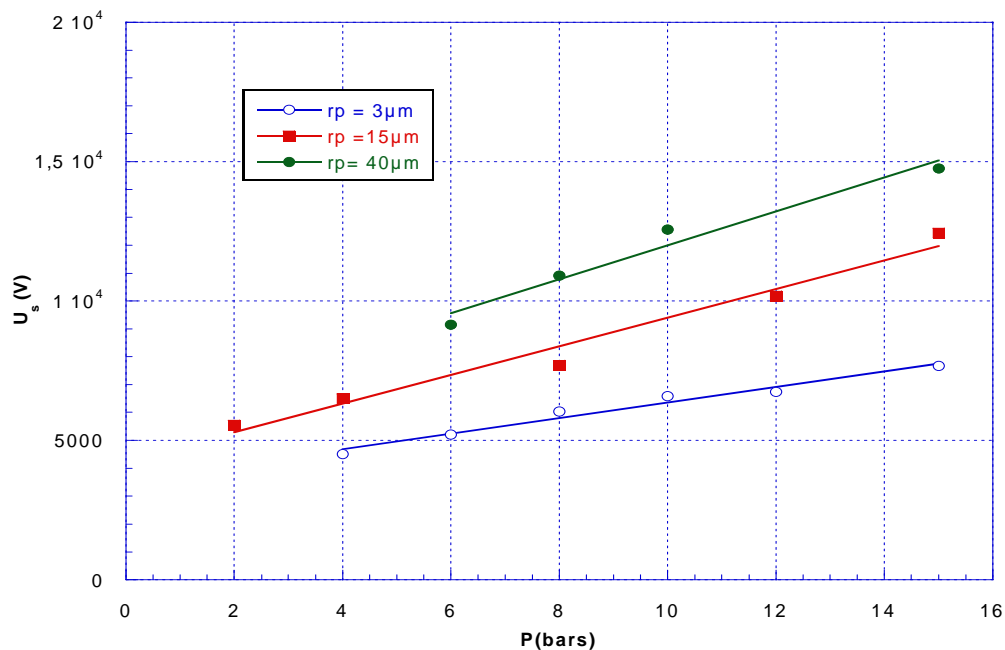


Fig.4.13 : Tension seuils en fonction de la pression et du rayon de courbure pour un mélange à 10% de SF_6 .

IV.3.4 Comparaison entre les tensions mesurées et les valeurs calculées

La comparaison entre les valeurs mesurées et celles déterminées par le modèle de Malik et Qureshi détaillé en chapitre III pour les différents rayons de courbure est présentée sur les figures 4.14, 4.15 et 4.16. L'influence du rayon est bien visible, en effet, pour les rayons faibles ($3 \mu\text{m}$) le modèle sous estime les tensions seuils et l'écart entre les valeurs mesurées et calculées est relativement important (fig.4.14).

Avec l'augmentation du rayon de courbure le modèle donne des résultats plus élevées par rapport aux résultats expérimentaux comme on peut le voir sur la figure 4.16, pour un rayon de la pointe égale à $40 \mu\text{m}$.

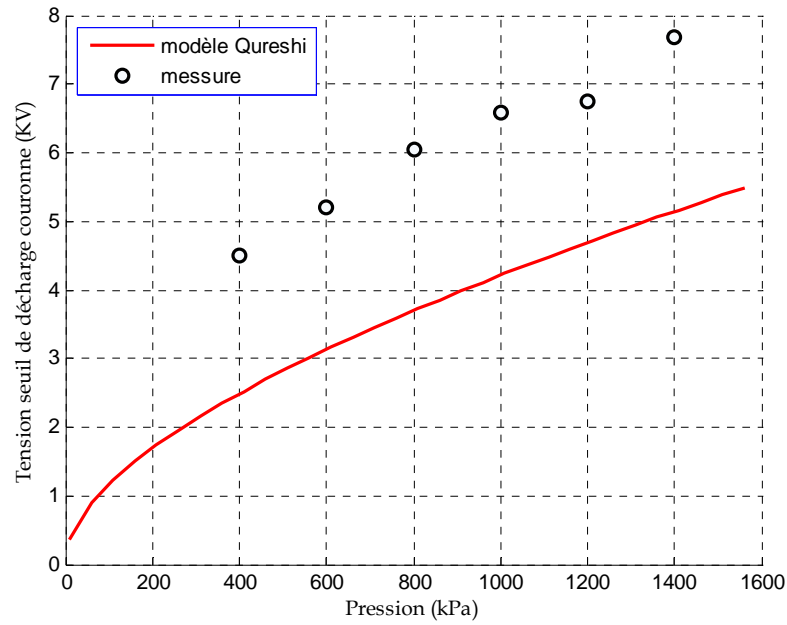


Fig.4.14 : Comparaison des tensions seuils entre mesurées [116] et déterminées pour un mélange de 10% SF₆ ($r_c = 3\mu\text{m}$, $d = 10\text{ mm}$).

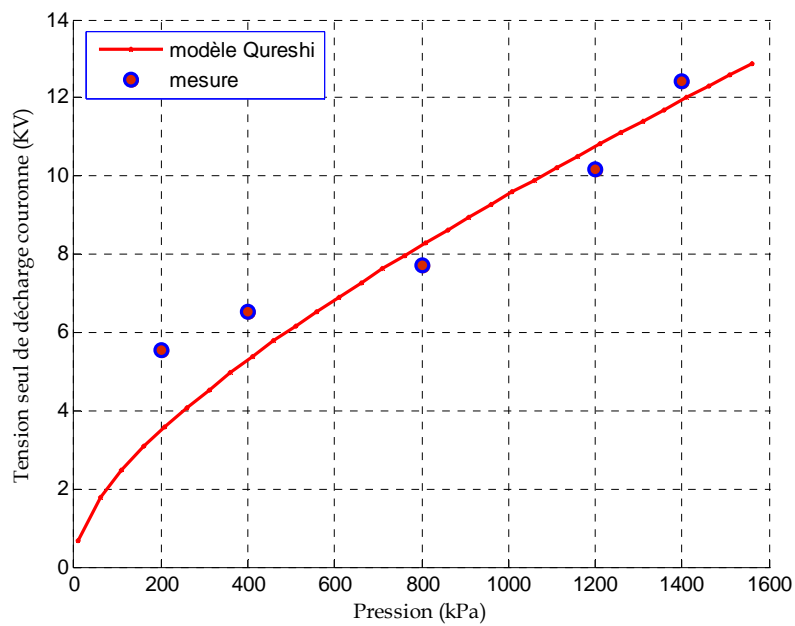


Fig.4.15 : Comparaison des tensions seuils entre mesurées [116] et déterminées pour un mélange de 10% SF₆ ($r_c = 15\mu\text{m}$, $d = 10\text{ mm}$).

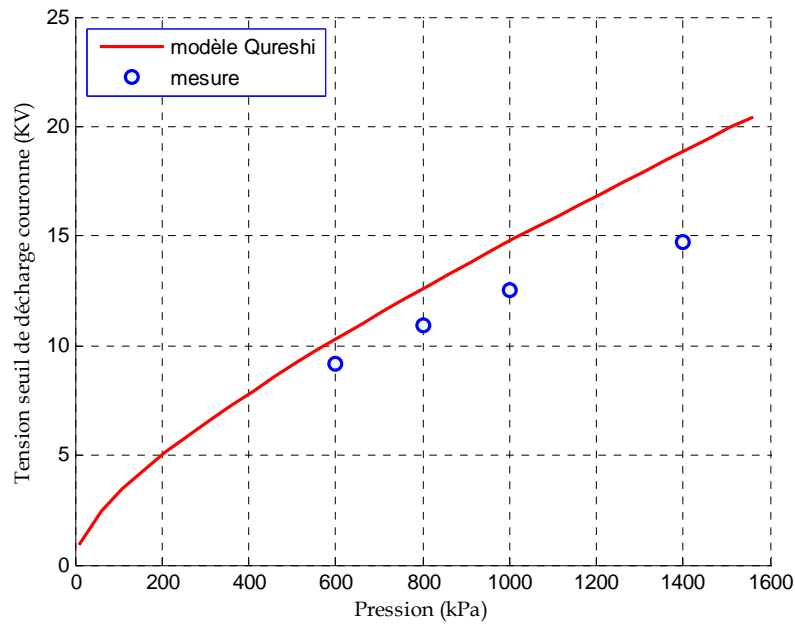


Fig.4.16 : Comparaison des tensions seuils entre mesurées [116] et déterminées pour un mélange de 10% SF₆ ($r_c = 40 \mu\text{m}$, $d = 10 \text{ mm}$).

Il en résulte que le rayon de courbure (r_c) de l'électrode pointe possède une grande influence sur l'évaluation des tensions seuils de la décharge couronne, car il influe directement sur la distribution du champ électrique dans la zone d'ionisation qui se situe au voisinage de l'électrode pointe.

Dans les conditions du présent travail la distance inter-électrode (d) est relativement moins influente sur les tensions seuils de la décharge couronne.

IV.4 Prédiction des tensions seuils dans le mélange SF₆-N₂

IV.4.1 Structure des réseaux neurones

La prédiction des tensions seuils est faite par la technique des réseaux neurones en exploitant des données expérimentales réalisées au sein du laboratoire LEMD/CNRS Grenoble, France. Le modèle ainsi obtenu peut être de grande importance pour les ingénieurs de l'industrie électrotechnique.

La simulation concerne le SF₆-N₂ à 10 % de SF₆ pour les pressions de 10 et 5 bars en polarité négative. Ce choix a été fait en se basant sur l'évolution de la courbe de la densité du gaz en fonction du taux du SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ comme on peut le voir sur la figure 4.13 [137]. L'analyse de cette courbe montre que pour avoir les mêmes propriétés que le SF₆ pur le mélange doit être met sous une pression supérieure au double de la pression avec laquelle le SF₆ fonctionne. La structure générale du réseau de neurones utilisée prend la forme représentée sur la figure 4.17.

Les réseaux de neurones utilisés ont comme entrées la pression du gaz (P) et le pourcentage (z) du SF₆ dans le mélange SF₆-N₂ et comme sortie les tensions seuils des décharges couronnes U_s.

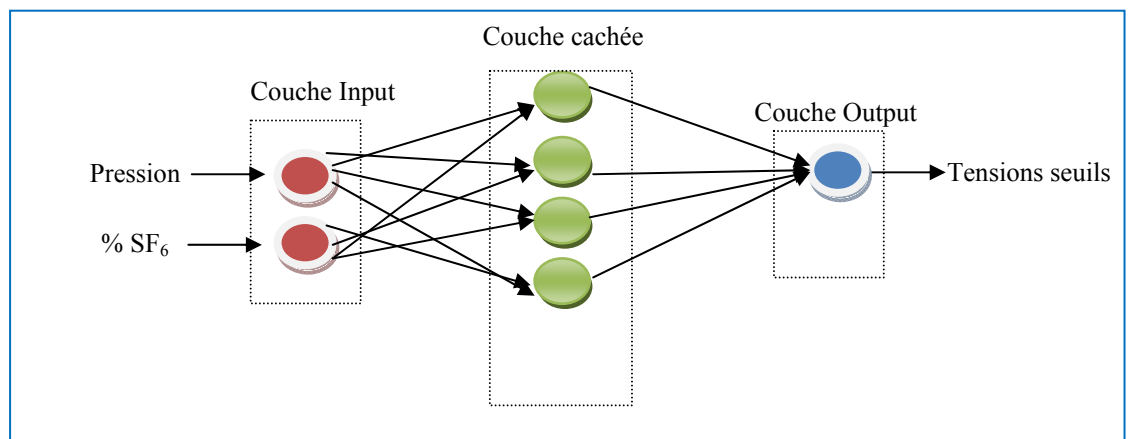


Fig.4.17 : Schéma de la structure neuronale utilisée pour prédire les tensions seuils pour les mélanges SF₆-N₂.

La structure de base retenue est un réseau perceptron monocouche, type feed forward utilisé pour la prédiction avec un apprentissage supervisé et un algorithme d'apprentissage selon la méthode de Levenberg–Marquardt.

La fonction d'activation des neurones de la couche cachée est une sigmoïde, celle de la sortie est linéaire, ce qui donne au réseau la propriété d'approximateur universel [138]. La combinaison linéaire des sigmoïdes permet d'approximer n'importe quelle fonction d'intérêt avec une précision arbitraire, à condition de disposer de suffisamment de neurones sur la couche cachée [139].

Les neurones constituant ces trois couches comprennent :

- Deux neurones d'entrée, ce qui correspond aux variables de fonction (P, r),
P : pression et z le pourcentage du SF₆ dans le mélange.
- Un seul neurone de sortie représentant la sortie du réseau U_s : tension seuil.
- Quatre neurones de la couche cachée. Ce nombre a été optimisé suite à plusieurs fois durant la phase d'apprentissage et de validation.

$$U_s = NN(P, z, w) \quad (4.1)$$

Où U_s, est la tension seuil, P : pression, z : pourcentage du SF₆ dans le mélange et w : le poids

La seconde couche, appelée la couche cachée.

IV.4.2 Prédiction des tensions seuils en fonction de la pression

En utilisant les courbes des tensions seuils en fonction du taux de SF₆ dans le mélange SF₆-N₂, tracées sur la figure 4.11, 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 [140, 141], d'où la nécessité d'avoir une base de données plus étendue.

Les résultats de mesures et de prédiction par les réseaux neurones pour une pression de 10 bars en polarité négative sont présentés sur la figure 4.18.

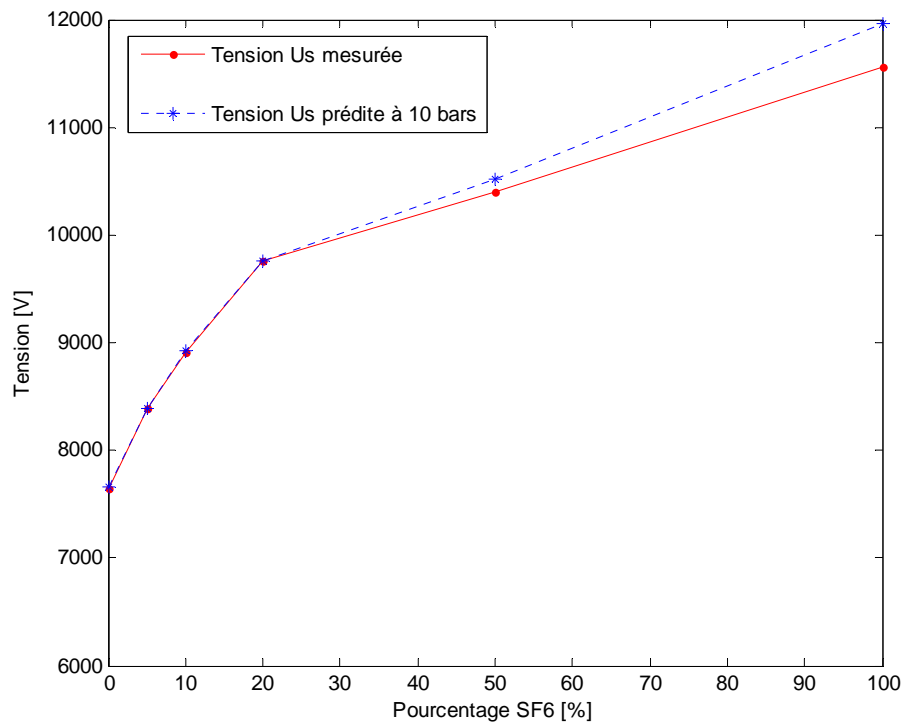


Fig.4.18 : Courbe des tensions seuils mesurées et prédites par les réseaux neurones pour un mélange de SF₆-N₂ à 10% de SF₆ en polarité négative à 10 bars.

On constate une concordance presque parfaite entre les valeurs des tensions seuils mesurées et celles prédites jusqu'à 20% de SF₆, au-delà de cette limite un écart commence à se former. Cette différence peut être attribuée aux manques de points de mesures expérimentaux entre la valeur 50% et 100% de SF₆. Pour améliorer la prédiction il est nécessaire de voir indispensable d'avoir plus de résultats expérimentaux dans la zone entre 50% et 100% du SF₆, afin de permettre un bon apprentissage.

Sur la figure 4.19, on observe bien la convergence, ce qui démontre la réussite de la phase d'apprentissage du modèle ANN.

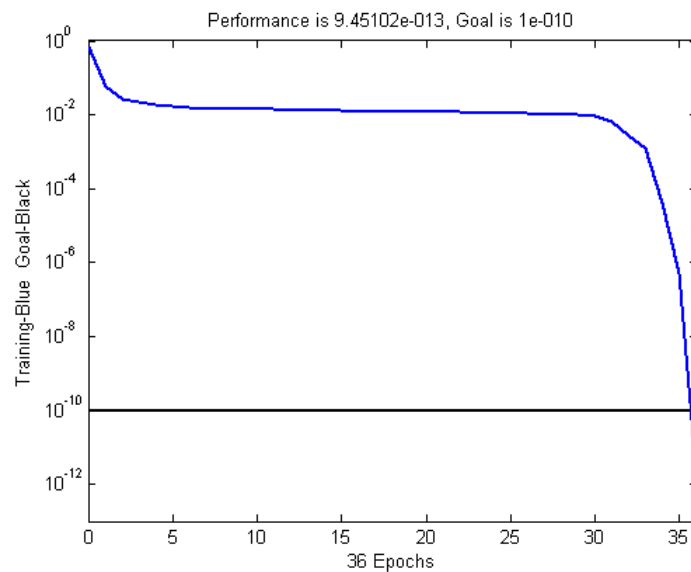


Fig.4.19 : Changement de l'erreur quadratique moyenne en fonction des itérations.

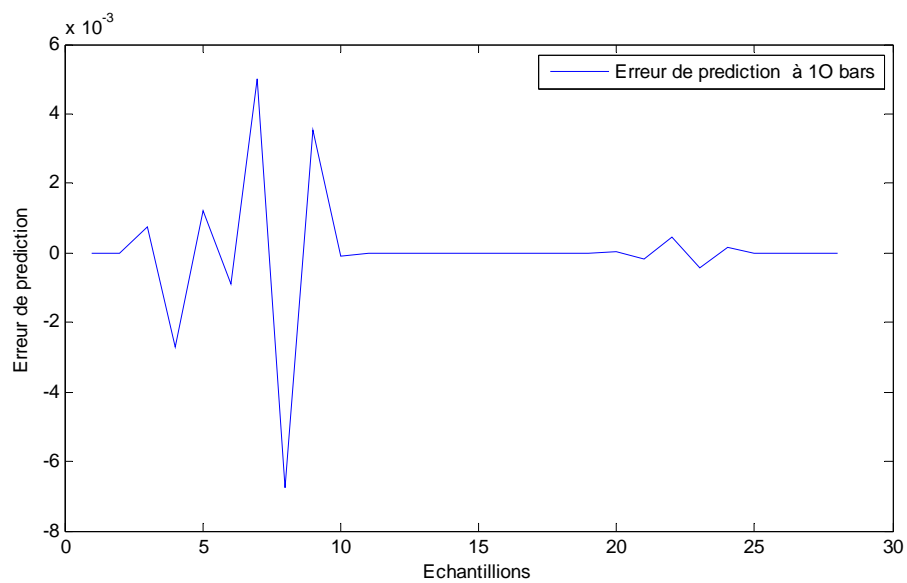


Fig.4.20 : Evolution de l'erreur de prédiction.

Selon la courbe d'évolution de l'erreur de prédiction donnée dans la figure 4.20, la variance est sensiblement égale à sa valeur maximale en valeur absolue inférieure à 10 %.

Sur la figure 4.21, la comparaison entre les valeurs prédites par les réseaux de neurones et celles mesurées expérimentalement sont en parfait accord jusqu'à 50% de SF₆. Pour les mesures supérieures à 50%, on constate la même tendance que pour la pression de 10 bars. On pense que le manque de résultats dans ce tronçon est à l'origine de cet écart.

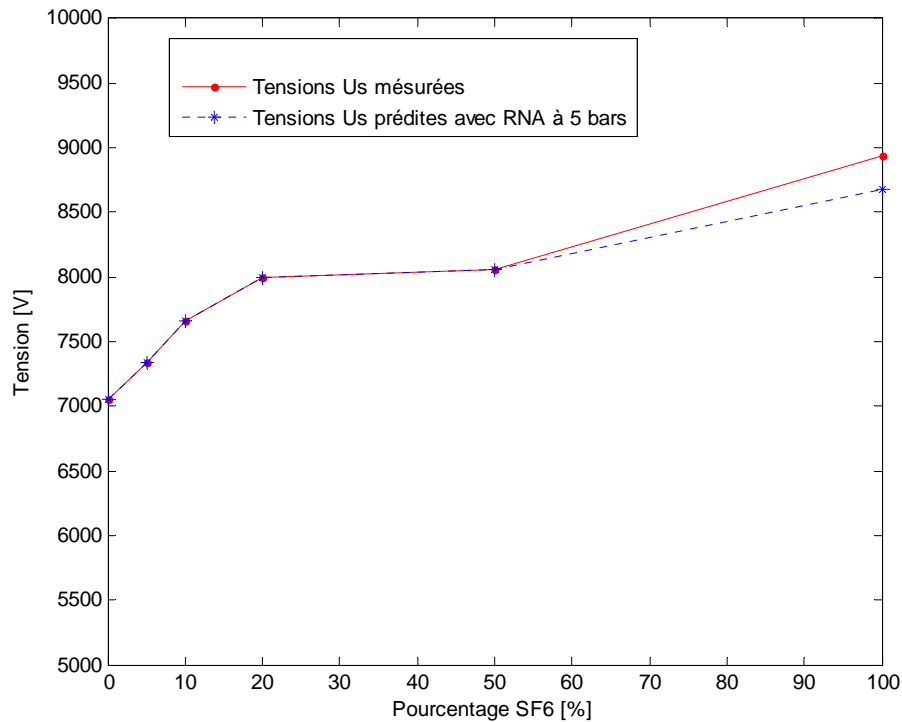


Fig.4.21 : Courbe des tensions seuils mesurées et prédites par les réseaux neurones pour un mélange de SF₆-N₂ à 10% de SF₆ en polarité négative à 5 bars.

IV.4.3 Application du modèle pour d'autres pressions

Les figures 4.22 et 4.23, montrent la capacité du modèle des réseaux neurones de prédire les valeurs de tension seuils de la décharge couronne pour le mélange SF₆-N₂ à 10% de SF₆ en polarité négative pour des pressions de 7 et 8 bars respectivement. Pour ces deux pressions 7 et 8 bars il n'y a pas de mesures expérimentales et on constate que leurs courbes suivent la même tendance que celle du 5 et 10 bars.

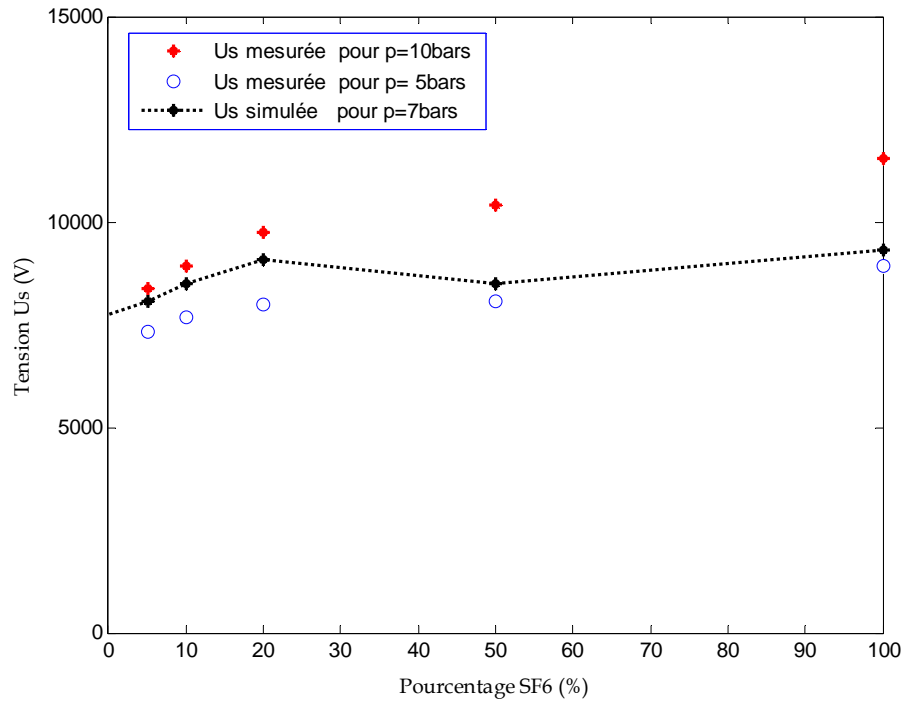


Fig.4.22 : Courbe des tensions seuils mesurées (5 et 10 bars) et prédites par les réseaux neurones pour un mélange de SF_6-N_2 à 10% de SF_6 en polarité négative à 7 bars.

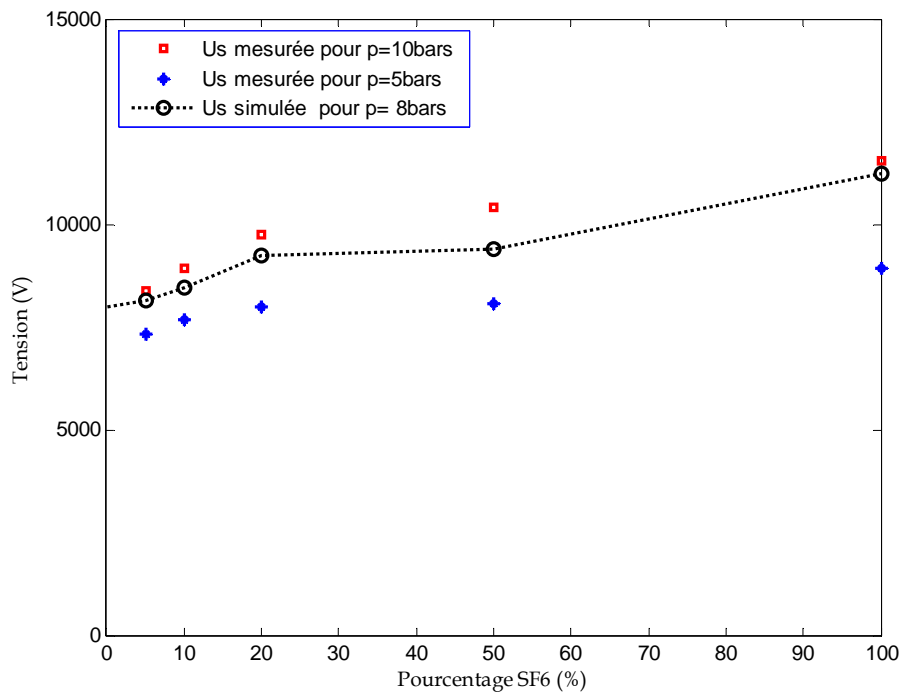


Fig.4.23 : Courbe des tensions seuils mesurées (5 et 10 bars) et prédites par les réseaux neurones pour un mélange de SF_6-N_2 à 10% de SF_6 en polarité négative à 8 bars.

Le modèle basé sur les réseaux de neurones peut donc prédire les valeurs de tension seuils pour n'importe quelle pression et concentration du SF₆ dans le mélange SF₆-N₂. Ceci est très important pour les professionnels du secteur de l'industrie de génie électrique.

IV.5 Conclusion

Les mesures de claquage dans l'air ont montré l'influence de la configuration sur la rigidité diélectrique du gaz. Les tensions de claquage pour la configuration pointe-plan sont relativement basses par rapport aux autres configurations. Les valeurs pour le régime alternatif sont inférieures au régime continu. Dans ce dernier l'effet de polarité est important pour le cas de la configuration pointe-plan.

L'analyse de la décharge couronnes dans le mélange SF₆-N₂ a mis en évidence l'effet de la polarité. Les valeurs en polarité positive sont relativement élevées par rapport à celles de la polarité négative. Les tensions seuils mesurées dans le mélange SF₆-N₂ 10% de SF₆ en polarité négative sont comparées aux valeurs déterminées par le modèle de Malik et Qureshi.

Le modèle sous estime les tensions seuils pour les faibles rayons de courbure. Les valeurs des tensions augmentent avec l'augmentation des rayons de courbure. On constate une concordance presque parfaite entre les valeurs des tensions seuils mesurées et les tensions prédites par les réseaux de neurones.

Conclusion et perspectives

Les gaz majoritairement utilisés dans l'industrie électrique sont l'air, l'hexafluorure de soufre (SF_6). Ce dernier, présente une rigidité diélectrique relativement élevée et une bonne conductivité thermique. Malheureusement, il présente un inconvénient majeur qui est celui de son impact sur l'environnement, il contribue à l'effet de serre lorsqu'il est relâché dans l'atmosphère. Son remplacement devient une priorité pour les spécialistes de l'industrie électrotechnique.

Dans le présent travail une étude exhaustive sur les décharges électriques a été faite pour les gaz isolants avec un intérêt particulier pour l'air, le SF_6 et le mélange $\text{SF}_6\text{-N}_2$ avec un taux de 10% de SF_6 remplaçant probable du SF_6 .

La décharge dans l'air est bien expliquée par la théorie de Townsend pour des faibles pressions et la théorie des streamers pour des pressions élevées. En présence d'un champ uniforme, l'activité d'ionisation conduit généralement au claquage. Par contre, en champ non uniforme, la décharge se manifeste d'abord sous forme de décharge couronne. L'effet couronne se manifeste à partir d'une valeur seuil du champ électrique pour laquelle il y a apparition brusque d'une conductivité de l'air au voisinage immédiat d'un conducteur soumis à une tension croissante.

Les résultats de mesure au sein du laboratoire LGEG de Guelma pour le cas de l'air pour différentes configurations et pour le régime continu et le régime alternatif, montrent clairement que les tensions de claquage sont nettement supérieures en continu par rapport au régime alternatif.

L'effet de la configuration a été mis en évidence. En effet les tensions de claquage en configuration pointe – plan sont relativement inférieures par rapport aux configurations plan - plan et sphère - sphère.

Les phénomènes élémentaires de développement et de propagation des décharges ont surtout été décrits pour des configurations pointe-plan. On distingue principalement la décharge en polarité positive et négative de la pointe. Les valeurs de claquage en pointe positive sont nettement inférieures à celles de la pointe négative pour le régime continu. Les tensions de claquage pour le régime alternatif sont nettement inférieures à celles du régime continu. Dans le cas d'une tension alternative, les mécanismes élémentaires sont

alternativement les mêmes que pour les décharges positives ou négatives, à condition que les charges d'espace aient pu se neutraliser dans le milieu avant l'inversion de la polarité.

Les mesures des tensions seuils des décharges couronnes dans l'air et en configuration pointe-plan montrent que l'effet de polarité est opposé à celui du calquage. Les valeurs de la polarité positive sont nettement supérieures à celles de la polarité négative.

On trouve la même tendance pour le cas du SF₆ et du mélange SF₆-N₂. L'influence de la polarité diminue avec la diminution du taux de SF₆ dans le mélange SF₆-N₂. Pour l'azote l'influence de la polarité est relativement très faible.

Les tensions seuils du SF₆ augmentent avec l'augmentation de la pression et de sa concentration dans le mélange. Ces résultats sont parfaitement concordants avec le modèle empirique de Malik et Qureshi.

Finalement, l'utilisation d'un outil de prédiction en l'occurrence les réseaux de neurones a permis de simuler les tensions seuils des décharges couronnes dans le mélange SF₆-N₂ à 10 % de SF₆ en polarité négative. Le mélange à 10% de SF₆ est le meilleur candidat pour remplacer le SF₆ pur. Pour avoir les mêmes caractéristiques que l'hexafluorure de soufre ce mélange doit travailler sous une pression qui peut atteindre le double de celle du SF₆ pur.

La prédiction a été faite pour deux valeurs de pressions, 5 bars, c'est la pression de fonctionnement du SF₆ est une pression de 10 bars pour le mélange à 10%. Les tensions prédites sont très proches des valeurs mesurées ce qui constitue un atout très pratique pour les spécialistes de la haute tension.

En perspective, les propositions suivantes peuvent être recommandées :

- La modélisation des décharges couronnes dans les mélanges SF₆-N₂ doit être approfondie afin d'obtenir un modèle efficace pour la détermination des tensions seuils.
- La simulation, malgré qu'elle a donné des résultats très importants peut être efforcée par des réseaux de neurones plus complexes avec plusieurs paramètres d'entrée et de sortie et qui garantissent une meilleure prédiction des tensions seuils dans une large gamme de taux de SF₆ dans le mélange est aussi pour des pressions plus élevées.

Bibliographie

- [1] R. D. Begamudre, "Extra high voltage AC transmission engineering", Published by New Age International, New Delhi, 1990.
- [2] R. D. Garzon, "High voltage circuit breakers design and applications", Library by Congress Cataloging-In- Publication Data, New York, 1997.
- [3] P. Ségur, "Gaz isolants", Techniques de l'ingénieur D2530, Année de publication 1990.
- [4] L. G. Christophorou, L. A. Pinnaduwege, "Basic physics of gaseous dielectrics", IEEE, Transactions on electrical insulation, Vol.25, N°.1, February 1990.
- [5] N. L. Allen, M. Abdel-Salam, I. Cotton, "Effects of temperature and pressure change on positive corona and sparkover under direct voltage in short air gaps", IET, Sci. Meas. Technol. Vol. 1, N°.4, July 2007.
- [6] Y. Zheng, J. He, Z. Yu, "Photoemission replenishment criterion for inception of negative corona discharges in air", IEEE, Transactions on power delivery, Vol.26, N°.3, July 2011.
- [7] G. G. Raju, "Dielectrics in electric fields", Copyright By Marcel Dekker, Inc. All Rights reserved, Canada .2003.
- [8] R. Morrow, "Theory of negative corona in oxygen", Phys. Rev. A 32, 1799, September 1985.
- [9] C. Gary, "Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions", Editions Eyrolles, pp.395- 400, 1984.
- [10] L. P. Babich, and T. V. Loiko, "Peculiarities of electrical breakdown in dense electronegative gases at high over voltages", Doklady Physics, Vol.50, N°.5, pp. 241–243, 2005.
- [11] G. W. Trichel, "The mechanism of the negative point to plane corona near onset", Phys.Rev.54, 1078, Decembre 1938.
- [12] E. Li and J. M. K. Macalpine, "Negative corona in air using a point/cup electrode system", IEEE, Trans. on Dielec. And Electr. Insul. Vol.7, N°. 6, December 2000.

- [13] L. G. Christophorou, R. J. Van Brunt, "SF₆/N₂ Mixtures basic and HV insulation properties", IEEE, Trans. on Dielec. and Electr. Insul. Vol. 2, N^o. 5, October 1995.
- [14] K. Adamiak , V. Atrazhev , P. Atten , "Corona discharge in the hyperbolic point-plane configuration: direct ionization criterion versus approximate formulations". IEEE, Trans. on Dielec. and Electr. Insul. Vol.12, N^o.5, October 2005.
- [15] R. Morrow, J. J. Lowke, "Electrical breakdown in Air and in SF₆", Aust. J. Phys. pp. 453- 460, 1995.
- [16] J. S. Townsend, "Electricity in gases", Oxford at the clarendon press 1915.
- [17] J. P. Taillebois, "Postes à haute et très haute tensions postes sous enveloppe métallique (PSEM) ", Techniques de L'ingénieur, Traité Génie Electrique D 4590, 2008.
- [18] D. Koch, "Propriétés et utilisations du Sf₆ dans les appareils MT et HT", Cahier technique N^o .188, Edition 2003.
- [19] M. Hikita, S. Ohtsuka, "Insulation characteristics of gas mixtures including perfluorocarbon gas", IEEE, Transactions on dielectrics and electrical insulation, Vol.15, N^o.4, August 2008.
- [20] G. G. Raju, "Gaseous electronics: theory and practice", Edition Taylor & Francis, 1937, p 665.
- [21] M. L. Coulibary, "Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide-relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale", Thèse de doctorat, école doctorale de Lyon, 1992.
- [22] S. Xiao, X. Zhang, Y. Cressault, "Study of the feasibility of CF₃I/CO₂ substituting SF₆ in GIS by partial discharge experiment", 32nd Icpig. 2, Iasi, Romania, 2015.
- [23] S. Théoleyre, "Techniques de coupure en moyenne tension", Techniques de l'ingénieur, D4705, 2008.
- [24] Y. Cressault, V. Connord, H. Hingana, P. Teulet, A. Gleizes, "Transport properties of CF₃I thermal plasmas mixed with CO₂, Air or N₂ as an alternative to SF₆ plasmas in high-voltage circuit breakers", Journal of Physics D: Applied physics, Vol.44, 495202.
- [25] V. N. Maller, M. S. Naidu, "Advances in high voltage insulation and arc interruption in SF₆ and vacuum", First edition 1981.

- [26] A. Pozwolski, "Rigidité diélectrique des gaz pré excités", *Revue de Physique Appliquée*, Décembre, P471, 1969.
- [27] N. H. Malik, A. H. Qureshi and G. D. Theophilus, "Static field breakdown of SF₆-N₂ mixtures in rod-plane gaps", *IEEE, Trans. Electr. Insul*, Vol. EI-14 N^o.2, April, 1979.
- [28] N. Merbahi, M. Yousfi, J. P. Gardou , "Electric and spectroscopic analysis of surface corona discharges in ambient air and comparison with volume corona discharges", *IEEE, Transactions on plasma science*, Vol. 40, N^o. 4, April 2012.
- [29] N. H. Malik , A. H. Qureshi, Y. A. Safar, "DC voltage breakdown of SF₆-Air and SF₆-CO₂ mixtures in rode-plane gaps", *IEEE, Trans. Electr. Insul*, Vol.18, N^o.6, 1983.
- [30] L. G. Christophorou, R. J. Van Brunt, "SF₆/N₂ Mixtures basic and HV insulation properties", *IEEE, Trans. on Dielec. and Electr. Insul*. Vol.2 N^o.5, October 1995.
- [31] E. Kuffel, Y. Qiu, "Dielectric strength of gas mixtures comprising SF₆,CO, c-C₄F₈ And SF₆, N₂, c-C₄F₈", *IEEE, Trans. On Power Appa. And Syst*.Vol.102, N^o.5, May 1983.
- [32] N. H. Malik, A. H. Qureshi, " The influence of voltage polarity and field non-uniformity on the breakdown behavior of rod-plane gaps filled with SF₆", *IEEE, Trans. on Electr. Insul*. Vol. EI-14 N^o.6, December 1979.
- [33] R. S. Nema, S. V. Kulkarni, E. Husain, "On calculation of breakdown voltages of mixtures of electron attaching gases", *IEEE, Trans. on Electr. Insul*. Vol. Ei-17 N^o.5, 1982.
- [34] N. M. Nguyen, " Caractérisation de matériaux écologiques en vue du remplacement du SF₆ dans les systèmes d'isolation moyenne tension", *Thèse de doctorat, université de Toulouse*, 2011.
- [35] M. Zwicky, "Breakdown phenomena in SF₆ and very inhomogeneous large rod-plane gaps under 50 Hz-AC and positive impulse voltages", *Electrical Insulation, IEEE, Transactions on*, Vol. 22, N^o. 3, pp.317 - 324, Jun. 1987.
- [36] M. Xu, Z. Tan, K. Li, "Modified peek formula for calculating positive DC corona inception electric field under variable humidity", *IEEE, Trans. on Dielec. and Electr. Insul*. Vol. 19, N^o. 4, August 2012.
- [37] J. M. Meek and J. D. Craggs, "Electrical breakdown of gases", Clarendon, oxford, 1953.

- [38] E. Kuffel, W. S. Zaengl and J. Kuffel, "High voltage engineering fundamentals", Second edition, pp.298-290, 2000.
- [39] Y .P. Raizer, "Gas Discharge Physics", Abridged translation of original Russian edition ,Fizika gazovogo razryada- Moscovo, Nauka, Moscow, 1987.
- [40] A. Chaudhry and H. Kleinpoppen, "Analysis of excitation and ionization of atoms and molecules by electron impact", Springer series on atomic, Optical, and Plasma physics, Library of congress control number, 2010936346.
- [41] M. Abdel-Salam, H. Anis et A. El-Morshedy, "High voltage engineering Theories and Practice", Second Edition, Edited by Magdi and E. Khalifa, pp.88-89, 2000.
- [42] P. Fauchais, "Gaz ionisés et plasmas", Techniques de l'Ingénieur, Traité Sciences Fondamentales AF 3 560.
- [43] F. A. Alexander and A. Lawrence, "Plazma physics and engineering", Edition Taylor & Francis, New York 2004 .p197.
- [44] J. J. Thomson, "Conduction of electricity through gases", University of Cambridge, 1903.
- [45] I. Gallimberti, "The mechanism of the long spark formation", Physique colloque C7, Vol. 40, 1979.
- [46] A. Abahazem, "Etudes expérimentales des décharges couronne pour la dépollution des gaz", Thèse de doctorat université de Toulouse 2009.
- [47] S. Han, J.S. Jung and H.S. Kim, "Influence of gas temperature on electrical breakdown in cylindrical electrodes", Journal of the Korean physics society, Vol.42, February 2003.
- [48] H. Frederic ksanders, "The value of the Townsend coefficient for ionization by collision at large plate distance and near atmospheric pressure", Journal physical review Vol.41, Univ. California, 1932.
- [49] M. Aguet et M. Ianoz, " Haute tension", Traite d'électricité, Vol.22, 1982.
- [50] N. Naude, "Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur modèle et expérience", Thèse de doctorat, Univ. Toulouse III, 2005.

- [51] B. Bernecker, "Formation de structures et phénomènes d'auto-organisation dans les décharges à barrière diélectrique", Thèse de doctorat Univ. Toulouse III. 2010.
- [52] F. A. M. Rizk, and G .N. Trinh, "High voltage engineering", CRC Press Taylor & Francis Group 2014.
- [53] B. Khaddour, "Modélisation du champ électrique modifié par la charge d'espace injectée", Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble, 2006.
- [54] M. M. Badareu et I. Popescu, "Gaz ionisés", Dunod, Meridiane, 1968.
- [55] J. Chen and J. H. Davidson, "Model of negative DC corona plasma, comparison to the positive DC corona plasma", Plasma chemistry and Plasma processing, Vol.23, N°.1, 2003.
- [56] M. Goldman. A. Goldman and R. S. Sigmond, "The corona discharge, its properties and specific uses", Pure and App.l. Chem. Vol.57, N°.9, 1985.
- [57] J. J. Lowke and R. Morrow, "Theory of electric corona including the role of plasma chemistry", Pure and App.l.Chem.Vol.66, N°.6, pp.1287-1294, 1994.
- [58] R. Morrow, J. J. Lowke, "Streamer propagation in air", J. Phys. D: App.l. Phys. Vol.30, N°. 4, 1997.
- [59] J. M. Meek, "The electric spark in air", Electrical Engineers, Part I, General, Journal of the Institution, Vol. 89, 1942.
- [60] L. B. Loeb, "Fundamental processes of electrical discharge in gases", 1st Ed. John Wiley and sons, 1939.
- [61] I. Gallimberti, G. Bacchiega, A. Bondiou, "Fundamental processes in long air gap discharges", App.l.Phys.Vol.3, 2002.
- [62] J. Charles, Mateo, "Modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique", Thèse de doctorat, ONERA, centre de Toulouse, 2006.
- [63] A. Pedersen, "On the electrical breakdown of gaseous dielectrics", IEEE, Trans. on Elect. Insul.Vol. 24, N°.5, 1989.
- [64] A. Pedersen, " Criteria for spark breakdown in sulfur hexafluoride ", IEEE, Trans. on power appar. and syst. Vol.89, N°. 8, Nov./Dec.1970.

- [65] F. H. Sanders, "The value of the Townsend coefficient for ionization by collision at large plate distances and near atmospheric pressure", *Physical review*, Vol.41, Sept. 1932.
- [66] J. Braithwaite, "Introduction to gas discharges", *Journal plasma sources sci. technology*, Vol.9, printed in UK. 2000.
- [67] C. L. Wadhwa, "High voltage engineering ", Second edition published by new age international, New Delhi, 2007.
- [68] H. Raether, "Electron avalanches and breakdown in gases", London, Butter worth's, 1964.
- [69] A. Larsson, A. Bondiou, I. Gallimberti, "Numerical modeling of inhibited electrical discharges in air", *J. Phys. D. App.l. Phys.* Vol.31, 1998.
- [70] S. Pancheshnyi, "Modeling of avalanche development and corona inception near curved electrode ", 31st, ICPIG, july14-19, Spain, 2013.
- [71] F. Koliatene, "Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique", Thèse de doctorat, Univ. Toulouse III, 2009.
- [72] M. S. Naidu, V. Kamaraju, "High voltage engineering", Second Edition First published, Tata McGraw-Hill Publishing Company Limited, 1995.
- [73] R. Fournie, "Les isolants en électrotechnique, concepts et théories", Editions Eyrolles, 1986.
- [74] B. Loncar, R. Radosavljević, M. Vujisić, " Gas electro negativity influence on electrical breakdown mechanisms", *Acta physica polonica*, A.Vol.119, N°3, 2011.
- [75] L. B. Loeb, "The theory of the electrical breakdown of gases at atmospheric pressures", *Electrical breakdown of gases*, 1928.
- [76] E. E. Kunhardt , "Electrical breakdown of gases: the pre breakdown stage", *IEEE, Trans. On Plas. Scien.* Vol.8, N°3, Sept.1980.
- [77] M. Abdel-Salam, K. Stanek, "On the calculation of breakdown voltages for uniform electric fields in compressed Air and SF₆", *IEEE, Transactions on industry applications*, Vol. 24, N° 6, Nov./Dec. 1988.
- [78] F.Ghaleb, W.Benstaali, A.Belasri, "Calculation of breakdown voltage in plasma display panels", *Science Direct Materials Science and Engineering*, Vol. C28, 2008.

- [79] Y. I. Davydov, "On the first Townsend coefficient at high electric field", Arxiv. physics, 0409156v2, physics. ins-det, Russia, 18 Sep 2006.
- [80] Y. Ségur, " Diélectriques : Courants de conduction", Techniques de l'ingénieur D2301.
- [81] M. Klas, B. Radjenovic, P. Papp, "The breakdown voltage characteristics, the effective secondary emission coefficient and the ionization coefficient of the argon-based mixtures", Nuclear Instruments and Methods in Physics, Research B 279, 2012.
- [82] T. W. Dakin, G. Luxa, G. Oppermann, J. Vigreux, G. Wind, "Breakdown in gases in uniform fields, Paschen's curves for nitrogen, air and sulphur hexafluoride", Electra 32, pp.61-82, 1974.
- [83] Y. A. Safar, N. H. Malik, A. H. Qureshi, "Impulse breakdown behavior of negative rod-plane gaps in SF₆-N₂, SF₆-Air and SF₆-CO₂ mixtures", IEEE, Trans. Electrical Insulation, Vol. EI-17, N°.5, October 1982.
- [84] S. Bonisch, W. Kalkner, D. Pommerenke, "Modeling of short-gap ESD under consideration of different discharge mechanisms", IEEE, Trans. of plasma Science, Vol.31, N°.4, 2003.
- [85] S. Berge, "Onset on breakdown voltage reduction by electrode surface roughness in Air and SF₆", IEEE, Trans. on power app.ar. and syst. Vol .95, N°.4, July/August 1976.
- [86] N. L. Allen, "Correction Procedures for High-Voltage Measurements Under à Variable Air Density", IEE, Proceeding – Science, Measurement and technology 2006.
- [87] M. Haidara, A. Denat and P. Atten, "Corona discharge in high pressure Air", Journal of electrostatics, Vol. 40, 1997.
- [88] V. Nikonov, R. Bartnikas, M. R. Wertheimer, "The influence of dielectric surface charge distribution upon the partial discharge behavior in short air gaps", IEEE, Trans. on Plas. Scie. Vol. 29, N°.6, 2001.
- [89] P. N. Mikropoulos, V. N. Zagkanas, "Threshold inception conditions for positive DC corona in the coaxial cylindrical electrode arrangement under variable atmospheric conditions", IEEE, Trans. on Diel. and Elect. Insula. Vol.22, N°.1, 2015.
- [90] N.L. Allen, J. C. P. Kong, "Positive corona inception in air at elevated temperatures", IEE, Proc. Sci. Meas. Technol. Vol.153, N°.1, 2006.

- [91] E. Sili, F. Koliatene, J. P. Cambronne, "Pressure and temperature effects on the Paschen curve", IEEE, Conference Publishing, Univ. de Toulouse, France 2011.
- [92] N. Liun, J. R. Dwyer, H. Rassoul, "Effects of pressure and humidity on positive corona inception from thunder cloud hydrometeors", *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 80, pp.179–186, 2012.
- [93] L. G. Christophorou, R. A. Mathis, S. R. Hunter, and J. G. Carter, "Effect of temperature on the uniform field breakdown strength of electronegative gases", *Journal of Applied Physics*, 1988.
- [94] B. Florkowska, M. Florkowski, J. Roehrich, P. Zydron, "Partial discharge mechanism in a non-uniform electric field at higher pressure", *IET, Sci. Meas. Technol.* Vol. 5, 2011.
- [95] R. Morrow, "Theory of electrical corona in SF₆", *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research*, A 382, pp. 57- 65, 1996.
- [96] D. Dubois, "Réalisation et caractérisation d'un réacteur plasma de laboratoire pour des études sur la dépollution des gaz d'échappement", Thèse de doctorat, Univ. De Toulouse III, 2006.
- [97] H. Javadi, M. Farzaneh, A. Peyda, "Determination of electric field at inception based upon current-voltage characteristics of AC corona in rod-plane gaps", *Iranian Journal of Electrical & Electronic Engineering*, Vol. 6, N^o. 2, 2010.
- [98] R. Coelho, J. Debeau, "Properties of the tip-plane configuration", *Journal of Physics D: App. Phy.*Vol. 4, 1970.
- [99] W. L. Lama, C. F. Gallo, "Systematic study of the electrical characteristics of the trichel current pulses from negative needle-to-plane coronas", *J. App. Phys.* Vol. 45, N^o. 103, 1974.
- [100] D. Vanderborn, P. H. F. Morshuis, J. J. Smit, A. Girodet, "The influence of thin dielectric coatings on LI and AC breakdown strength in SF₆ and dry air", IEEE, Intern. Conf. on Solid Diele. June 30 – July 4, Bologna, Italy, 2013.
- [101] A. Peschot, C. Poulain, N. Bonifaci, O. Lesaint, "Electrical breakdown voltage in micro- and sub micrometer contact gaps (100nm - 10µm) in air and nitrogen", IEEE, Holm Conference on Electrical Contacts, 2015.

- [102] E. Onal, "Breakdown characteristics of gases in non-uniform fields", Journal of Electr. & Electron. Engin. Vol. 4, Istanbul University, 2004.
- [103] M. Bujotzek, M. Seeger, "Parameter dependence of gaseous insulation in SF₆", IEEE, Trans. on Dielec. and Electr. Insul. Vol. 20, N^o. 3, June 2013.
- [104] Y. Qiu, "Simple expression of field non uniformity factor for hemispherically capped rod-plane gaps", IEEE, Trans. on Elect. Insul. Vol. EI-21 N^o.45, August 1986.
- [105] A. A. Azer, R. P. Comsa, "Influence of field non uniformity on the breakdown characteristics of sulfur hexafluoride", IEEE, Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI-8, pp. 136-142, 1973.
- [106] A. Venkatraman and A. A. Alexeenko, "Scaling law for direct current field emission-driven microscale gas breakdown", Physics of plasmas Vol. 19, 2012.
- [107] R. J. Van Brunt, M. Misakian, "Mechanisms for inception of DC and 60-Hz AC corona in SF₆", IEEE, Trans. on Electr. Insul. Vol. 17, April 1982.
- [108] S. Berger, "Onset or breakdown voltage reduction by electrode surface roughness in Air and SF₆", IEEE, Trans. on Power Appar. And Syst. Vol. 95, August 1976.
- [109] P. Sattari, G. S. Peter Castle, K. Adamiak, "Numerical simulation of trichel pulses in a negative corona discharge in Air". IEEE, Trans. on Indus. Applic. Vol.47, N^o.4, July/August 2011.
- [110] J. J. Lowke and F. D'alessandro, "Onset corona fields and electrical breakdown criteria", J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 36, N^o. 21, pp. 2673–2682, 2003.
- [111] N. H. Malik and A. H. Qureshi, "Calculation of discharge inception voltages in SF₆-N₂ mixtures", IEEE, Trans. Electr. Insul, Vol. EI-14 N^o. 2, April 1979.
- [112] N. H. Malik and A. H. Qureshi, "Breakdown gradients in SF₆-N₂, SF₆-Air and SF₆-CO₂ mixtures", IEEE, Trans. on Elect. Insul., Vol.15, N^o.5, pp.413- 418, 1980.
- [113] S. A. Ward, M. A. Abd Allah, A. A. Youssef, "Particle Initiated "Breakdown inside gas insulated switchgear for various gases mixtures", Intern. Jour.on Electr. Engin. and Inform. Vol. 4, N^o. 2, July 2012.
- [114] T. Nitta, Y. Shibuya, "Electrical breakdown of long gaps in sulfur hexafluoride", IEEE, Trans on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-90, May 1971.

- [115] N. H. Malik and A. H. Qureshi, "A review of electrical breakdown in mixtures of Sulphur Hexafluoride and other gases", IEEE, Trans. on Elect. Insul., Vol. EI-14, N^o. 1, pp. 1-13, 1979.
- [116] A. Lemzadmi, "Etude des propriétés diélectriques des gaz isolants sous pression en vue de nouvelles applications", Thèse de doctorat, université d'Annaba, 2006.
- [117] F. Sadaoui and A. Beroual, " Influence of polarity on breakdown voltage of gases in divergent electric field under lightning impulse voltages ", International Conference on High Voltage Engineering and Application, Shanghai, China, September 17-20, 2012.
- [118] A. Pedersen, P.W. Karlsson, E. Bregnsbo, T. Munk Nielsen, "Anomalous breakdown in uniform field gaps in SF₆", IEEE, Trans. Power Apparatus And Systems, Vol. 89, 1973.
- [119] Y. Li, C. Liu, "Simulation of corona discharge process in multistage gas switches using VORPAL", IEEE, Tran. On Plas. Scie. Vol. 42, N^o. 1, 2014.
- [120] P. J. Chantry and R. E. Wootton, "A critique of methods for calculating the dielectric strength of gas mixtures", J. Appl. Phys. Vol. 52, N^o. 4, April 1981.
- [121] T. N. Giau And J. B. Jordan, " Modes of corona discharges in Air", IEEE, Transactions On Power Apparatus And Systems, Vol. Pas-87, N^o.5, May 1968.
- [122] H. Parekh, K. D. Srivastava, "Effect of avalanche space charge field on the calculation of corona onset voltage", IEEE, Trans. on Elect. Insul. Vol. EI-14, N^o. 4, 1979.
- [123] L. E. Kline, D. K. Davis, C. L. Chen and P. J. Chantry, "Dielectric properties for SF₆ and SF₆ mixtures predicted from basic data", Proc. Intern. Symp. on Gaseous Dielectrics, Knoxville, Tenn., USA, pp. 258-272,1978.
- [124] N. H. Malik, A. H. Qureshi, G.D.Theophilus, "Prebreakdown phenomena in SF₆-N₂ mixtures at various pressures", Proc. IEEE, Int. Symp. on Electrical Insl. philadelphia, pp.140-145, June 2- 4, 1978.
- [125] J. Zhang, K. Adamiak, G. S. P. Castle, "Numerical modeling of negative - corona discharge in oxygen under different pressures", Journal of Electrostatics Vol. 65, 2007.
- [126] D. Zhang, D. Xu, "Analysis of the current for a negative point to plane corona discharge in Air", Journal of Electrostatics Vol. 25, 1990.

- [127] A. Maglaras, F. Topalis, "Influence of ground and corona currents on dielectric behavior of small Air gaps", IEEE, Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 16, N° 1, 2009.
- [128] A. Pedersen, "Calculation of spark breakdown or corona starting voltages in non uniform fields", IEEE, Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. 86, N° 2, February 1967.
- [129] J. P. Jestin, "Analyse du vieillissement de la résine époxyde soumise à un plasma froid de type décharge couronne", Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, Paris, 1987.
- [130] D. Dubois, N. Merbahi, O. Eichwald, "Electrical analysis of positive corona discharges in Air and N₂, O₂, and CO₂ mixtures", Journal of Applied Physics 101, 053304, 2007.
- [131] A. S. Hasaani, H. J. Mohammed, "Measurements of corona discharge in non uniform field freon gap", Diyala Journal of Engineering Sciences, Vol. 07, N° 04, 2014.
- [132] T. N. Tran, P. L. Lewin, G. E. Georghiou, "Numerical modeling of negative discharges in Air with experimental validation", J. Phys. D. Appl. Phys. Vol. 44, 2011.
- [133] T. Hirata, H. Ueno, and H. Nakayama, "Characteristics of N₂/SF₆ mixture gas in creeping discharge developing in narrow gap with backside electrode", Electrical Engineering in Japan, Vol. 158, N° 2, 2007.
- [134] F. A. M. Rizk and M. B. Eteiba, "Impulse breakdown voltage-time curves of SF₆ and SF₆-N₂ in coaxial cylinder gaps", IEEE, Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-101, N° 12, pp.4460 – 4471, 1982.
- [135] H. M. Ryan, "Electric field of rod-plane spark gaps", Proc. IEE, Vol. 117, pp. 283-284, 1970.
- [136] S. Ohtsuka et al. "Insulation properties of a CO₂/N₂ 50% SF₆ gas mixture in a non uniform field", Electr. Eng. In Japan, Vol. 121, N° 7, pp.830-836, July 2001.
- [137] A. Lemzadmi, F. Beloucif, A. Guerroui, A. Denat, "Inception corona discharge voltages in SF₆-N₂ gas mixtures at high gas pressure", Intern. Jour. on Electr. Engin. and Inform. Vol. 6, March 2014.

- [138] E. Larouche, "Exploration de différentes architectures de réseaux de neurones pour la prédiction de la glace atmosphérique sur les conducteurs des réseaux électrique", mémoire présenté a l'université du Québec, 2002.
- [139] G. Cybenko, "Approximation by superposition of a sigmoidal function", Mathematics of Control, Signals, and Systems, Vol. 2, N^o.4, pp.303 –314, 1989.
- [140] A. Gueroui, "Prédiction des paramètres des décharges couronnes dans le mélange SF₆-N₂", Thèse de doctorat, Université 8 mai 1945 Guelma, 2016.
- [141] A. A. Hosny, "A dynamic model for a gas-liquid corona discharge using neural networks", IEEE, Transactions on Power delivery, Vol. 24, N^o. 3, pp.1234 -1239, August 2009.