

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À CHICOUTIMI

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ À
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À CHICOUTIMI**

**COMME EXIGENCE PARTIELLE
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE
MAÎTRISE EN RESSOURCES ET SYSTÈMES**

PAR

YA LI, B.SC.A

**CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DE L'INFLUENCE DES DÉCHARGES
DE COURONNE SUR LA PERTE DE VOLUME D'UNE ASPÉRITÉ DE GLACE
PORTÉE À UN POTENTIEL ÉLEVÉ**

AVRIL 1993



Mise en garde/Advice

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

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

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

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

RÉSUMÉ

Les résultats d'une étude relative à l'accumulation de la glace sur les conducteurs portés à un potentiel élevé, ont démontré que la structure de la glace déposée dépend de la polarité et de la valeur du champ électrique à la surface du conducteur. La structure de la glace devrait être reliée à la nature et à l'intensité des décharges par effet de couronne, lesquelles sont fonction de la polarité et de la valeur du champ électrique. Dans cette étude, certaines conséquences des effets de la décharge de couronne en tension alternative et en tension continue, sur un cône de glace porté à différentes températures inférieurs à 0°C, ont été examinées.

Premièrement, la perte de volume à la pointe du cône de glace placé à une distance de 2 cm d'une grille en acier inoxydable a été mesurée en fonction de la température (de -5°C à -20°C) et de la tension (de 15 kV à 25 kV). Deuxièmement, la vitesse du vent ionique a été mesurée sous la grille en utilisant un tube de Pitot connecté à un capteur de pression. Il a été démontré, pour des valeurs données de tension et de température, que le taux d'érosion de glace était plus élevé en tension alternative qu'en tension continue. En plus, il a été observé que la vitesse du vent ionique était approximativement la même sous les tensions alternatives et continues positives. La vitesse du vent ionique et le transfert d'énergie aux aspérités de glace par les ions et les électrons ne semblent pas être les facteurs responsables de la création des différences de la structure de glace sous des différentes polarités de la tension.

REMERCIEMENTS

Je tiens avant tout à remercier Monsieur Masoud Farzaneh, professeur titulaire à l'UQAC, pour avoir dirigé mes travaux et m'avoir prodigué ses conseils. Je remercie également Monsieur Claude D'Amours, Monsieur Du Nguyen-Dang et Monsieur Mario Hamel, pour l'aide à mes recherches.

Je remercie sincèrement Docteur Jacek Kiernicki, Monsieur Marc Fortin et mon mari Gilles Goyette pour la correction de ce texte.

Je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé dans mes études à l'Université du Québec à Chicoutimi.

TABLE DES MATIERES

RÉSUMÉ.....	i
REMERCIEMENT.....	ii
LISTE DES FIGURES.....	v
LISTE DES TABLEAUX.....	vi
NOMENCLATURE.....	vii
CHAPITRE I - Introduction.....	1
1.1 Problématique et revue de la littérature.....	2
1.2 Objectif principal du présent travail.....	3
CHAPITRE II - Effet de couronne.....	4
2.1 Définition.....	5
2.2 Processus de la décharge de couronne.....	5
2.3 Seuil critique de l'effet de couronne.....	6
2.4 Modes de décharge par effet de couronne.....	7
2.4.1 Effet de couronne en tension continue positive.....	7
2.4.2 Effet de couronne en tension continue négative.....	9
2.4.3 Effet de couronne en tension alternative.....	10
2.5 Décharge de couronne sur une goutte d'eau.....	11
2.5.1 Tension continue positive.....	11
2.5.2 Tension continue négative.....	12
2.5.3 Tension alternative.....	13
2.6 Conséquences de l'effet de couronne dans l'air.....	14
2.6.1 Pertes d'énergie.....	14
2.6.2 Interférences radio - télévision.....	14
2.6.3 Bruit audible.....	15
2.6.4 Vent ionique.....	16

CHAPITRE III - Techniques expérimentales	18
3.1 Source à haute tension et enceinte réfrigérée.....	19
3.2 Fabrication des cônes de glace	19
3.3 Montage et procédures	20
CHAPITRE IV - Résultats expérimentaux	24
4.1 Courant de décharge.....	25
4.2 Pertes de volume.....	32
4.3 Vitesse du vent ionique.....	37
4.4 Discussion des résultats.....	40
CHAPITRE V - Conclusion.....	43
RÉFÉRENCES	46
ANNEXE A Calcul de la perte de volume et de la vitesse du vent ionique.....	A-1
ANNEXE B Résultats numériques des essais.....	B-1

LISTE DES FIGURES

Figure 3.1:	Montage expérimental	21
Figure 4.1:	Variations du courant de décharge durant les premières 5 minutes.....	29
Figure 4.2:	Variations du courant de décharge durant la période de 30 minutes.....	30
Figure 4.3:	Variations du courant de décharge en fonction de la tension.....	31
Figure 4.4:	Pertes de volume en fonction du temps.....	35
Figure 4.5:	Pertes de volume en fonction de la température T_0.....	36
Figure 4.6:	Variations du courant de décharge en fonction de la température T_0.....	39
Figure 4.7:	Variations du vent ionique en fonction de la température T_0.....	39

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1: Décrément de l'intensité du courant de décharge durant une période de 5 minutes.....	26
Tableau 4.2: Décrément de l'intensité du courant de décharge durant une période de 30 minutes	27
Tableau 4.3: Accroissement de l'intensité du courant de décharge en fonction de l'augmentation de la tension appliquée	28
Tableau 4.4: Taux moyen des pertes de volume durant une minute	33
Tableau 4.5: Taux moyen des pertes de volume d'un cône de glace rapporté à 1°C d'accroissement de température	34

NOMENCLATURE

B	: Facteur d'agrandissement,
D'	: Diamètre de l'ombre du glaçon, en mm,
D	: Diamètre normal, en mm,
T	: Température ambiante, en °C,
T_0	: Température initiale, en °C,
H_0	: Hauteur initiale du glaçon, en mm,
H_1	: Hauteur du glaçon après 3 minutes de l'érosion, en mm,
H_n	: Hauteur du glaçon après $3*n$ minutes de l'érosion, en mm,
n	: Nombre de mesures,
ΔV	: Perte de volume, en mm^3 ,
P	: Pression atmosphérique, en Pa,
P_{statique}	: Pression statique, en Pa,
P_{air}	: Densité de l'air, en kg/m^3 ,
$P_{\text{H}_2\text{O}}$: Densité de l'eau, en kg/m^3 ,
v	: Vitesse du vent ionique, en m/s,
V	: Tension, en kV,
I	: Courant de décharge, en μA ,
t	: Temps, en minute,
c.a.	: Courant alternatif,
c.c.	: Courant continu.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

INTRODUCTION

1.1 PROBLÉMATIQUE ET REVUE DE LA LITTÉRATURE

Les articles scientifiques concernant l'influence des champs électriques sur la formation de la glace atmosphérique sur les conducteurs à H.T. sont rares. Au meilleur de notre connaissance, la plupart des études ont été effectuées pour examiner l'influence des champs électriques naturels sur la nucléation de la glace dans les nuages atmosphériques [1-5]. D'après ces études, la nucléation de la glace peut se produire dans les nuages naturels, en présence d'un champ électrique continu et de substances hydrophobes. Toutefois, le mécanisme par lequel un champ électrique influence la nucléation de la glace est inconnu.

En regard à la formation de glace sur le conducteur à haute tension, quelques études expérimentales ont été effectuées précédemment dans notre Université [6-7]. On a constaté qu'en présence d'un champ électrique, la glace formée avait une structure d'arborescence. Pour les valeurs de champ électrique négatif, au-dessus de 10 kV/cm à la surface du conducteur, la quantité de glace accumulée était plus faible que celle déposée dans les mêmes conditions expérimentales sur le conducteur porté à un champ positif ou alternatif de même valeur. En plus, la présence d'un champ électrique élevé réduit la densité de la glace accumulée. Les effets du champ positif sur la densité de glace étaient moins prononcés que ceux du champ négatif. Ces études ont également montré qu'un champ alternatif avait moins d'influence sur la densité de la glace qu'un champ continu (positif ou négatif). Le changement de la structure de la glace était attribué au vent ionique et à la solidification des

gouttelettes d'eau surfondues le long des canaux d'ionisation, mais il n'y a pas de preuves évidentes pour confirmer cette hypothèse.

1.2 OBJECTIF PRINCIPAL DU PRÉSENT TRAVAIL

Les objectifs généraux de ce projet de recherche, mené depuis plusieurs années à l'Université du Québec à Chicoutimi, est d'étudier les conséquences de l'effet de couronne sur la modification du volume d'une aspérité de glace soumise à la haute tension.

La perte de volume d'un cône de glace et la vitesse du vent ionique, pour un courant de décharge constant, aussi bien que leurs effets sur la formation de l'arborescence de glace, ont été antérieurement étudiés [8-10]. Pourtant, dans ces études seules les décharges de couronne sous tensions continues positive et négative, avec un courant constant, étaient considérées et aucune expérience sous tension alternative n'a été effectuée.

Le but principal de cette étude est donc de compléter les travaux antérieurs, effectués sous tensions continues à un courant constant, en examinant l'érosion de la pointe d'une aspérité de glace et la vitesse du vent ionique pour les valeurs constantes des tensions alternatives et continues.

CHAPITRE II

EFFET DE COURONNE

EFFET DE COURONNE

2.1 DÉFINITION

On appelle "décharges de couronne" l'ensemble des phénomènes de décharge autonome qui précède le claquage. Les décharges de couronne apparaissent surtout à pression élevée (>20mmHg) dans un champ électrique non-uniforme. Prenons l'exemple d'un conducteur filiforme placé suivant l'axe d'un cylindre relié à la masse. Si l'on applique un potentiel élevé au conducteur central, le champ électrique est maximal à la surface du conducteur. Il décroît ensuite très rapidement avec la distance radiale. Lorsque le champ appliqué à la surface du conducteur dépasse une valeur de seuil, l'ionisation apparaît au voisinage immédiat du conducteur. Dans l'obscurité, la décharge partielle autour du conducteur est visible à l'oeil nu sous forme de couronnes lumineuses. C'est la raison pour laquelle le phénomène est appelé "effet de couronne".

2.2 PROCESSUS DE LA DÉCHARGE DE COURONNE

Il existe toujours dans l'air un certain nombre d'électrons libres, créés par rayonnements cosmiques ou dus à l'ionisation naturelle par les substances radioactives dans la terre. Lorsque ces électrons sont soumis à un champ électrique élevé, ils sont accélérés, et si le champ est assez intense, l'énergie qu'ils acquièrent devient suffisante pour provoquer l'ionisation des molécules neutres qu'ils heurtent. Il se crée alors de nouveaux électrons

libres, lesquels soumis au même champ vont également ioniser des molécules et ainsi de suite, le processus prend une allure d'avalanche dite de Townsend. Pour qu'une telle avalanche puisse se maintenir, il faut qu'elle atteigne une taille critique, et que le champ ait une valeur suffisante [12].

2.3 SEUIL CRITIQUE DE L'EFFET DE COURONNE

Lorsqu'un conducteur est soumis à une tension croissante, le champ critique de l'effet de couronne est défini par l'apparition brusque d'une importante conductivité de l'air dans son voisinage immédiat.

Selon F.W. Peek [12], pour une configuration cylindrique, l'apparition de l'effet de couronne est fonction du champ superficiel, du rayon du conducteur, et de la densité de l'air selon la relation suivante:

$$E_c = E_p \delta \left(1 + \frac{K}{\sqrt{\delta \cdot r}} \right) \quad , \quad 2.1$$

- où: E_c est le champ critique, en kV/cm,
 E_p est le champ superficiel, $E_p = 31$ kV/cm,
 K est le coefficient, $K = 0.308$,
 r est le rayon du conducteur, en cm,
 δ est la densité relative de l'air = $3.92P / (273 + T)$, ($\delta = 1$ pour $P=76$ cm Hg et $T = 25^\circ$),
 T est la température, en $^\circ\text{C}$,
 P est la pression de l'air, en cm Hg.

Cette formule, reliée à l'effet de couronne, montre un effet non-négligeable de la température ambiante sur le champ critique E_c . En effet, à pression constante, pour une température qui varie entre 0°C et 60°C , on obtient un champ critique différent soit: 44.18 kV/cm pour 0°C et 37.87 kV/cm pour 60°C . Ainsi l'effet de couronne apparaît à une tension plus faible lorsque la température augmente.

Il est à noter que l'état de surface du conducteur est très important dans la détermination du champ électrique. La relation précédente ne se vérifie que pour des surfaces parfaitement polies. La rugosité superficielle diminue le champ critique, et on tient compte de cet effet en attribuant au conducteur un coefficient expérimental $m \leq 1$, appelé coefficient de surface. Le champ critique E_0 d'un conducteur imparfaitement poli s'exprime alors sous la forme $E_0 = mE_c$ [12].

2.4 MODES DE DÉCHARGE PAR EFFET DE COURONNE

Nous décrivons ci-dessous, les différents modes de décharge de couronne dans l'air à pression atmosphérique selon la nature de la tension appliquée.

2.4.1 Effet de couronne en tension continue positive

Les électrons libres existant dans l'air se déplacent vers l'anode tout en produisant des avalanches par ionisation secondaire. Puisque ces électrons se déplacent vers une région où l'intensité du champ croît rapidement, la multiplication des charges devient plus facile. C'est la raison pour laquelle le champ de seuil de l'effet de couronne est légèrement plus petit en tension positive qu'en tension négative.

On observe dans la plupart des configurations, trois principaux modes de décharge à l'anode: les impulsions au début du phénomène (positive onset pulses), la lueur de Hermstein (Hermstein glow) et les effluves précédant la disruption (positive breakdown streamers). Il est à remarquer qu'au début du phénomène, dans certaines configurations d'électrodes, on peut observer des impulsions plus faibles que les impulsions au début, appelées en anglais "corona burst". Ces impulsions proviennent des effluves latéraux dont la lueur forme une couche mince très proche de l'anode.

Dès que la tension appliquée dépasse la valeur critique de l'effet de couronne, les effluves ou les streamers se forment avec un canal radial fortement ionisé et avec de multiples dérivations de moindres intensités. Ces dernières se situent dans une zone où le champ électrique est relativement modéré.

La lueur de Hermstein est une décharge continue avec une anode sphérique. Cependant avec une anode effilée les streamers continuent à apparaître sous forme d'impulsions mais de façon erratique.

Après la zone "morte" de la lueur de Hermstein, si la tension appliquée augmente, on se dirige vers la disruption. Cependant, juste avant le claquage, des canaux d'ionisation devront être formés. Ce sont des streamers qui précèdent le claquage. On explique la formation de ces streamers par la non-uniformité de la zone ionisée de Hermstein. En certains endroits, cette zone d'ionisation est plus forte, ce qui est à l'origine des streamers positifs qui se forment de la même façon que les streamers au début du phénomène. La seule différence

consiste à ce que les streamers précédant la disruptive se propagent jusqu'à la cathode pour former un ou plusieurs canaux conducteurs de l'anode à la cathode.

2.4.2 Effet de couronne en tension continue négative

Dans le cas de la décharge à la cathode, les électrons sont contenus à la base de la flèche, en route vers l'anode, c'est à dire vers les régions où le champ est de moins en moins intense. C'est probablement la raison pour laquelle les branches des effluves négatifs sont divergentes. Dans le cas de la décharge à l'anode, les électrons se dirigent vers l'anode, une région où règne un champ électrique d'intensité croissante. Ils suivent donc à peu près les lignes de champ. Nasser [13] a montré que les branches des effluves des décharges à l'anode sont convergentes.

Sur les protubérances sphériques, il y a aussi des effluves latéraux qui couvrent la surface de l'anode. Ils sont causés par des charges négatives très proches de l'anode. Ces charges préviennent le développement des effluves radiaux, car elles réduisent le champ électrique au voisinage de l'anode.

Si l'on augmente la tension appliquée, la fréquence de répétition des implusions créées par les effluves radiaux augmente jusqu'à une valeur critique, au-delà de laquelle la charge d'espace négative arrête ce mode de décharge et un autre mode de décharge sans impulsions aura lieu. Cette transition est plus nette avec une protubérance sphérique.

2.4.3 Effet de couronne en tension alternative

Lorsque la fréquence du courant alternatif est de 60 Hz, la durée de chaque alternance est de 8.33 ms. Par ailleurs la disruptive se complète normalement en un temps de 10^{-6} à 10^{-8} s. On voit donc que lorsque la disruptive a lieu, le changement de polarité d'un champ électrique alternatif ne peut plus interrompre le phénomène.

En ce qui concerne la différence des influences des champs de deux types (alternatifs et continus) sur l'ionisation, cela dépend de la distance de décharge. La distance maximale d_{\max} entre les électrodes pour laquelle les charges produites pendant la première alternance sont encore évacuées avant que la polarité du champ soit inversée, est égale:

$$d_{\max} = \frac{\mu E_0}{2\pi f} \quad , \quad 2.2$$

où: μ est un coefficient, en $\text{cm}^2/\text{V.s}$

E_0 est le champ de seuil de l'effet de couronne, en V/cm

f est la fréquence, en $1/\text{s}$

Si $d > d_{\max}$, les ions positifs ne réussissent pas à rejoindre la cathode avant le changement de la polarité. Même les ions négatifs produits pendant l'alternance positive n'atteignent pas l'électrode chargée positivement avant que la polarité soit inversée. Ces ions, étant repoussés cette fois par l'électrode chargée négativement, se dirigent vers la région dont le champ est de plus en plus faible, ils ne seront plus évacués. L'importante quantité de charges d'espace en tension alternative encourage les modes de décharge sans impulsion

(leur négative et leur de Hermstein) à se produire à des tensions plus faibles que celles observées en tension continue. Il y a donc très peu de streamers.

2.5 DÉCHARGE DE COURONNE SUR UNE GOUTTE D'EAU

2.5.1 Tension continue positive

Selon les études menées par English [14] sur une goutte d'eau en configuration pointe-plan sous tension continue positive, il existe quatre régimes de tension distincts:

- 1) régime d'impulsions de décharge de couronne avec pulvérisation de micro-gouttelette d'eau;
- 2) régime d'effluves sans éjection d'eau;
- 3) régime stable de décharge de couronne sans pulvérisation d'eau;
- 4) régime de délestation des gouttes accompagnées de grandes impulsions électrostatiques dues à la gouttelette quittant la pointe.

Initialement, la décharge est caractérisée par des impulsions au début associées à l'éjection de micro-gouttelettes. En augmentant la tension, une lueur stable de décharge de couronne apparaît et l'éjection des gouttelettes cesse. Finalement, on atteint la rélestation des gouttes [14]. A noter que dans ce travail, on identifie le régime de délestation des gouttes par la tension appliquée lorsqu'une gouttelette visible à l'oeil se détache de la goutte. On fait référence à cette tension sous le nom de tension de délestage et au champ électrique correspondant par E_d .

2.5.2 Tension continue négative

En polarité négative, une confusion existe concernant la nature des décharges qui sont émises à partir de la surface de l'eau.

Puisque l'eau est un émetteur secondaire très pauvre, l'émission d'électrons provenant de l'eau dans un champ électrique non-uniforme est très faible. Pour cette raison, Loeb a nié l'existence des ondes de Trichel près de la surface de l'eau en expliquant les oscillations par les aigrettes "streamer" rétrogrades provenant de fines gouttelettes émises par la pointe d'eau [15].

Selon Boulet et Jordan [16], leur étude sur une goutte d'eau distillée a montré qu'après les vibrations initiales et la dispartion de l'eau en excès, on obtient le régime stable de la goutte pointue sans pulvérisation d'eau. Les décharges sont ordinairement limitées à un point de la goutte mais quelquefois, on a observé aussi un déplacement du point d'émission comme sur l'électrode métallique. Les décharges ressemblent aux ondes de Trichel mais leur répétition est beaucoup plus faible. La forme du courant émis paraît également plus complexe.

Les impulsions de Trichel ne peuvent donc pas se développer près des gouttes d'eau portées à un potentiel négatif à cause du manque d'électrons libres dans la région de forte valeur de champ électrique. Dans ces conditions, la répétition des implusions est aléatoire et dépend de l'intensité du rayonnement ambiant [15].

2.5.3 Tension alternative

On observe, pour un champ alternatif, une plus grande instabilité des gouttes suspendues au conducteur comparativement à un champ continu. Lorsque le champ électrique augmente, on observe successivement des vibrations latérales à la fréquence du réseau, des oscillations verticales et des déplacements horizontaux de la goutte sur le conducteur [17].

La goutte d'eau forme un cône vibrant d'où des gouttelettes miniatures sont éjectées occasionnellement. Au début, les périodes d'éjection sont intermittentes ainsi que la décharge couronne qui prend la forme d'impulsions pour la demi-alternance négative et une lueur stable pour la positive. L'amplitude de la décharge couronne et la lueur stable augmentent avec le potentiel [14].

Pour une excitation à courant alternatif sur une goutte d'eau en configuration pointe-plan, les impulsions ont une allure très voisine de celles des ondes de Trichel, mais certaines anomalies existent comme la diminution de l'amplitude de décharges en fonction du temps pendant la demi-période négative. Donc à la pression atmosphérique et pour une excitation à tension alternative à 60 Hz, l'effet de la charge d'espace peut être considéré comme suffisant pour rétablir les ondes de Trichel en l'absence d'émission secondaire d'électrons [17].

Durant la demi-alternance positive, la charge d'espace négative produite durant la demi-alternance négative supprime les impulsions au début et favorise la lueur de Hermstein.

2.6 CONSÉQUENCES DE L'EFFET DE COURONNE DANS L'AIR

2.6.1 Pertes d'énergie

Les pertes d'énergie annuelles causées par effet couronne sont relativement faibles. C'est surtout lors de mauvais temps que ces pertes deviennent passagèrement importantes. Les pertes maximales pendant des courtes périodes perturbées, par exemple sous la pluie ou la neige, peuvent même atteindre des centaines de kW/km. Cette augmentation des pertes a une influence négative sur la livraison d'énergie, surtout pendant les périodes de pointes. Les pertes entraînées par effet de couronne augmentent avec le niveau de tension. En vue de réduire les pertes d'énergie très élevées, les concepteurs des lignes de transport déterminent les diamètres des conducteurs en fonction du champ critique E_0 .

En pratique, des abaques basés sur E_0 et l'intensité des précipitations (moyenne et maximale) permettent d'estimer facilement les pertes par effet de couronne.

2.6.2 Interférences radio - télévision

Lors des décharges par effet de couronne, les charges électriques (électrons, ions positifs, ions négatifs, photons) se déplacent au voisinage des conducteurs. Ce déplacement des charges est à l'origine des inductions électromagnétiques.

Les courants induits peuvent être transmis par les transformateurs ou conduits par le conducteur neutre pour atteindre les récepteurs (radio et TV) et créer des perturbations appelées interférences radio - télévision.

Ces interférences peuvent être également captées par les antennes des récepteurs qui se trouvent proches des lignes de transport d'énergie. Il est même probable que l'énergie de ces charges peut se propager et se réfléchir sur les structures métalliques et les grilles dans l'air libre pour se rendre aux antennes éloignées. Cette possibilité est encore plus probable en temps perturbé. Outre l'effet de couronne, il y a aussi des étincelles ou des petits arcs électriques qui sont surtout responsables des interférences TV. Ces arcs électriques se produisent dans les petits espaces entre les objets chargés et la masse. Ces espaces se trouvent aux attaches entre les conducteurs et les isolateurs des lignes de H.T.

2.6.3 Bruit audible

Il est connu depuis longtemps que l'effet de couronne pendant la pluie donne des impressions acoustiques de crépitement et de sifflements. Cependant, les responsables des lignes de transport d'énergie n'ont reçu des plaintes, relatives aux gênes acoustiques, que depuis la mise en service des lignes dont la tension dépasse 500 kV. En-deçà de cette tension, les interférences radiophoniques sont plus importantes, de sorte que si les conducteurs sont choisis pour assurer un niveau acceptable d'interférence radiophonique, les bruits audibles ne devraient pas être un problème.

Au-dessus de 500 kV les bruits audibles constituent un problème aussi important que les interférences radiophoniques et dans certains cas, ils constituent un paramètre cause majeur dans la détermination du type et de la dimension des conducteurs.

2.6.4 Vent ionique

Les collisions élastiques entre deux particules sont des collisions qui laissent inchangée l'énergie cinétique totale du système et aussi, par conséquent, son énergie interne. Ces collisions sont pratiquement les seules qui se produisent dans un gaz neutre où elles permettent l'établissement de l'équilibre thermodynamique. Dans les gaz ionisés, elles contribuent efficacement à l'établissement du régime permanent.

Si les collisions élastiques ne modifient que la vitesse des particules, les collisions inélastiques entraînent des changements de l'énergie interne ou de la nature des particules.

Lorsqu'on applique un champ électrique à un gaz, les électrons libres se déplacent dans le sens opposé au champ appliqué. Ils entrent en collision élastique avec les molécules du gaz et grâce à ces collisions élastiques, l'énergie cinétique et par conséquent la vitesse des électrons augmentent. Lorsque l'énergie cinétique des électrons devient importante, elle peut produire des collisions inélastiques avec les atomes neutres du gaz.

Après une telle collision, il reste en général un électron et un électron rapide qui emporte la majeure partie de l'énergie cinétique non consommée dans la réaction. Cette possibilité qu'ont les électrons d'accumuler l'énergie cinétique entre plusieurs chocs conduit à une ionisation par impact entre électrons et molécules dans un champ électrique ayant une intensité relativement faible.

Une des conséquences des décharges de couronne est la création du vent ionique. Les ions créés par ces décharges sont accélérés par le champ électrique. La vitesse est transférée

aux molécules du gaz ambiant par la collision, lui donnant un mouvement de la pointe de l'aspérité vers le milieu du gaz.

CHAPITRE III

TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

3.1 SOURCE À HAUTE TENSION ET ENCEINTE RÉFRIGÉRÉE

Pour mener les essais, les sources à haute tension "Glassman", 50 kV en c.c. et "Messwandler-bau", 100 kV en c.a, ont été utilisées.

Les essais ont été effectués dans une enceinte réfrigérée ayant pour dimensions 70cm x 50cm x 55cm, qui permet d'obtenir une température minimale de -30°C. Au cours des expériences, la température a été variée entre -20°C et 4°C . La température a été mesurée avec un thermomètre à l'alcool.

3.2 FABRICATION DES CÔNES DE GLACE

Les cônes de glace, substituant des aspérités naturelles de glace, sont fabriqués par la congélation de l'eau distillée ayant une conductivité de 3.5 $\mu\text{S}/\text{cm}$. Ils ont un diamètre de base de 5mm et une longueur de 4cm. La courbure de la pointe des glaçons est d'environ 50 μ .

Pour fabriquer un cône de glace, on remplit d'eau distillée un cylindre dont le diamètre est plus grand que celui du cône. Une petite vis plongée partiellement dans l'eau est destinée à relier le cône de glace, une fois façonné, à la source de tension par intermédiaire

d'un conducteur. L'ensemble est posé dans un congélateur pour un temps nécessaire à la solidification de l'eau. Le cylindre de glace ainsi produit, sert ensuite à la fabrication du cône. Enfin, le cône de glace taillé adéquatement est placé dans une enceinte réfrigérée.

3.3 MONTAGE ET PROCÉDURES

Le montage expérimental est présenté à la figure 3.1. On peut observer que le cône de glace est placé verticalement au-dessus d'une grille métallique nivelée, en forme de filet à mailles de 0.5mm. La distance entre la pointe du glaçon et la grille d'électrodes est fixée à 2cm. Le montage expérimental est placé à l'intérieur de l'enceinte réfrigérée où la température ambiante peut être variée entre -30°C et $+4^{\circ}\text{C}$. Le glaçon est porté à haute tension (continue ou alternative), par intermédiaire d'un cylindre métallique (fig. 3.1). La grille est mise à la terre par une résistance de $1\text{k}\Omega$. Pour étudier les modifications de la pointe du glaçon causées par les décharges électriques, l'ombre de la pointe est projetée sur un écran. Cette ombre était agrandie 28.33 fois par un système optique composé d'une lentille et d'un miroir. La vitesse du vent ionique est mesurée à l'aide d'un tube de Pitot relié à un capteur différentiel de pression. Cette vitesse est mesurée sur l'axe du cône de glace à 1mm au-dessous de grille.

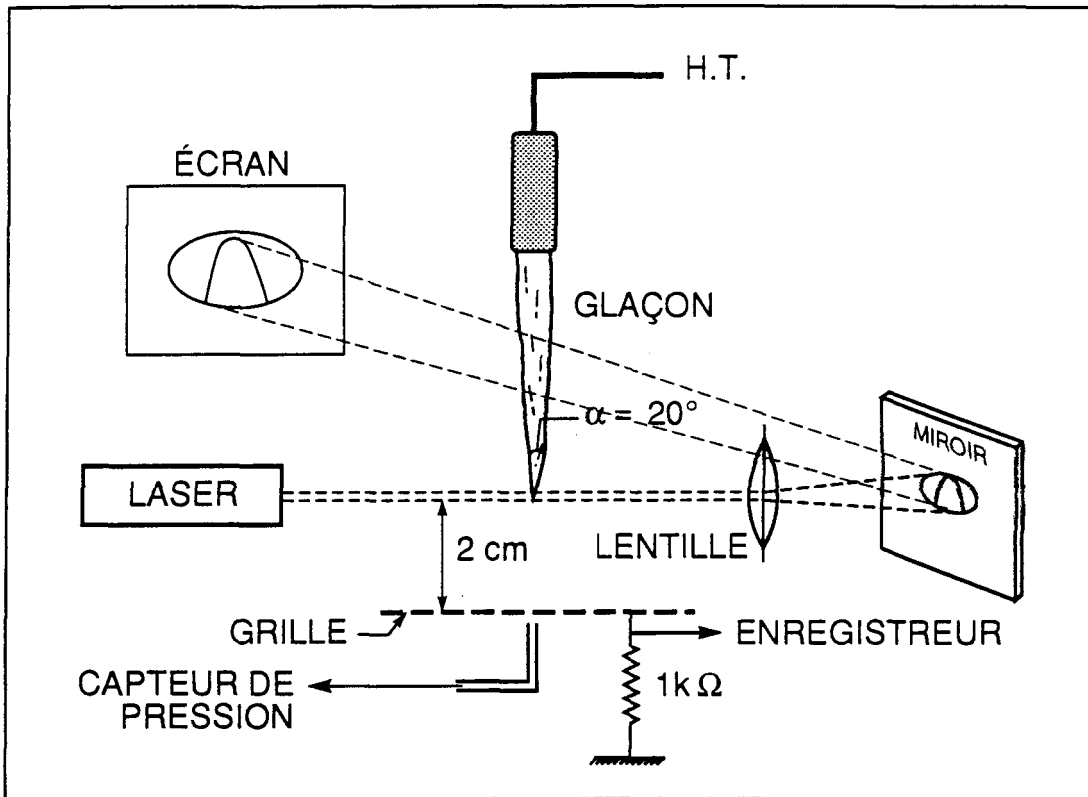


Figure 3.1: Montage expérimental

Les procédures expérimentales sont les suivantes:

- 1^{re} - ajustement de la distance entre la pointe du cône et la grille, à l'aide d'un cône métallique similaire à celui de glace,
- 2^{de} - installation du tube de Pitot au-dessous de la grille suivant l'axe vertical du cône,
- 3 - éclairage, dans l'obscurité totale, de la pointe du cône par un faisceau de laser afin de projeter son ombre sur un écran,

- 4 - étalonnage du système optique et la détermination du facteur d'agrandissement de l'ombre de pointe β , selon la formule:

$$\beta = \frac{D'}{D} \quad , \quad 3.1$$

où: D' est le diamètre de l'ombre mesuré sur l'écran,

D est le diamètre réel de l'aspérité de glace,

- 5 - réglage de la température ambiante et de l'humidité à l'intérieur de l'enceinte réfrigérée,
 6 - mise en place du cône de glace et son raccordement à la source de haute tension,
 7 - arrêt du système de refroidissement (du compresseur), l'ajustement des appareils de mesure et l'application de la tension d'essai.

Au cours de chaque essai, qui dure 30 minutes, on prélève à intervalles de 3 minutes, les données suivantes:

- l'intensité du courant de décharge,
- la vitesse du vent ionique,
- la température ambiante,
- l'humidité.

En même temps, on trace sur une feuille de papier fixée sur l'écran, la forme de l'ombre de la pointe du cône de glace. Chaque essai permet d'acquérir 10 relevés des grandeurs étudiées.

Les essais sont effectués pour différentes valeurs de tension (15 kV, 20 kV et 25 kV) et de température (-5°C, -10°C, -15°C et -20°C).

Le calcul de perte de volume de la pointe du cône de glace, à partir de l'évolution de son ombre, est présenté à l'annexe A.

CHAPITRE IV

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

4.1 COURANT DE DÉCHARGE

L'aspect visuel de la décharge de couronne à la pointe d'un cône de glace est similaire à celui observé à la pointe d'un cône de métal [8]. La décharge est caractérisée par l'apparition d'une lueur qui varie en intensité lumineuse en suivant la valeur et la polarité de la tension appliquée. Les impulsions négatives, observées avec un oscilloscope, sont similaires aux impulsions Trichel, leurs amplitudes augmentent avec la température et leur fréquence est relativement instable. Cette instabilité est attribuée aux changements de forme de la pointe du cône de glace durant l'essai.

Les figures 4.1a et 4.1b présentent les variations du courant de décharge durant une période de 5 minutes pour une température initiale $T_0 = -15^{\circ}\text{C}$. Les tensions appliquées (c.a., c.c.-, c.c.+) sont de 15 kV et de 20 kV respectivement. On peut remarquer que l'intensité du courant de décharge décroît au cours de l'essai pour toutes les tensions appliquées. La température ambiante n'a pas été constante et elle a monté pendant l'expérience de -15°C à -12°C .

Les décréments de l'intensité du courant de décharge, pour différentes valeurs et natures de tension appliquée, sont présentés dans le tableau 4.1.

Tension appliquée (kV)		Intensité initiale du courant (μA)	Intensité finale du courant (μA)	Décroissement (%)
15	c.a.	22.0	21.0	4.5
	c.c.-	10.0	8.0	20.0
	c.c.+	7.0	6.0	14.0
20	c.a.	52.0	50.0	3.8
	c.c.-	43.0	36.0	16.0
	c.c.+	23.0	20.0	13.0

Tableau 4.1: Décrément de l'intensité du courant de décharge durant une période de 5 minutes

Ces résultats montrent que la diminution de l'intensité du courant de décharge en tension continue est plus forte que celle enregistrée en tension alternative.

Les figures 4.2a, 4.2b et 4.2c présentent les variations du courant de décharge, durant une période de 30 minutes, pour une température initiale $T_0 = -10^\circ\text{C}$ et les trois valeurs de tension appliquée: 15 kV, 20 kV et 25 kV respectivement. On observe, en général, que l'intensité du courant de décharge décroît durant chaque essai pour toutes les tensions appliquées. La température ambiante s'est accrue au cours de l'essai de -10°C à 2°C .

Le tableau 4.2 présente le décroissement de l'intensité du courant de décharge durant la période de 30 minutes pour les différentes tensions d'essai.

Tension appliquée (kV)		Intensité initiale du courant (μ A)	Intensité finale du courant (μ A)	Décrément (%)
15	c.a.	23.0	20.3	11.7
	c.c.-	20.0	9.5	52.5
	c.c.+	14.6	8.4	42.5
20	c.a.	55.0	50.0	9.0
	c.c.-	49.0	25.0	49.0
	c.c.+	22.0	6.5	70.6
25	c.c.-	100.0	30.0	70.0
	c.c.+	80.0	15.0	81.2

Tableau 4.2: Décrément de l'intensité du courant de décharge durant une période de 30 minutes

Les résultats des essais montrent que le décrément de l'intensité du courant de décharge est toujours plus élevé en tension continue et sa valeur augmente nettement avec l'augmentation de la tension appliquée.

Le décrément de l'intensité du courant de décharge, tel qu'on observe au cours des essais, est dû à la modification de la pointe du cône de glace occasionnée par le bombardement d'ions et d'électrons accélérés dans le champ électrique.

Les figures 4.3a et 4.3b présentent la variation de l'intensité du courant de décharge en fonction de la tension appliquée pour deux températures initiales: $T_0 = -10^\circ\text{C}$ (fig. 4.3 a) et $T_0 = -20^\circ\text{C}$ (fig. 4.3 b).

On peut observer que l'intensité du courant de décharge augmente rapidement avec l'augmentation de la tension appliquée, pour toutes les natures de tension. L'intensité du courant de décharge mesurée sous tension alternative est plus élevée que celle mesurée sous tension continue. Dans le cas de la tension continue, l'intensité plus forte apparaît en polarité négative.

Le tableau 4.3 présente l'accroissement de l'intensité du courant de décharge avec l'augmentation graduelle de la tension.

Tension appliquée (kV)		$T_0 = -10^\circ\text{C}$		$T_0 = -20^\circ\text{C}$	
		Intensité initiale du courant (μA)	Accroissement (%)	Intensité initiale du courant (μA)	Accroissement (%)
15	c.a.	15	-	21	-
	c.c.-	8	-	5	-
	c.c.+	4	-	5	-
20	c.a.	44	193	40	90
	c.c.-	27	237	27	440
	c.c.+	17	325	16	220
25	c.c.-	95	1 087	75	1 400
	c.c.+	21	425	16	220

Tableau 4.3: Accroissement de l'intensité du courant de décharge en fonction de l'augmentation de la tension appliquée

FIGURE

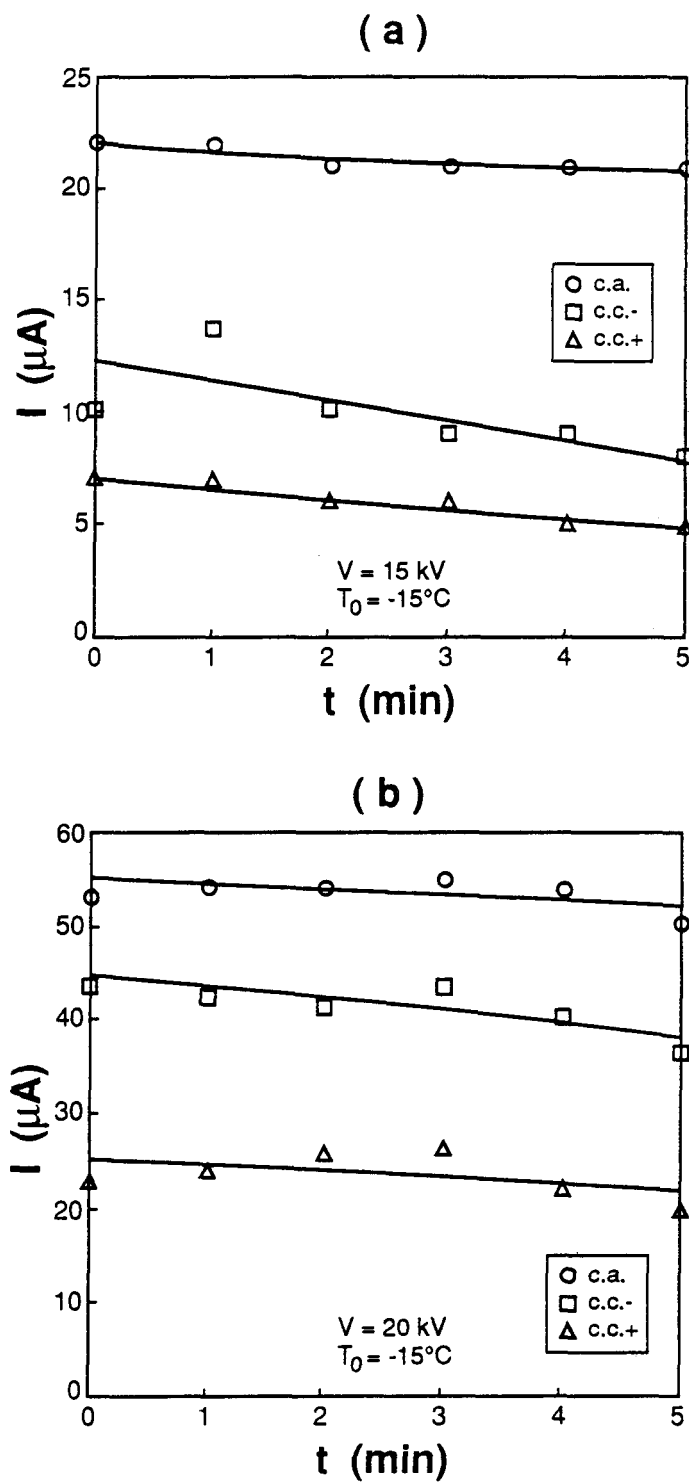


Figure 4.1: Variations du courant de décharge durant les premières 5 minutes

FIGURE

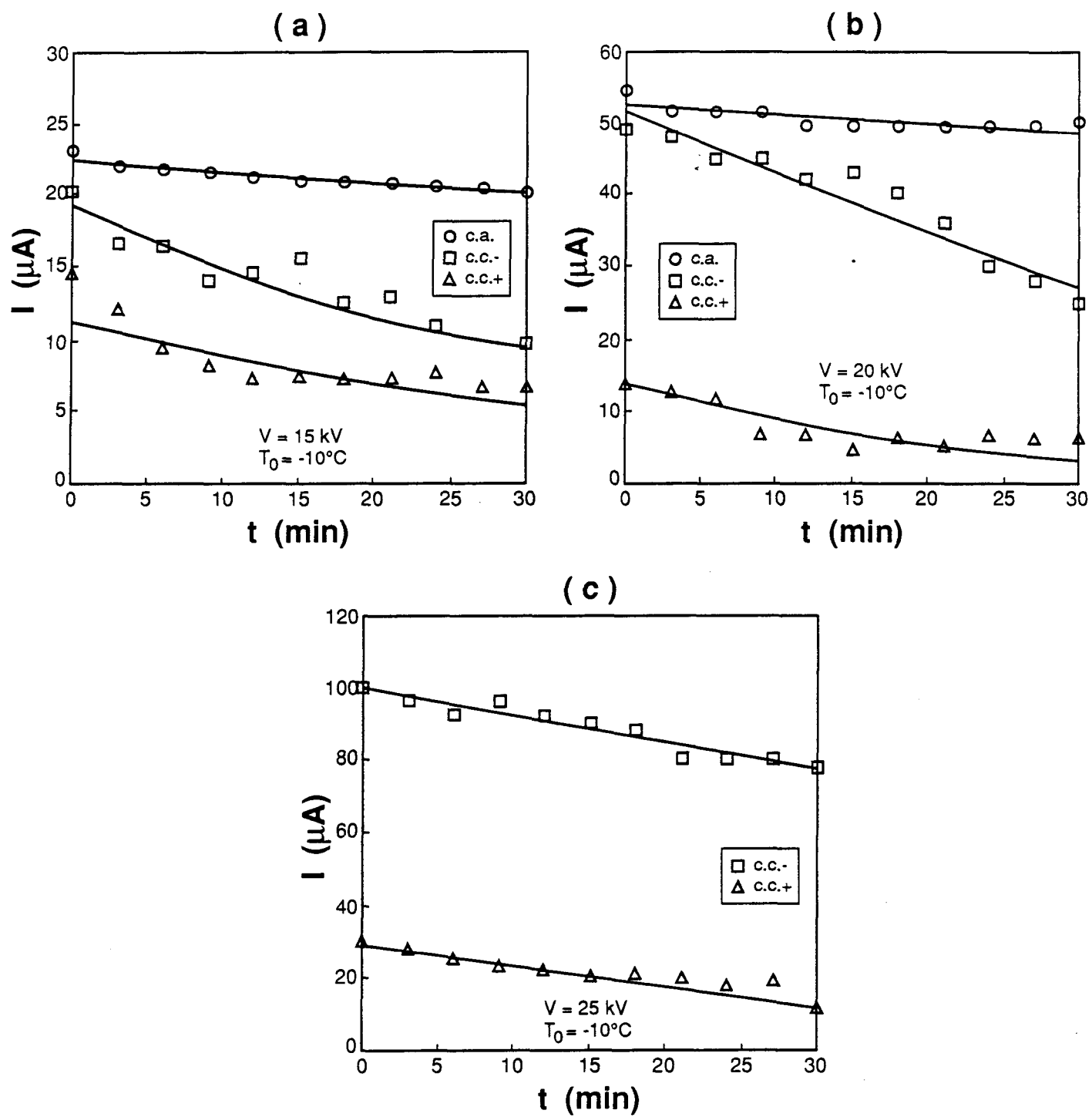


Figure 4.2: Variations du courant de décharge durant la période de 30 minutes.

FIGURE

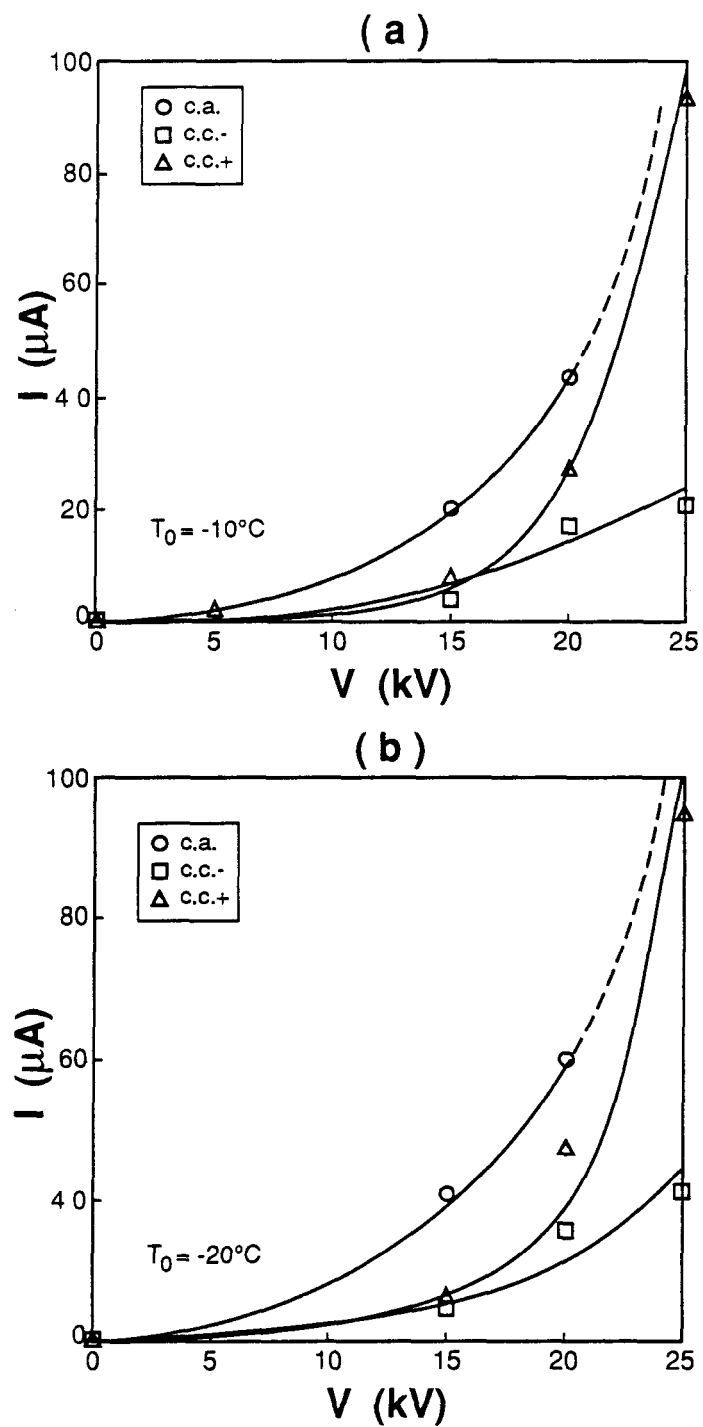


Figure 4.3: Variations du courant de décharge en fonction de la tension.

4.2 PERTES DE VOLUME

L'étude de la perte de volume d'un cône de glace soumis à des décharges électriques du type couronne a été effectuée selon la procédure expérimentale présentée au chapitre 3.5. Cette procédure permet de mesurer les pertes de volume de glace causées par les divers effets des décharges de couronne (pertes thermiques, vent ionique, etc.), sans qu'elles soient affectées par les effets du mouvement d'air créé par les ventilateurs dans l'enceinte réfrigérée. Chaque expérience a duré 30 minutes et a permis d'obtenir un total de 10 mesures consécutives des pertes de volume dans des intervalles de 3 minutes.

Les figures 4.4 a et 4.4 b présentent la croissance de la perte de volume (ΔV) d'un cône de glace durant une période de 30 minutes pour une tension d'essai égale à 20 kV (c.a., c.c-, c.c.+). Les températures initiales sont de -5°C et de -15°C respectivement.

On y observe que les pertes de volume produites sous tension alternative sont nettement plus élevées que celles produites sous tension continue. Quant à la tension continue, les pertes de volume plus élevées apparaissent en polarité négative. Ces résultats sont en accord avec ceux observés antérieurement par Teisseyre et Farzaneh [8-9]. Les pertes de volume mesurées à la température initiale $T_0 = -5^{\circ}\text{C}$ sont plus importantes que celles mesurées à la température initiale $T_0 = -15^{\circ}\text{C}$.

Le tableau 4.4 présente le taux moyen des pertes de volume de glace (mm^3/min).

Tension appliquée (kV)		Perte de volume moyenne (mm^3/min)	
		$T_0 = -5^\circ\text{C}$	$T_0 = -15^\circ\text{C}$
20	c.a.	0.17	0.13
	c.c.-	0.12	0.08
	c.c.+	0.04	0.01

Le tableau 4.4: Taux moyen de pertes de volume durant une minute

Les figures 4.5a, 4.5b et 4.5c présentent la perte de volume de glace en fonction de la température initiale pour trois valeurs de la tension appliquée (c.a., c.c. -, c.c.+), soit: 15 kV (fig. 4.5 a), 20 kV (fig. 4.5 b) et 25 kV (fig. 4.5 c).

Les pertes de volume augmentent avec la croissance de la température et de la valeur de la tension appliquée. Pour les mêmes conditions expérimentales, les pertes de volume les plus importantes ont été mesurées sous tension alternative. Dans le cas de la tension continue, les pertes de volume ont été plus élevées en polarité négative quelque soit la valeur de la tension appliquée.

Le tableau 4.5 présente le taux de pertes de volume de glace ($\text{mm}^3/^\circ\text{C}$) à une température initiale $T_0 = -10^\circ\text{C}$.

Tension appliquée (kV)		Perte de volume ($\text{mm}^3/^\circ\text{C}$)
15	c.a.	0.33
	c.c.-	0.08
	c.c.+	0.05
20	c.a.	0.83
	c.c.-	0.39
	c.c.+	0.19
25	c.c.-	0.79
	c.c.+	0.18

Tableau 4.5: Taux moyen de pertes de volume d'un cône de glace rapporté à 1°C d'accroissement de température

La perte de volume de la pointe d'un cône de glace soumis à l'action des décharges de couronne est attribuée partiellement au bombardement par des ions positifs ou des électrons selon la polarité de la tension appliquée. Pour une même valeur de tension appliquée, l'énergie cinétique des ions positifs bombardant la pointe de glace portée à une tension négative est plus forte que celle des électrons bombardant la pointe connectée à une tension positive, la perte de volume est donc plus élevée en polarité négative [8-10]. Les résultats obtenus au cours des essais montrent également que les pertes de volume les plus importantes ont été produites sous tension alternative. Ce phénomène s'explique par une intensification considérable du bombardement de la pointe de glace, chaque fois que la valeur instantanée de tension alternative s'approche à sa valeur de crête [8-10].

FIGURE

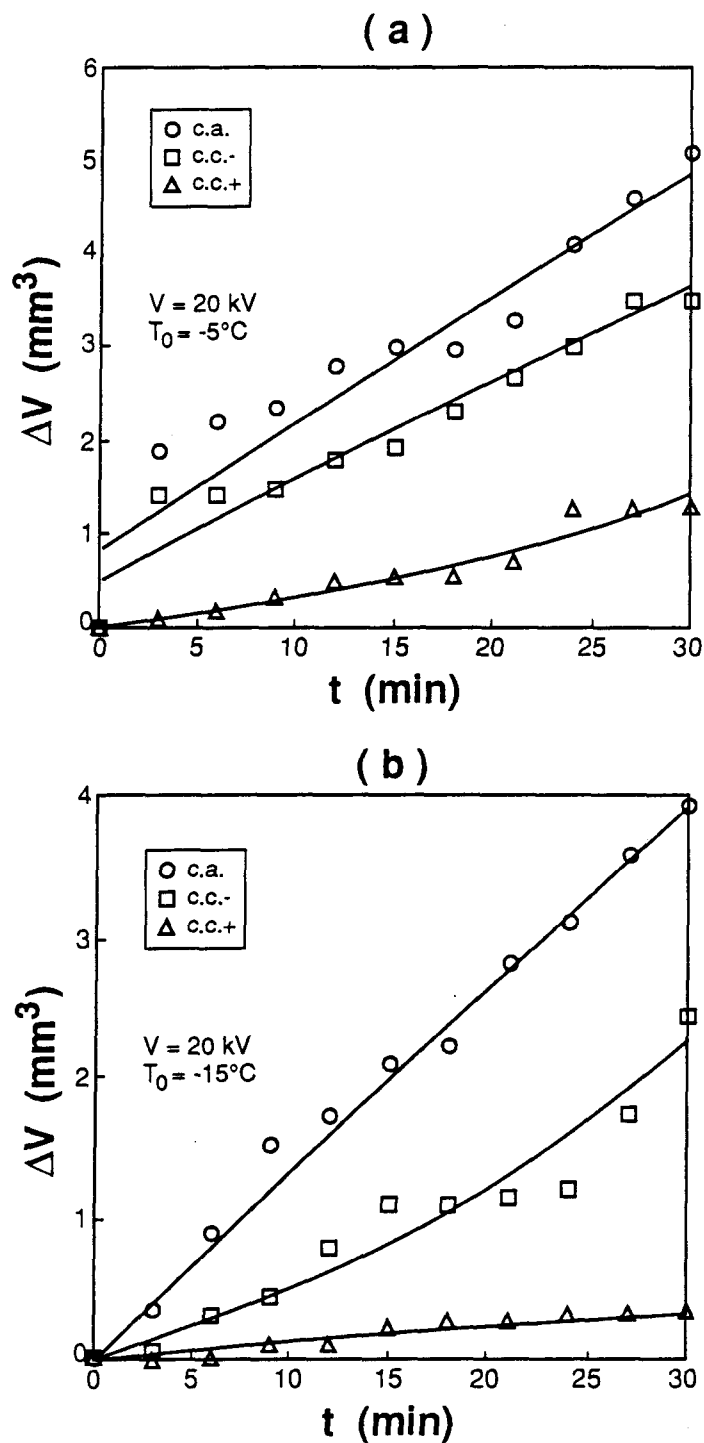
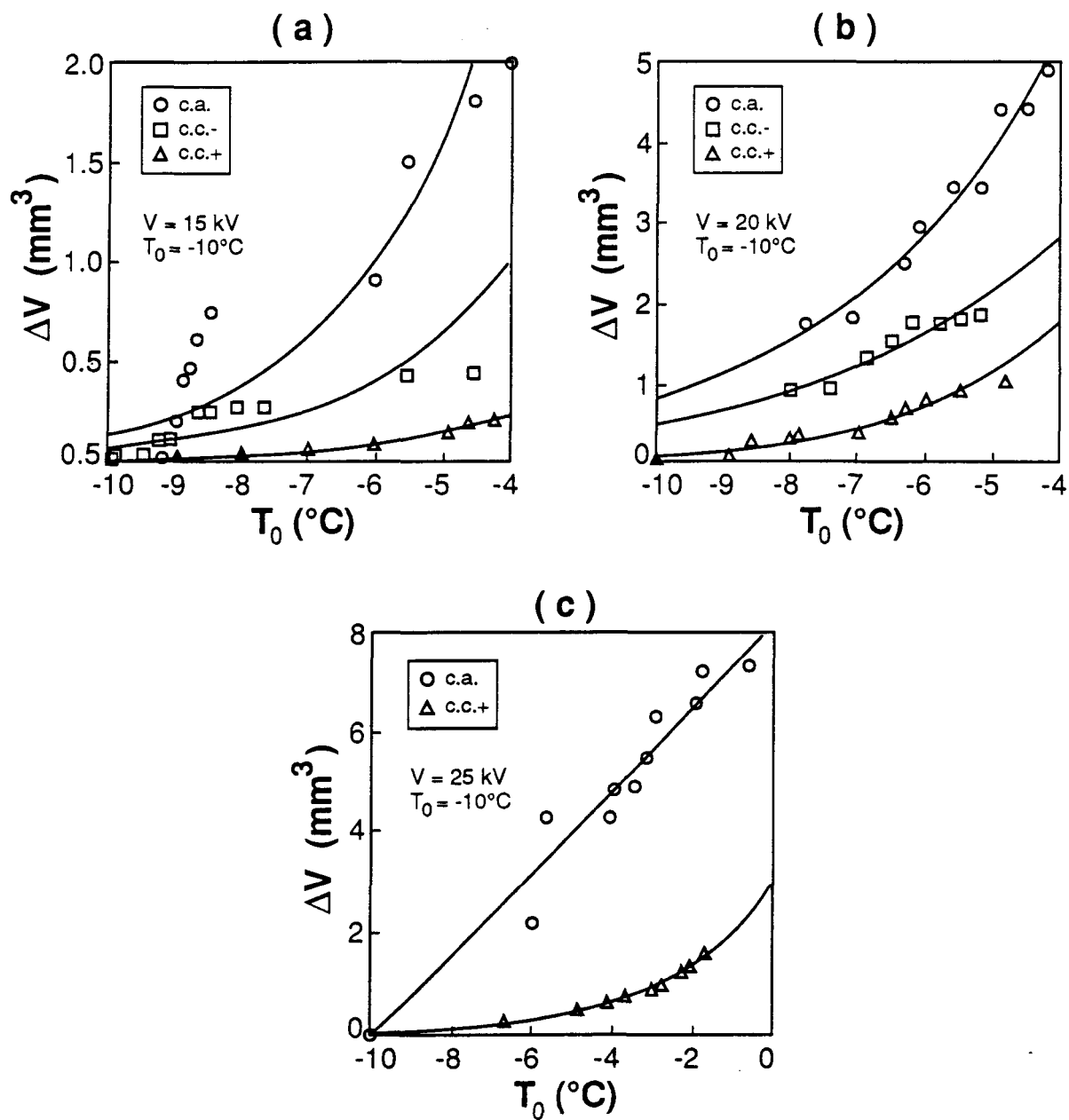


Figure 4.4: Pertes de volume en fonction du temps

FIGURE

Figure 4.5: Perte de volume en fonction de la température T_0

4.3 VITESSE DU VENT IONIQUE

Les décharges de couronne sont à l'origine de l'apparition du vent ionique. Les ions créés par les décharges sont accélérés dans le champ électrique. L'énergie des ions est transférée aux molécules du gaz ambiant par les collisions, entraînant leur mouvement à partir de la pointe de l'aspérité vers le milieu gazeux environnant. Dans le cas de l'accumulation de la glace atmosphérique sur le conducteur à haute tension, la vitesse du vent ionique produit près des aspérités de la glace influence la vitesse des gouttelettes d'eau surfondues et, par conséquent, leur temps de refroidissement créant ainsi les structures de glace différentes selon la polarité de la tension.

La figure 4.6 présente les variations du courant de décharge en fonction de la température initiale T_0 . On y voit que l'intensité du courant de décharge la plus élevée apparaît sous tension alternative. Quant à la tension continue, on remarque que l'intensité du courant de décharge est plus élevée en polarité négative.

La figure 4.7 présente les variations de la vitesse du vent ionique en fonction de la température initiale T_0 pour une tension appliquée égale à 20 kV (les intensités du courant correspondantes sont présentes sur la figure 4.6). On peut remarquer que la vitesse du vent ionique augmente suivant la croissance de la température quelque soit la nature de la tension appliquée. La vitesse du vent ionique est la plus élevée sous tension alternative (5.44 m/s). La vitesse du vent ionique mesurée sous tension continue en polarité positive (5.41 m/s) est plus élevée que celle mesurée en polarité négative (4.48 m/s).

L'augmentation de la vitesse du vent ionique suivant la température (fig. 4.7) est due à la croissance de l'intensité du courant de décharge. On peut observer, sous tension constante de 20 kV, que la vitesse du vent ionique mesurée en polarité négative est inférieure d'environ 20% à celles mesurées sous tension positive et alternative. Ces résultats sont conformés à ceux présentés par M. Farzaneh et al. [8-10].

En sachant que la vitesse du vent ionique est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité du courant de décharge et qu'elle est, pour la même valeur de l'intensité du courant, approximativement 70% plus élevée en polarité négative, une relation empirique a été formulée [8-9]:

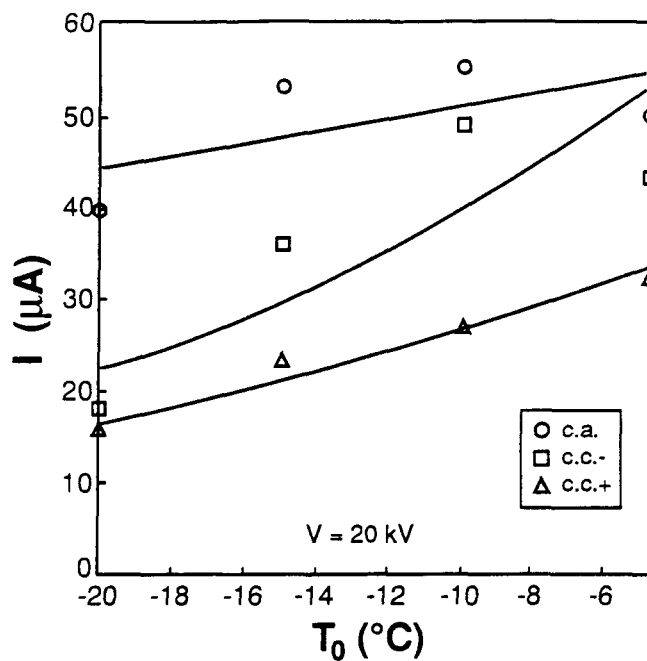
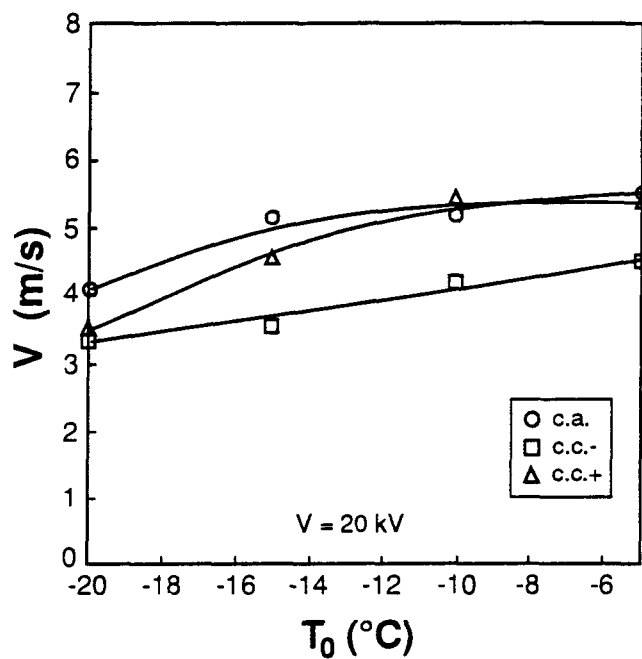
$$\frac{v^+}{v^-} \cong 1.7 \sqrt{\frac{I^+}{I^-}} \quad , \quad 4.1$$

où: v^+ est la vitesse du vent ionique en polarité positive,
 v^- est la vitesse du vent ionique en polarité négative,
 I^+ est l'intensité du courant de décharge positif,
 I^- est l'intensité du courant de décharge négatif.

Pour une température ambiante de -10°C et sous une tension appliquée de 20kV (fig. 4.6), $I^+ = 24.5 \mu\text{A}$ et $I^- = 48 \mu\text{A}$. Suivant la formule 4.1, on trouve $v^+ = 1.22 v^-$.

La relation établie entre les vitesses du vent ionique sous les polarités positive et négative, peut être vérifiée à partir des résultats d'essai présentés à la figure 4.7. A titre d'exemple, à -10°C , $v^+ = 5.4 \text{ m/s}$ et $v^- = 4.28 \text{ m/s}$, ce qui donne un rapport de $v^+/v^- = 1.26$. Cette valeur est semblable à celle obtenue à partir de la relation 4.1.

FIGURE

Figure 4.6: Variations du courant de décharge en fonction de la température T_0 Figure 4.7: Variations de la vitesse du vent ionique en fonction de la température T_0

4.4 DISCUSSION DES RÉSULTATS

Les résultats des travaux antérieurs montrent que le taux et la structure de glace accumulée sur le conducteur porté à la haute tension sont liés étroitement à la valeur et à la nature du champ électrique à sa surface. Dans les travaux [8-11], la perte de volume de glace, la vitesse du vent ionique et l'énergie de bombardement ionique ont été étudiées. On y suppose que les différences morphologiques de la glace observée au cours des essais sont dues à la nature des décharges de couronne variant en fonction de la polarité. La perte de volume d'une pointe de glace soumise à la haute tension est due partiellement à son bombardement par les ions et les électrons accélérés dans un champ électrique. L'énergie cinétique du bombardement W_b évaluée à partir du nombre de particules chargées se heurtant contre la surface de la pointe (donné par le rapport $\frac{I}{e}$, I étant l'intensité du courant de décharge et e la charge d'un électron, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}C$), de la masse de particule m , de sa mobilité μ et du champ électrique F , est exprimée par la formule suivante:

$$W_b = \frac{I}{e} \cdot m \cdot \mu^2 \cdot F \quad , \quad 4.2$$

En appliquant la formule 4.2 aux résultats d'essai et en considérant les valeurs suivantes:

- intensité du courant de décharge: $I = 36 \mu A$ (fig. 4.1b),
- champ électrique à proximité de la pointe: $F = 2,5 \cdot 10^{-7} V/m$ [19],
- masse d'un ion positif: $m_i = 2,6 \cdot 10^{-26} kg$,
- masse d'un électron: $m_e = 0,9 \cdot 10^{-30} kg$,
- mobilité des ions positifs: $\mu_i = 3 \cdot 10^{-4} m^2/Vs$,

- mobilité des électrons: $\mu_e = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{Vs}$,

on obtient pour l'énergie cinétique W_b , les valeurs suivantes:

$$W_b = 15 \cdot 10^{-5} \text{ W en polarité négative,}$$

$$W_b = 5 \cdot 10^{-5} \text{ W en polarité positive.}$$

D'après ces résultats, on peut constater que l'énergie de bombardement ionique est trois fois plus élevée en polarité négative qu'en polarité positive pour la même valeur de tension et pour la même température ambiante. Le bombardement des aspérités de glace par des ions positifs est donc plus intense que celui par des électrons. Le bombardement ionique contribue à l'échauffement de la glace et occasionne une fonte superficielle. La chaleur dégagée par le bombardement est néanmoins évacuée par la convection et l'évaporation, proportionnelles, toutes les deux, à la différence de température entre l'air ambiant et la surface de la glace. Le transfert de chaleur de l'aspérité de glace vers le milieu ambiant cause un effet de refroidissement, les résultats des essais ont montré pourtant que cet effet est négligeable [9].

Les résultats de nos essais montrent que la vitesse du vent ionique peut atteindre des valeurs relativement importantes (fig. 4.7). Par conséquent, il est possible de déduire que durant le givrage des conducteurs des lignes aériennes de transport d'énergie, la vitesse des gouttelettes d'eau surfondues s'approchant au conducteur porté à la haute tension est influencée considérablement par le vent ionique. En effet les gouttelettes sont ralenties ou même arrêtées avant d'arriver au conducteur. Cette déduction est conforme aux résultats des essais concernant l'accumulation de glace sur les conducteurs au cours desquels on a observé

une différence morphologique entre les glaces accumulées en présence et en absence de champ électrique [7]. Par contre, étant donné que les vitesses de vent ionique mesurées sous une tension constante (a.c, c.c.-, c.c.+) sont du même ordre de grandeur, il est difficile d'attribuer un rôle important en ce qui concerne la modification de la structure de glace à la polarité du champ électrique [9-10].

CHAPITRE V

CONCLUSION

CONCLUSION

L'étude des conséquences de l'effet de couronne sur la modification du volume d'une aspérité de glace soumise à la haute tension effectuée dans le cadre des travaux scientifiques menés au laboratoire de haute tension de l'UQAC, permet de formuler les conclusions suivantes:

L'intensité du courant de décharge augmente avec la croissance de la tension appliquée et de la température ambiante, à condition que la distance séparant la pointe de glace et la grille métallique soit constante. L'augmentation de cette distance entraîne la diminution de l'intensité du courant.

La perte de volume d'une aspérité de glace soumise à l'action d'un champ électrique dépend, pour une température ambiante constante, de la valeur et de la nature de la tension appliquée. Elle est la plus élevée sous tension alternative et la plus faible sous tension continue en polarité positive. La perte de volume mesurée sous tension alternative est légèrement supérieure à celle mesurée en polarité négative.

La perte de volume d'une aspérité de glace est due partiellement au bombardement de sa surface par des ions et des électrons. L'énergie cinétique des particules est trois fois plus élevée dans un champ électrique négatif que celle dans un champ positif. Le bombardement de l'aspérité contribue à l'échauffement de la surface de glace et il entraîne une fusion superficielle.

L'effet de couronne est à l'origine de l'apparition du vent ionique. La vitesse du vent ionique augmente avec la croissance de l'intensité du courant de décharge et elle peut atteindre des valeurs relativement importantes. Les vitesses de vent ionique mesurées sous tension alternative et sous tension continue en polarité positive ne diffèrent pas beaucoup. La vitesse du vent ionique mesurée en polarité négative est plus faible d'environ 20%.

La vitesse du vent ionique entraîne le ralentissement des gouttelettes d'eau surfondues arrivant à la surface d'un conducteur porté à la haute tension et produit ainsi les différences morphologiques entre la glace accumulée en présence de champ électrique et celle accumulée en son absence. Étant donné que les vitesses de vent ionique mesurées sous une tension constante (c.a., c.c.-, c.c.+) sont du même ordre de grandeur, il est difficile de distinguer les différences structurales de glace accumulée sous différentes polarités du champ électrique.

La recherche concernant l'accumulation de la glace à la surface d'un conducteur porté à la haute tension doit être continuée afin d'identifier le mécanisme responsable des variations morphologiques des dépôts de glace formés avec et sans champ électrique.

RÉFÉRENCES

- [1] ABBAS, M.A. and LATHAM, J. "The electrofreezing of supercooled water drops", J. Meteor. Soc. Japan, vol. 47, 1969, pp. 65-74.
- [2] SMITH, M.H., GRIFFITHS, R.F. and LATHAM, J. "The freezing of raindrops falling through strong electric fields", Q.J.R. Meteorol. Soc., vol. 97, 1971, pp. 494-505.
- [3] ROULLEAU, M., EVANS, L.F. and FUKUTA, N. "The electrical nucleation of ice in supercooled clouds", J. Atmos. Sci., vol. 28, 1971, pp. 737-740.
- [4] PRUPPRACHER, H.R. "Electrofreezing of supercooled water", Pure Appl. Geophys., vol. 104, 1973, pp. 623-633.
- [5] EVANS, L.F. "The growth and fragmentation of ice crystals in an electric field", J. Atmos. Sci., vol. 30, 1973, pp. 1657-1664.
- [6] PHAN, C.L. and LAFORTE, J.L. "The influence of electro-freezing on ice formation on high voltage DC transmission line", Cold Reg. Sc. & Tech., vol. 4, 1981, pp. 15-25.

- [7] PHAN, C.L., LAFORTE, J.L. and NGUYEN, D. "Ice treeing under DC and AC electric fields at different intensities of accretion", First inst. Workshop on Atmospheric Icing of Structures, Hanover, U.S.A., 1982, pp. 125-133.
- [8] TEISSEYRE, Y and FARZANEH, M. "Effect of corona discharge on ice accretion" Proceeding of the 4th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures, Paris, Sept. 1988, pp. 310-313.
- [9] TEISSEYRE, Y and FARZANEH, M. "On the mechanisms of the ice accretion on H.V. conductors", Cold Regions Science and Technology, No 18, 1990, pp. 1-8.
- [10] FARZANEH, H, LI, Y and TEISSERE, Y. "Effect of DC and AC corona discharges on the accretion of ice on H.V. conductors", proceeding of the 5th International Workshop on Atmospheric Icing of Structures, October 1990, Tokyo, Japan, Paper No. B-46.
- [11] FARZANEH, H. and LAFORTE, J.L. "Ice accretion on conductors energized by AC or DC. A laboratory investigation of ice treeing.
(Article soumis au journal "Offshore mechanics and arctic engineering).
- [12] GARY, C. et MOREAU, M. "L'effet de couronne en tension alternative", Éditions Eyrolles (Paris) 1976, pp. 17-33, 283-302.
- [13] NASER, E. "Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics". Wiley Interscience, New York 1971, pp. 338.

- [14] JORDAN, J.B. "Foul weather corona", Research report, electrical engineering department, Laval University, Quebec, 1966.
- [15] GIAO, T.N. and JORDAN, J.B. "Modes of corona discharge in air". IEEE Transactions, Vol. PAS-87, No.5, 1968, pp. 1207-1215.
- [16] BOULET, L. et JORDAN, J. "Dégénérescence des ondes de Ttrichel à la surface de l'eau", C.R. Acad. SC. Paris, T261, November 1965, pp. 3759-3760.
- [17] MANSIAUX et CONG, L.P. "Instabilité et variation avec la température des pertes par effet de couronne d'une goutte d'eau soumise à un champ alternatif", Proc. de Can. IEEE Conf. on Power and Communication, Montréal, 6-8 nov. 1974, pp. 200-201.
- [18] WELTY, JAMES R., WICKS, CHARLES,E.and WILSON, E. "Fundamentals of Momentum, Heat, and Mass Transfet", pp. 88.
- [19] BADALONI, S. and GALLIMBERTI, I., 1972. Basic Data of Air Discharges. Inst. Di Electrotecnica e Di Electronica, Universita Di Padova.

ANNEXES

ANNEXE A

CALCUL DE LA PERTE DE VOLUME ET DE LA VITESSE DU VENT IONIQUE

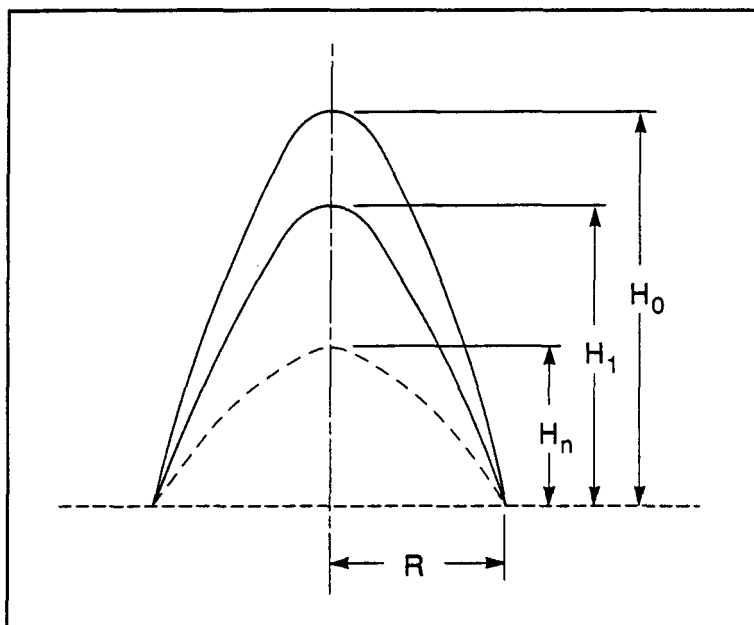
1. Calcul de la perte de volume

Figure 1: Perte de volume du glaçon

- R** : Rayon de base du glaçon, en mm,
H₀ : Hauteur du glaçon, en mm,
H₁ : Hauteur du glaçon après 3 minutes ($t = 3 \text{ min}$), en mm,
H_n : Hauteur du glaçon après $3 \cdot n$ minute ($t = 3 \times n \text{ min}$, n , nombre de mesures), en mm.

Volume initial V_0 ($t = 0$) est égale à:

$$V_0 = \frac{1}{3}\pi R^2 H_0.$$

Volume après 3 minutes V_1 ($t = 3$ min):

$$V_1 = \frac{1}{3}\pi R^2 H_1.$$

Perte de volume ΔV_1 :

$$\Delta V_1 = \frac{1}{3}\pi R^2 (H_0 - H_1).$$

En conséquence, la perte de volume après $3 \times n$ minutes ΔV_n est égale à:

$$\Delta V_n = \frac{1}{3}\pi R^2 (H_0 - H_n),$$

donc la perte de volume après 30 minutes:

$$\Delta V_{10} = \frac{1}{3}\pi R^2 (H_0 - H_{10}).$$

2. Calcul de la vitesse du vent ionique

La vitesse du vent ionique a été mesurée au moyen du montage présenté à la figure 2.

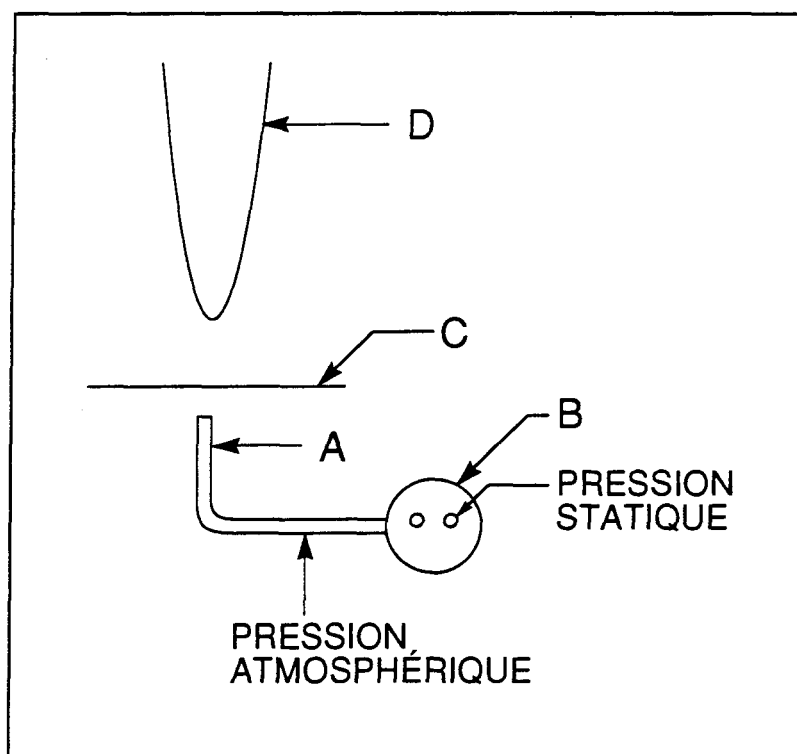


Figure 2: Montage expérimental pour mesurer la vitesse du vent ionique

- A** : tube de Pitot,
- B** : capteur différentiel,
- C** : grille,
- D** : glaçon.

Calcul de la vitesse du vent ionique:

La pression du vent ionique P (ρ, v) est exprimée par la formule [18]:

$$P = P_{\text{statique}} + 0.5 \rho \cdot v^2$$

où: ρ est la densité de l'air, en kg/m^3

v est la vitesse du vent ionique, en m/s

Parce que:

$$P - P_{\text{statique}} = 0.5 \cdot \rho_{\text{air}}^2$$

et d'autre part:

$$P - P_{\text{statique}} = 0.8 \cdot 10^{-3} \cdot \rho_{\text{H}_2\text{O}} \cdot g \cdot V$$

où: $\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ est la densité de l'eau, en kg/m^3

V est la tension appliquée, en kV

donc

$$0.5 \rho_{\text{air}} \cdot v^2 = 0.8 \cdot 10^{-3} \cdot \rho_{\text{H}_2\text{O}} \cdot g \cdot V$$

d'où

$$v = \sqrt{\frac{1.6 \cdot 10^{-3} \cdot \rho_{H_2O} \cdot g \cdot V}{\rho_{air}}}$$

En sachant que:

la densité de l'eau $\rho_{H_2O} = 996.32 \text{ kg/m}^3$,

la pesanteur $g = 9.81 \text{ m/s}^2$

la densité de l'air $\rho_{air} = 1.18 \rho_T$ (ρ_T est la densité de l'air dans une température T, en kg/m^3),

on trouve la vitesse du vent ionique v:

$$v = 1.16 \sqrt{\frac{V}{\rho_T}}$$

ANNEXE B

RÉSULTATS NUMÉRIQUES DES ESSAIS

Tableau 1: Variations du courant de décharge pendant les premières 5 minutes, la température initiale T_0 est égale à -15°C

a) $V = 15 \text{ kV}$ (c.a., c.c.-, c.c.+)

Temps (min.)	Courant (μA)		
	c.a.	c.c.-	c.c.+
0	22	10.0	7.0
1	22	13.5	7.0
2	21	10.0	6.0
3	21	9.0	6.2
4	21	9.0	5.0
5	21	8.0	5.0

b) $V = 20 \text{ kV}$ (c.a., c.c.-, c.c.+)

Temps (min.)	Courant (μA)		
	c.a.	c.c.-	c.c.+
0	53	43	23.0
1	54	42	24.0
2	54	41	26.0
3	55	43	26.4
4	54	40	22.0
5	50	36	20.0

Tableau 2: Variations du courant de décharge durant la période de 30 minutes, la température T_0 est égale à -10°C

a) $V = 15 \text{ kV}$ (c.a., c.c.-, c.c.+)

Temps (min.)	Courant (μA)		
	c.a.	c.c.-	c.c.+
0	23.0	20.0	14.6
3	22.0	16.5	12.3
6	21.8	16.0	9.5
9	21.6	14.0	8.4
12	21.3	14.5	7.5
15	50.0	15.5	7.6
18	21.0	12.5	7.6
21	21.0	13.0	7.5
24	20.7	11.0	7.9
27	20.7	8.0	7.5
30	20.3	9.5	7.5

b) $V = 20 \text{ kV}$ (c.a., c.c.-, c.c.+)

Temps (min.)	Courant (μA)		
	c.a.	c.c.-	c.c.+
0	55.0	49.0	14.0
3	52.5	48.0	13.0
6	52.0	45.0	12.0
9	52.0	45.0	7.0
12	50.0	42.0	7.0
15	50.0	43.0	5.0
18	50.0	40.0	6.5
21	50.0	36.0	5.4
24	50.0	30.0	7.0
27	50.0	28.0	6.5
30	50.0	25.0	6.5

c) $V = 25 \text{ kV}$ (c.a., c.c.-, c.c.+)

Temps (min.)	Courant (μA)	
	c.c.-	c.c.+
0	100.0	30.0
3	96.0	28.0
6	92.0	25.0
9	96.0	23.0
12	92.0	22.0
15	90.0	20.0
18	88.0	21.0
21	80.0	20.0
24	80.0	18.0
27	80.0	19.0
30	80.0	15.0

Tableau 3: Variations du courant de décharge en fonction de la tension (c.a., c.c.-, c.c.+)

a) $T_0 = -10^\circ\text{C}$

Tension (kV)	Courant (μA)		
	c.a.	c.c.-	c.c.+
0	0.0	0.0	0.0
15	20.7	8.0	4.0
20	44.0	27.0	17.3
25	-	95.0	21.0

b) $T_0 = -20^\circ\text{C}$

Tension (kV)	Courant (μA)		
	c.a.	c.c.-	c.c.+
0	0.0	0.0	0.0
15	20.7	5.4	4.5
20	40.0	27.0	15.5
25	-	75.0	21.0

Tableau 4: Perte de volume ΔV en fonction du temps, la tension est égale à 20 kV (c.a., c.c.-, c.c.+)

a) $T_0 = -5^\circ\text{C}$

Temps (min.)	ΔV (mm ³)		
	c.a.	c.c.-	c.c.+
0	0.00	0.0	0.06
3	1.88	1.42	0.06
6	2.20	1.42	0.16
9	2.34	1.47	0.30
12	2.83	1.78	0.50
15	2.98	1.90	0.55
18	2.98	2.32	0.55
21	3.28	2.68	0.70
24	4.10	3.00	1.27
27	4.60	3.47	1.27
30	5.10	3.49	1.29

b) $T_0 = -15^\circ\text{C}$

Temps (min.)	ΔV (mm ³)		
	c.a.	c.c.-	c.c.+
0	0.00	0.00	0.00
3	0.36	0.04	0.00
6	0.92	0.32	0.00
9	1.53	0.43	0.11
12	1.75	0.79	0.11
15	2.09	1.10	0.22
18	2.24	1.10	0.27
21	2.82	1.14	0.27
24	3.12	1.20	0.32
27	3.60	1.73	0.32
30	3.97	2.41	0.32

Tableau 5: Perte de volume ΔV en fonction de la température, la température initiale T_0 est égale à -10°C .

a) $V = 15 \text{ kV}$ (c.a., c.c.-, c.c.+)

c.a.		c.c.-		c.c.+	
T ($^\circ\text{C}$)	ΔV (mm^3)	T ($^\circ\text{C}$)	ΔV (mm^3)	T ($^\circ\text{C}$)	ΔV (mm^3)
-10.0	0.00	-10.0	0.00	-10.0	0.00
-9.2	0.02	-9.9	0.02	-9.0	0.02
-9.0	0.20	-9.5	0.04	-8.0	0.03
-8.9	0.40	-9.3	0.12	-7.0	0.05
-8.8	0.47	-9.1	0.12	-6.0	0.07
-8.7	0.61	-8.7	0.25	-4.9	0.14
-8.5	0.75	-8.5	0.25	-4.6	0.20
-6.0	0.90	-8.1	0.27	-4.2	0.20
-5.5	1.50	-7.7	0.27	-3.8	0.26
-4.5	1.80	-5.5	0.43	-3.4	0.34
-4.0	2.00	-4.5	0.45	-3.3	0.34

b) $V = 20 \text{ kV}$ (c.a., c.c.-, c.c.+)

c.a.		c.c.-		c.c.+	
T ($^\circ\text{C}$)	ΔV (mm^3)	T ($^\circ\text{C}$)	ΔV (mm^3)	T ($^\circ\text{C}$)	ΔV (mm^3)
-10.0	0.00	-10.0	0.00	-10.0	0.00
-8.2	0.70	-8.2	0.50	-8.9	0.11
-7.8	1.73	-8.0	0.94	-8.6	0.30
-7.1	1.83	-7.4	0.94	-8.0	0.32
-6.3	2.49	-7.4	1.10	-7.9	0.38
-6.1	2.95	-6.9	1.33	-7.0	0.40
-5.6	3.44	-6.5	1.52	-6.5	0.58
-5.2	3.44	-6.2	1.74	-6.3	0.70
-4.9	4.38	-5.8	1.74	-6.0	0.80
-4.5	4.38	-5.5	1.76	-5.5	0.90
-4.2	4.83	-5.2	1.86	-4.8	1.00

c) $V = 25 \text{ kV}$ (c.a., c.c.-, c.c.+)

c.c.-		c.c.+	
T (°C)	ΔV (mm ³)	T (°C)	ΔV (mm ³)
-10.0	0.00	-10.0	0.00
-6.0	2.22	-6.7	0.20
-5.7	4.30	-5.5	0.31
-4.1	4.30	-4.8	0.43
-4.0	4.89	-4.1	0.56
-3.5	4.94	-3.7	0.71
-3.2	5.51	-3.0	0.82
-3.0	6.32	-2.8	0.96
-2.0	6.61	-2.3	1.22
-1.8	7.25	-2.1	1.32
-0.7	7.37	-1.7	1.51

Tableau 6: Variation du courant de décharge en fonction de la température initiale T_0 , la tension est égale à 20 kV (c.a., c.c.-, c.c.+)

T_0 (°C)	Courant (μ A)		
	c.a.	c.c.-	c.c.+
-20	40	18	15.5
-15	53	36	23.0
-10	55	48	25.0
-5	50	43	32.0

Tableau 7: Variation de la vitesse du vent ionique v en fonction de la température initiale T_0 , la tension est égale à 20 kV (c.a., c.c.-, c.c.+)

T_0 (°C)	$v/(m/s)$		
	c.a.	c.c.-	c.c.+
-20	4.09	3.34	3.50
-15	5.14	3.55	4.54
-10	5.17	4.28	5.40
-5	5.44	4.48	5.41