

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU



FACULTE DU GENIE ELECTRIQUE ET D' INFORMATIQUE  
DEPARTEMENT D' ELECTROTECHNIQUE

## Mémoire de Fin d'Etudes de MASTER ACADEMIQUE

Domaine : Sciences et Technologies

Filière : Génie Electrique

Spécialité : Réseaux électriques

*Présenté par*

**Dihya MOHAMED ARAB**  
**Ouissam BOUABDELLAH**

Thème

# Mesure de la tension disruptive et du champ électrique dans l'air au moyen d'un éclateur à sphères normalisé

*Mémoire soutenu publiquement le 28/06/2017. devant le jury composé de :*

**M Salah HADDAD**  
Professeur, UMMTO, Président

**M M'hand MEKIOUS**  
MAA, UMMTO, Encadreur

**M Mohammed MEGHERBI**  
Professeur, UMMTO, Examinateur

**Mme F. BITAM-MEGHERBI**  
Professeur, UMMTO, Examinatrice

# *Remerciements*

*Il nous est agréable d'exprimer notre profonde gratitude à notre promoteur, Monsieur **M'hand MEKIOUS**, Maître-assistant-A qui a su encadrer et diriger ce travail avec beaucoup de compétences et de sympathie. Sous sa direction, nous avons pu apprécier sa disponibilité, sa rigueur et sa franchise qui ont grandement contribué à la réussite de ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de notre respect et de notre profonde reconnaissance.*

*Nos remerciements les plus sincères à Monsieur **Salah HADDAD**, Professeur à l'UMMTO pour sa gentillesse, son suivi et ses conseils avisés. Nous le remercions aussi pour l'honneur qu'il nous fait en acceptant de présider le jury de ce mémoire.*

*Nous tenons également à remercier les membres du jury, Monsieur **Mohammed MEGHERBI** et Madame **Ferroudja BITAM-MEGHERBI**, Professeurs à l'UMMTO qui nous ont fait l'honneur d'accepter de juger notre modeste travail. Pour cela, ainsi que pour leurs commentaires sur le mémoire, nous leur exprimons notre profonde gratitude.*

*Nous sommes aussi reconnaissantes à tous les enseignants qui nous ont soutenues tout au long de nos études. Qu'ils trouvent ici l'expression de nos sentiments les plus respectueux.*

*Nous tenons à remercier également nos familles, nos amis et tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation du présent rapport pour leur soutien et pour leur aide précieuse, nous leurs exprimons notre profonde reconnaissance.*

# *Dédicaces*

*Je dédie ce modeste travail :*

- ❖ *A ma source d'amour et d'affection, à mon père et à ma mère qui ont toujours étaient là pour m'orienter et m'aider. Et si je suis arrivée là c'est grâce à eux, jamais je pourrai les remercier assez.*
- ❖ *A mes grands parents, paternels et maternels.*
- ❖ *A ma sœur Tinhinan et son mari Kader, ses enfants Alilou, Manel et Walid (nanim).*
- ❖ *A mon frère Takfarinas , sa femme Naïma et la petite Thiziri.*
- ❖ *A mon frère Jugurtha et sa fiancée Zahia.*
- ❖ *A toute ma famille.*
- ❖ *Et à tous mes camarades ami(e)s en particulier Karim, Dalila, mon cousin Kamel, Naïma, Azouaou et Ahcen....etc.*

*Dihya*

# *Dédicaces*

*Je dédie ce modeste travail :*

- ❖ *A la mémoire de mon père.*
- ❖ *A ma chère mère, qui était toujours là pour m'orienter et m'aider, et grâce à elle que je suis arrivée à là.*
- ❖ *A mon grand frère Ghani et sa femme Fadhila et leurs filles Nesrine et Celia.*
- ❖ *A mon frère Chafik et sa petite amie Laurence.*
- ❖ *A ma sœur Ghania et son mari Ghani et leurs fils Abd El Kader et Ali.*
- ❖ *A ma sœur Chafika et son mari Meziane et leur fils Aris et la petite Nelia.*
  
- ❖ *A mes chers grand parents MEHRI Chabane et HARMOUNE Mehadjouba.*
- ❖ *A ma tante Farida et à toute ma famille.*
- ❖ *Et à tous mes ami(e)s.*

*Ouissam*

# *Sommaire*

# Sommaire

<b>Introduction générale</b> .....	1
------------------------------------	---

## **Chapitre I Généralités sur les décharges électriques dans les gaz**

I-1 Introduction.....	3
I-2 Notions sur les gaz.....	3
I-2-1 Libre parcours moyen.....	3
I-2-2 Théorie cinétique des gaz .....	3
I-2-3 Phénomène de collision.....	4
I-3 Les mécanismes élémentaires dans les gaz ionisés.....	5
I-3-1 Excitation atomique.....	6
I-3-2 Désexcitation.....	6
I-3-3 Ionisation par collision électronique.....	7
I-3-4 La photon ionisation.....	7
I-3-5 La recombinaison entre ions.....	7
I-3-6 Recombinaison ion+électron.....	7
I-3-7 Attachement.....	8
I-3-8 Détachement.....	8
I-3-9 Mobilité des charges dans un champ électrique.....	8
I-3-10 Diffusion.....	9
I-4 Claquage diélectrique dans un gaz.....	10
I-4-1 Décharge de Townsend et critère d'auto-entretien de la décharge.....	11
I-4-2 Mécanisme de Streamer.....	13
I-4-2-1 Limite de la théorie de Townsend.....	13
I-4-2-2 Théorie des steamers.....	13
I-4-3 Loi de Paschen.....	14
I-5 Conclusion.....	17

## **Chapitre II Notions de base sur le champ électrique**

II-1 Introduction.....	18
II-2 Système plan-plan.....	18
II-3 Système sphère-sphère.....	19
II-4 Système sphère-plan.....	20
II-5 Système pointe-plan.....	21
II-6 Système pointe-pointe.....	22
II-7 Electrodes de Rogowski.....	23
II-8 Conclusion.....	25

## Chapitre III Eclateur à sphères normalisé

III-1 Introduction.....	26
III-2 Définition.....	26
III-3 Eclateur vertical.....	26
III-4 Eclateur horizontal.....	27
III-5 Eclateur à sphères normalisé.....	29
III-5-1 Prescriptions sur la forme et les conditions de surfaces.....	29
III-5-2 Domaine 'application.....	29
III-5-3 Utilisation de l'éclateur à sphères.....	29
III-5-4 Mesure des tensions.....	30
III-5-5 Mesure des valeurs crêtes des tensions alternatives à fréquence industrielle.....	30
III-6 Facteurs de correction atmosphérique.....	30
III-6-1 Facteur de correction de densité de l'air.....	31
III-6-2 Facteur de correction d'humidité.....	31
III-7 Sources d'irradiation.....	31
III-8 Conclusion.....	31

## Chapitre IV Résultats expérimentaux et discussion

IV-1 Introduction.....	32
IV-2 Dispositif expérimental.....	32
IV-3 Résultats des essais.....	34
IV-3-1 Sphères de diamètre $D = 10$ cm.....	35
IV-3-2 Sphères de diamètre $D = 15$ cm.....	37
IV-3-3 Sphères de diamètre $D = 20$ cm.....	39
IV-4 Etude statistique.....	41
IV-4-1 Première série d'essais pour les sphères de diamètre $D=10$ cm .....	42
IV-4-1 Deuxième série d'essais pour les sphères de diamètre $D=15$ cm .....	43
IV-5 Conclusion.....	44

<b>Conclusion générale</b> .....	45
----------------------------------	----

<b>Références bibliographiques</b> .....	46
--	----

<b>Annexes</b> .....	48
----------------------	----

# *Introduction générale*

## **Introduction générale**

La croissance rapide du secteur de l'énergie a incité les ingénieurs à protéger les équipements électriques pour un fonctionnement fiable pendant leur durée de vie. Des études menées, ont montré que l'un des principaux problèmes dans l'équipement de puissance à haute tension est la dégradation de l'isolation, c'est-à-dire la qualité de l'isolation des équipements électriques. Dans le système d'alimentation électrique, les équipements de puissance à haute tension sont principalement soumis à des surtensions qui peuvent être provoquées par la foudre, l'action des commutations, etc... Elles déterminent l'enjeu de sécurité requis pour le niveau d'isolation approprié.

les phénomènes de décharges électriques ont fait l'objet de plusieurs études et cela depuis plus d'un siècle. Les premières études décrivant leur évolution et proposant des mécanismes de décharges datent du début du XX<sup>ème</sup> siècle.

Les éclateurs à sphères sont largement utilisés dans les dispositifs de protection des équipements électriques à haute tension. Ils sont couramment utilisés pour mesurer des valeurs crêtes de hautes tensions: alternative et onde de choc, ainsi que la tension continue. Ils comptent parmi les tous premiers appareils utilisés pour la mesure des hautes tensions, et ont été adoptés par la CEI et la IEEE comme dispositif d'étalonnage.

Les espaces inter-électrodes sont remplis avec un milieu isolant tel que l'isolation liquide (huile de transformateur), l'isolation solide (polyester, papier) et l'isolation gazeuse (SF<sub>6</sub>, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub> etc...).

L'air est largement utilisé comme milieu isolant dans différents équipements électriques, car sa résistance à la rupture (rigidité diélectrique) est de 30 kV/cm. Par conséquent, la caractéristique de claquage des petites distances inter-électrodes sous différentes tensions a une grande importance sur la conception des divers équipements à haute tension ayant l'air comme isolant.

L'étude faite dans le présent mémoire se fixe pour objectif la mesure de la tension de claquage et calcul du champ électrique dans l'air au moyen d'un éclateur à sphères. Pour cela, nous avons jugé utile de répartir notre travail en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous exposerons une vue générale sur les mécanismes de formation d'une décharge électrique dans les gaz, en commençant par l'électron germe et décrire les phénomènes de collisions qui conduisent à une avalanche électronique entraînant une décharge, ensuite on illustre les différents régimes de la décharge pour les interpréter selon le modèle de Townsend, le modèle des streamers et les courbes de Pashen.

Le second chapitre, un aperçu sur les notions de bases et les différentes expressions de calcul du champ électrique avec les systèmes d'électrodes les plus courants seront donnés. De nombreuses études théoriques, expérimentales et numériques ont été menées au cours des dernières décennies permettant une meilleure compréhension du comportement du champ électrique.

Le troisième chapitre sera pour nous l'occasion de broser un tableau aussi exhaustif que possible des éclateurs à sphères normalisés adoptés par la CEI 60052 qui est le motif de notre suivant manuscrit.

Le quatrième chapitre, quant à lui sera consacré à l'étude expérimentale et statistique où seront rassemblés les divers résultats. Nous étudierons la tension de claquage et le champ électrique dans l'air par le biais d'un éclateur à sphères avec des sphères de plusieurs diamètres.

Nous clôturerons ce travail par une conclusion générale

# *Chapitre I*

## *Généralités sur les décharges dans les gaz*

## I-1 Introduction

Les gaz constituent un des éléments de base de l'isolation à haute tension des matériels électrique, l'air est le gaz le plus utilisé, d'une part pour ses bonnes qualités isolantes, d'autre part, car il est disponible en quantité et gratuitement [12].

En pratique un isolant n'est jamais parfait, car il contient toujours un certain nombre de charges libres à cause des rayonnements cosmiques, solaires, et de la radioactivité naturelle, ce qui fait qu'à l'application d'un champ électrique, ces charges se déplacent, dont un courant électrique apparaît [25].

Pour que l'initiation de la décharge disruptive se produise, il faut qu'au moins une particule chargée dite particule germe, généralement un électron soit présent dans ce gaz. Dès lors que cet électron est créé, il est accéléré par le champ électrique appliqué et entre en collision avec les molécules neutres du gaz. Quand le champ est suffisant, cette charge entre deux chocs, prend assez d'énergie pour ioniser une molécule et créer d'autres charges libres qui à leurs tour peuvent ioniser d'autres molécules. C'est l'effet *d'avalanche électronique*. Plusieurs avalanches peuvent ainsi être créées dans le gaz. Ces dernières peuvent conduire au claquage électrique suivant deux mécanismes : le mécanisme de **Townsend** ou le mécanisme du canal ou *Streamer* qui dépendent de plusieurs paramètres tels que la distribution du champ électrique entre les électrodes, l'intensité de ce champ, la forme de la tension appliquée, le taux d'humidité, etc...[20].

## I-2 Notions sur les gaz

### I-2-1 Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen (lpm)  $\lambda$  est la distance parcourue entre deux chocs successifs. C'est une quantité aléatoire et sa valeur moyenne dépend de la concentration des particules ou de la densité du gaz.

$$\lambda = \frac{1}{N\pi(r_1 + r_2)^2} = \frac{1}{N\sigma} \quad (\text{I. 1})$$

Avec :

N : nombre de particule pour unité de volume ;

$r_1$  : diamètre de la particule bombardée ;

$r_2$  : diamètre de la particule bombardante ;

$\sigma$  : section efficace de collision  $=\pi(r_1 + r_2)^2$

### I-2-2 Théorie cinétique des gaz

A l'équilibre, et en l'absence de forces extérieures, un gaz est constitué d'un ensemble de particule uniformément réparties, dont les vitesses n'ont aucune direction privilégiée. L'énergie de chaque particule peut être stockée sous différentes formes, énergie de translation dans le cas d'un atome, énergie de rotation et de vibration dans le cas d'une molécule.

Dans le cas simple d'un atome en translation, son énergie est définie à partir des composantes cartésiennes de la vitesse, d'où elle est égale à :

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}KT \quad (I.2)$$

Où :

V : la vitesse quadratique moyenne de la particule(m /s),

T : la température thermodynamique(K),

K : constante de Boltzmann ( $K=31.10^{23}$  J/K),

m : la masse de la particule(Kg).

Il en résulte que pour un gaz composé de particules de masses différentes mais à température uniforme, les plus rapides et aussi les plus légères, en particulier les électrons sont animés de vitesses très supérieures à celles des atomes ou des ions lourds [9].

### I-2-3 Phénomène de collision

Il existe en réalité deux types de collisions [21]:

- Les collisions élastiques: elles ne changent pas l'énergie interne des espèces neutres mais augmentent légèrement leur énergie cinétique,
- Les collisions inélastiques: elles modifient la structure électronique de l'espèce lourde. Elles peuvent donc mener à des processus d'excitation des modes internes, de dissociation des molécules, d'ionisation et d'attachement.

Les collisions inélastiques, et notamment réactives, ne peuvent se produire que si l'énergie relative des deux partenaires de collision est supérieure à une valeur appelée énergie de seuil de la collision. Ainsi, une collision entre une molécule d'azote et un électron ne peut mener à un processus de dissociation que si l'énergie relative de l'électron est supérieure au seuil d'ionisation qui vaut 9,7 eV.

Le Tableau I-1 donne les valeurs de l'énergie de seuil de quelques collisions inélastiques souvent rencontrées dans les plasmas. On constate que les collisions menant à des processus chimiques ont une énergie de seuil importante. Seuls les électrons ayant une énergie importante pourront donc induire ces réactions. Ceci explique le rôle central que jouent les électrons, espèce qui possède l'énergie moyenne la plus élevée, dans la réactivité des plasmas. Cette réactivité conduit d'ailleurs à la formation d'un grand nombre d'espèces [21].

Molécule	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>
Energie de dissociation (eV)	9,8	5,1
Energie d'ionisation (eV)	15,6	11,3
Energie de vibration (eV)	0,3	0,2
Energie de rotation (eV)	$5.10^{-4}$	$4.10^{-4}$

**Tableau I-1** Énergies de dissociation, d'ionisation, de vibration et de rotation des molécules rencontrées dans les plasmas d'air [21].

Le Tableau I-2 présente les principaux types de collisions inélastiques dans un plasma. On constate qu'il existe une grande variété de collisions impliquant ou non les électrons. Soulignons cependant que dans le cas des plasmas d'air qui nous intéressent dans le cadre de ce travail les processus collisionnels les plus importants sont : l'excitation des modes vibrationnels de l'azote, la dissociation de l'oxygène et l'azote, l'attachement dissociatif sur

l'oxygène, l'ionisation de l'azote et l'oxygène, la neutralisation mutuelle entre ions positifs et négatifs et la recombinaison électron ion.

Excitation	par particule	$A + B \rightarrow A^* + B$
	par photon	$A + h\nu \rightarrow A^*$
	par électron	$A + e^- \rightarrow A^* + e^-$
	par transfert	$A + B^* \rightarrow A^* + B$
Désexcitation radiative		$A^* \rightarrow A + h\nu$
Ionisation	par particule lourde	$A + B \rightarrow A^+ + B + e^-$
	par photon	$A + h\nu \rightarrow A^+ + e^-$
	par attachement	$A + e^- \rightarrow A^-$
Transfert de charge		$A + B^+ \rightarrow A^+ + B$
Dissociation	par particule lourde	$A_2 + B \rightarrow A + A + B$
	par photon	$A_2 + h\nu \rightarrow A + A$
	par électron	$A_2 + e^- \rightarrow A + A + e^-$
Recombinaison	entre atomes	$B + A + A \rightarrow B + A_2$
	Recombinaison radiative	$e^- + A^+ \rightarrow A + h\nu$
	neutralisation ionique	$A^- + B^+ \rightarrow AB$
	entre radicaux	$R + H \rightarrow RH$
	ion/molécule	$A^+ + B \rightarrow AB^+$

**Tableau I-2** Principaux types de collisions inélastiques dans un plasma [21]

Quel que soit le résultat de la collision, on ne peut définir que le comportement moyen d'une particule et donc seulement définir la probabilité  $p$  qu'a une particule de donner lieu à une collision d'un type donné.

Cette probabilité n'est autre que le rapport du nombre de collision  $dn$  subi par la particule pendant un déplacement élémentaire  $dx$ . Par définition, on pose :

$$P = \frac{dn_x}{dx} = n\sigma \quad (I.3)$$

Où  $n$  est la densité de particule de gaz et  $\sigma$  la section efficace de collision relative au type de collision considéré [9].

### I-3 Les mécanismes élémentaires dans les gaz ionisés

Un gaz ionisé est un gaz ayant été soumis à une énergie suffisante pour dissocier les électrons des atomes. On parle alors de phénomène d'ionisation et on définit le degré d'ionisation  $\alpha = 1$  du gaz par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_{tot}} \quad (I.4)$$

Où  $n_e$  est le nombre d'électrons et  $n_{tot}$  est le nombre total de molécules (chargées ou non) constituant le gaz. Lorsque,  $\alpha = 1$  le gaz est totalement ionisé et lorsque  $\alpha \ll 1$ , on dit que le gaz est faiblement ionisé.

Un gaz ionisé est donc un mélange composé de molécules neutres, d'ions positifs et négatifs ainsi que d'électrons et présente un comportement collectif différent d'un gaz neutre [23].

Plusieurs types d'événements modifient l'énergie interne des particules, ils font tous intervenir leurs charges électriques, dans le cas qui nous intéresse directement, les partenaires de collision les plus importants sont les électrons, les photons et les réactions principales se résumant comme suit :

- L'excitation atomique ;
- La désexcitation ;
- L'ionisation par collision électronique ;
- La photo-ionisation ;
- La recombinaison entre ions ;
- Recombinaison ions-électron ;
- L'attachement électronique ;
- Le détachement électronique dans un champ électrique ;
- La diffusion.

### I-3-1 Excitation atomique

Un atome neutre peut être excité soit par collision avec un électron, soit par absorption d'un photon. Dans le premier cas la réaction s'écrit :



Cette réaction n'est possible que si l'énergie cinétique de l'électron incident est au moins égale à l'énergie d'ionisation ( $eV^*$ ).

Dans le deuxième cas, la réaction s'écrit :



Cette réaction n'a lieu que pour une plage de fréquence très étroite centrée sur :

$$h\nu \approx eV^* \quad (I.7)$$

$h\nu$  : l'énergie d'un photon de fréquence  $\nu$  ( $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$  J.s est la constante de Planck).

### I-3-2 Désexcitation

Les processus de désexcitation peuvent se produire spontanément, lorsque l'électron d'un atome excité revient sur son orbite fondamentale. La perte d'énergie est compensée par l'émission d'un photon ayant une énergie égale au potentiel de désexcitation.

Après un temps très bref (entre  $10^{-7}$  et  $10^{-10}$  s), l'énergie est restituée au gaz sous forme d'un photon d'énergie :  $W_p = h\nu$  ( $A^* \rightarrow A + W_p$ )

### I-3-3 Ionisation par collision électronique

L'ionisation d'un gaz par les électrons libres accélérés dans un champ électrique est le processus essentiel de la formation d'ions positifs, ce phénomène est appelé processus d'avalanche. L'ionisation d'un atome par un choc électronique n'est possible que si l'énergie cinétique de l'électron incident est au moins égale à l'énergie d'ionisation de l'atome considéré [3].

### I-3-4 La photo-ionisation

Pour qu'un processus d'ionisation puisse se produire lors de l'absorption d'un électron par une particule gazeuse, il faut que l'énergie du photon incident soit au moins égale à l'énergie d'ionisation de la particule considérée. La réaction est beaucoup moins sélective que la réaction de photo-excitation car l'électron éjecté peut emporter l'excédent d'énergie sous forme d'énergie cinétique, si  $\nu_s$  est la fréquence de seuil d'ionisation et  $\nu$  celle du photon incident. L'énergie cinétique de cet électron sera donc égale à  $h\nu - h\nu_s$ .

### I-3-5 La recombinaison entre ions

C'est les réactions par les quelles deux particules possèdent des charges de signes différents échangent ces charges pour revenir à l'état neutre. Ces réactions d'ionisation, libèrent une certaine énergie soit sous forme de photons ou sous forme d'énergie cinétique cédée à une molécule de gaz voisine et la recombinaison dans l'effet couronne se produit dans les régions de champ électrique faible (molécule moins énergétique).

Pour décrire macroscopiquement les phénomènes de recombinaison, on introduit un coefficient de recombinaison  $\alpha$  ( $m^3/s$ ), soit alors :

Le taux de décroissance des charges s'exprime par la relation :

$$\frac{dn^*}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\alpha \cdot n^+ \cdot n^- \quad (I.8)$$

$n^+$  : nombre de charges positives par  $m^3$

$n^-$  : nombre de charges négatives par  $m^3$

Pour l'air et dans les conditions normales :  $\alpha \approx 1.5 \cdot 10^{-12} m^3/s$

### I-3-6 Recombinaison ion+électron

Lorsqu'un électron se combine avec un ion positif pour redonner un atome neutre, la réaction libère une énergie égale à l'énergie d'ionisation sous forme d'un photon. Si l'électron incident possède une énergie électrique  $E_c$ , l'énergie du photon créé aura pour valeur :

$$h\nu = E_c + eV_i \quad (I.9)$$

Le spectre émis est continu, limité en basse fréquences par  $E_c=0$ , les photons émis peuvent à leur tour ioniser le gaz à une certaine distance, ce qui expliquerait le développement des streamers, ce sont essentiellement des photons ultra violet.

### I-3-7 Attachement

Quand un électron s'attache à un atome pour former un ion négatif ;



L'attachement se produit pour des champs assez faibles. Les particules neutres (atomes et molécules) favorisent l'attachement des électrons.

L'attachement correspond à une diminution d'électrons dans le gaz ; par analogie avec l'augmentation d'électrons par ionisation ( $\alpha$ ) :

$$\frac{d\eta}{\eta} = -\eta dx \quad (\text{I. 11})$$

Avec  $\eta$  coefficient d'attachement.

### I-3-8 Détachement

C'est le processus inverse du précédent : un ion négatif perd son électron supplémentaire, l'énergie nécessaire pour provoquer le détachement est relativement faible mais il faut un champ électrique dépassant **68 kV/cm** à température et pression normales [12].

### I-3-9 Mobilité des charges dans un champ électrique

En présence d'un champ électrique, les électrons et les ions sont accélérés le long des lignes de champ vers l'anode et la cathode. Cette accélération est interrompue par les collisions avec les molécules de gaz, ce qui limite la vitesse moyenne maximale que l'on peut obtenir. Cette vitesse moyenne est appelée la *vitesse de dérive* de la charge et elle se superpose au mouvement normal.

En comparaison avec la vitesse thermique, la vitesse de dérive est lente pour les ions, mais être bien plus grande pour les électrons.

En définissant la mobilité comme :

$$\mu = \frac{u}{E} \quad (\text{I. 12})$$

Où  $u$  est la vitesse de dérive et  $E$  le champ électrique appliqué.

Cette mobilité est constante pour les ions, mais dépend fortement de  $E$  pour les électrons. Des vitesses de l'ordre de plusieurs fois  $10^6$  cm/s sont atteintes facilement. Ce gain en vitesse va aussi influencer les taux de diffusion, car les électrons n'auront plus de vitesse thermique.

On peut relier la mobilité au coefficient de diffusion par la relation connue sous le nom de relation d'*Einstein*

$$\frac{D}{\mu} = \frac{KT}{e} \quad (\text{I. 13})$$

D : coefficient de diffusion,

Si l'énergie moyenne des électrons est supérieure à l'énergie thermique, alors le terme  $KT$  doit être remplacé par cette nouvelle énergie. La constante d'énergie de diffusion augmente alors et les électrons vont se disperser sur une distance plus grande

Si les particules chargées ont une énergie comparable à celle fournie par l'agitation thermique aux molécules neutres, on montre que

$$U = \left[ \frac{e\lambda}{mw} \right] E \quad (\text{I. 14})$$

U : vitesse de dérive,

$\lambda$  : libre parcours moyen,

w : vitesse d'agitation thermique d'où :

$$\mu = \left[ \frac{e\lambda}{mw} \right] \quad (\text{I. 15})$$

A la température donnée  $\left[ \frac{e}{mw} \right]$  est constante et il apparaît que  $u$  est en fonction de la quantité  $\lambda E$  (donc de  $E/P$ ), qui représente l'énergie moyenne acquise par une particule chargée entre deux chocs consécutifs sous l'effet d'un champ appliqué.

Les relations précédentes indiquant une relation linéaire entre  $u$  et  $E/P$  ont cependant une validité limitée en fonction de  $E/P$  car elles supposent que les particules chargées ont une vitesse de dérive faible devant la vitesse d'agitation thermique du gaz.

Pour des champs électriques élevés, cette condition est rapidement mise en défaut. Leur faible masse les empêche de transmettre par collision l'énergie acquise sous l'effet de champ électrique. Il en résulte une mobilité beaucoup plus grande pour les électrons que pour les ions ( $\mu$  est environ 100 fois plus grand).

### I-3-10 Diffusion

Le mécanisme de diffusion d'un gaz apparaît dès qu'il existe une différence de concentration entre deux points voisins.

Si un gradient de concentration  $\frac{\partial n}{\partial x}$  existe suivant une direction  $x$ , un flux de particules va s'établir vers la zone ayant la plus faible concentration, suivant la relation :

$$\Gamma = -D \frac{\partial n}{\partial x} \quad (\text{I. 16})$$

Où  $\Gamma$  est le nombre de particule qui traversent par seconde une aire unitaire dans la direction de  $x$  (le flux dans la direction  $x$ ),  $D$  est appelé coefficient de diffusion. Le coefficient de diffusion électronique  $D_e$  s'introduit en écrivant le flux d'électrons :

$$\vec{j} = -n_e \mu \vec{E} - D_e \vec{\nabla} n_e \quad (\text{I.17})$$

$D_e$  : coefficient de diffusion électronique.

$n_e$  : densité électronique.

Les résultats établis pour les électrons peuvent s'adapter aux ions, alors l'équation générale de diffusion est [25]:

$$\frac{\partial n}{\partial x} = D \nabla^2 n \quad (\text{I.18})$$

#### I-4 Claquage diélectrique dans un gaz

Un électron placé dans un champ électrique uniforme ( $E = V/d$ , où  $V$  est la différence de potentiel appliquée entre deux électrodes de distance  $d$ ) est accéléré et peut ioniser des atomes ou des molécules, tel que  $A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$ . L'ionisation d'une espèce conduit donc à la formation d'une particule chargée et à la libération d'un électron supplémentaire, qui à son tour va être accéléré et acquérir une énergie suffisante pour ioniser une seconde particule.

Ce mécanisme d'ionisation successive est connu sous le nom « d'avalanche électronique » ou « *décharge de Townsend* ».

Pour que la décharge soit auto-entretenu, il est nécessaire que tout électron qui quitte la zone d'ionisation soit remplacé. Chaque électron doit créer suffisamment d'ions positifs, de photons et d'espèces métastables pour qu'au moins l'un d'eux puisse produire un nouvel électron.

Sous l'influence du champ électrique appliqué, toutes les particules ainsi créées vont se déplacer dans l'espace inter-électrodes et générer un courant électrique, le courant de décharge.

La figure I-1 décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée. La courbe permet de distinguer quatre régimes:

- *Régime I*: Le courant est très faible ( $\leq 10^{-12}$  A/cm<sup>2</sup>), dû à la présence d'ions issus de la radioactivité naturelle ou rayonnement cosmique. Dans ce cas, le champ électrique est trop faible pour assurer l'avalanche électronique.
- *Régime II*: 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 alors sans que le critère d'auto-entretien soit pour autant satisfait. La décharge a besoin d'une source externe complémentaire: On parle de régime de Townsend non entretenu. Le courant reste faible ( $\leq 10^{-9}$  A/cm<sup>2</sup>).
- *Régime III*: Ici la décharge ne s'éteint plus car la condition d'auto-entretien est atteinte. La composante continue (représentative de la charge d'espace) augmente avec la tension.
- *Régime IV*: Les courants de décharges deviennent très importants car toute l'énergie passe par un même canal préférentiel dans l'espace inter-électrodes. C'est le régime des décharges disruptives tel que les arcs électriques [15].

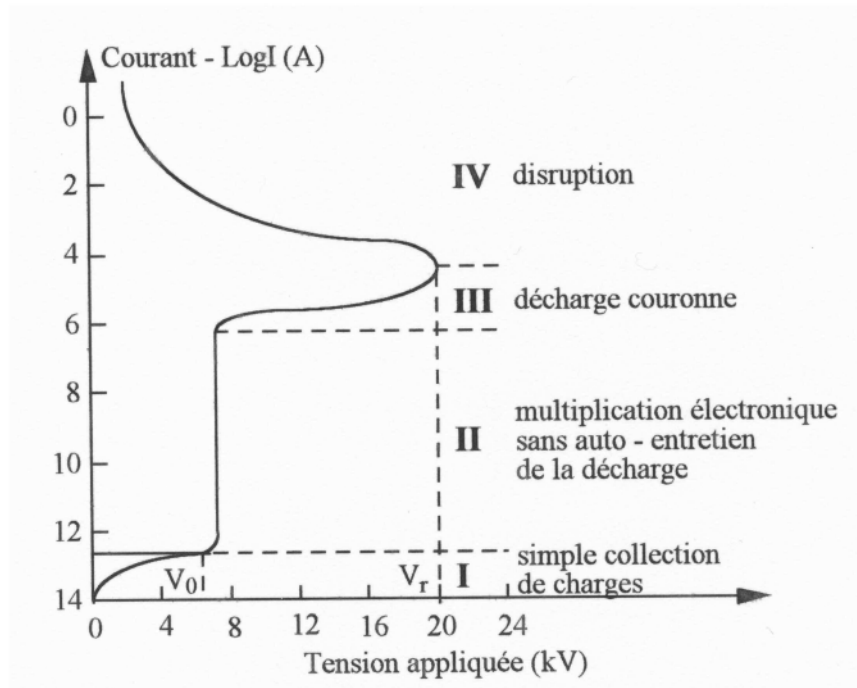


Figure I-1 Caractéristique courant-tension des décharges à pression atmosphériques [15].

#### I-4-1 Décharge de Townsend et critère d'auto-entretien de la décharge

Les premières études sur les mécanismes d'initiation de décharge ont été menées par Townsend au début des années 1914. Le dispositif étudié, représenté schématiquement sur la figure I.1, est composé de deux électrodes métalliques planes soumises à une tension continue  $V$  et séparées par une distance  $d$ . Le dispositif est placé dans une enceinte fermée, contenant un gaz dont la pression  $P$  est de l'ordre du torr ( $1 \text{ torr} \approx 1,3 \times 10^{-3} \text{ atm}$ ) [26].

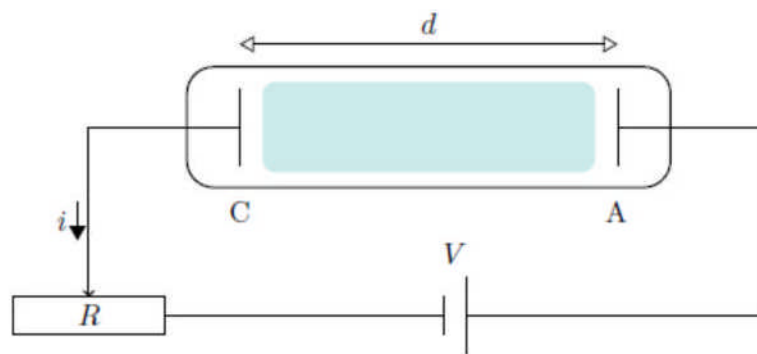


Figure I-2 Dispositif de référence étudié par Townsend [26].

La théorie de Townsend est à la compréhension de tous les phénomènes de décharge. Elle est basée sur la multiplication électronique par ionisation du gaz [17].

L'énergie acquise par un électron placé entre deux électrodes dépend de son libre parcours moyen et du champ électrique auquel il est soumis ( $E=V/d$  dans le cas d'un champ uniforme,  $V$  étant la différence de potentiel appliquée entre les deux électrodes tandis que  $d$  représente la distance inter-électrodes).

L'obtention d'un nombre d'électrons suffisant pour exciter le gaz de façon significative exige un mécanisme de multiplication. Si l'énergie d'un électron est supérieure à l'énergie d'ionisation d'une molécule M, alors un choc inélastique est susceptible de libérer un électron, ce que traduit l'expression suivante :

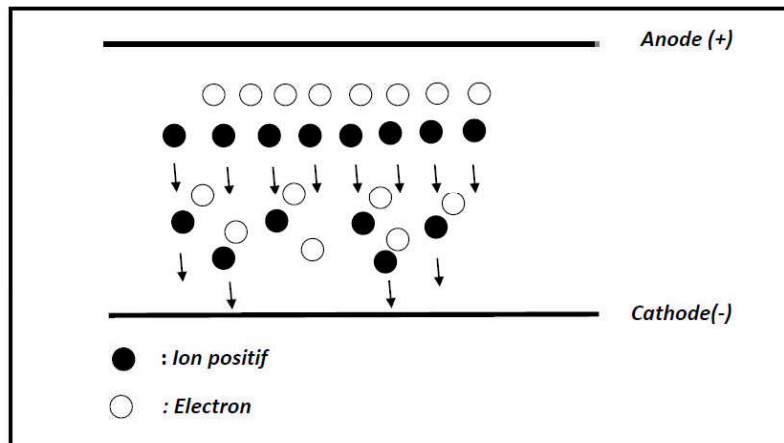


Figure I-3 Avalanche électronique [25].

Les deux électrons obtenus par ionisation sont alors accélérés par le champ électrique et peuvent à leur tour ioniser de nouvelles molécules. Townsend a proposé en 1914 l'introduire d'un coefficient d'ionisation  $\alpha$  appelé **premier coefficient de Townsend** pour traduire mathématiquement ce phénomène d'ionisation. Ce coefficient dépend du champ réduit  $E/N$  (avec N désignant la densité du gaz) et son inverse  $1/\alpha$  représente le libre parcours moyen d'un électron entre deux collisions ionisantes. L'apparition d'un électron primaire au niveau de la cathode se traduit par l'arrivée de  $e^{\alpha d}$  électrons au niveau de l'anode. Ce processus est appelé "avalanche électronique". La relation de Townsend s'écrit alors :

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (I.20)$$

Avec :

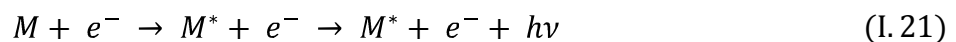
I : courant (A)

$I_0$  : courant initial dû aux électrons primaires (A)

$d$  : distance inter-électrodes (m)

$\alpha$  : premier coefficient de Townsend ( $m^{-1}$ )

En dehors de ce mécanisme de multiplication des électrons proposés par Townsend, des électrons secondaires peuvent être émis par impact d'ions positifs  $M^+$  sur la cathode ou par impact de photons émis par désexcitation radiative après impact électronique :



La probabilité de produire ainsi des électrons secondaires se traduit par l'introduction d'un second coefficient de Townsend noté  $\gamma$ .

Dans les conditions de régime permanent, le courant total dans l'espace inter électrodes peut donc être donné par :

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (I.22)$$

Dans le cas de gaz électronégatifs tel que le SF<sub>6</sub>, ce mécanisme est consommateur d'électrons, il est compétitif du mécanisme d'ionisation. Pour prendre en compte ce phénomène, il convient alors d'introduire dans la relation de Townsend une probabilité *d'attachement électronique*  $\eta$  [26] :

$$I = I_0 e^{(\alpha - \eta)d} \quad (I.23)$$

Le critère d'auto-entretien de la décharge s'écrit donc [13]:

$$\frac{\alpha\gamma}{\alpha - \eta} (e^{(\alpha - \eta)d} - 1) = 1 \quad (I.24)$$

Pour un champ uniforme et un gaz non électronégatif, le critère devient :

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (I.25)$$

## I-4-2 Mécanisme de streamer

### I-4-2-1 Limite de la théorie de Townsend

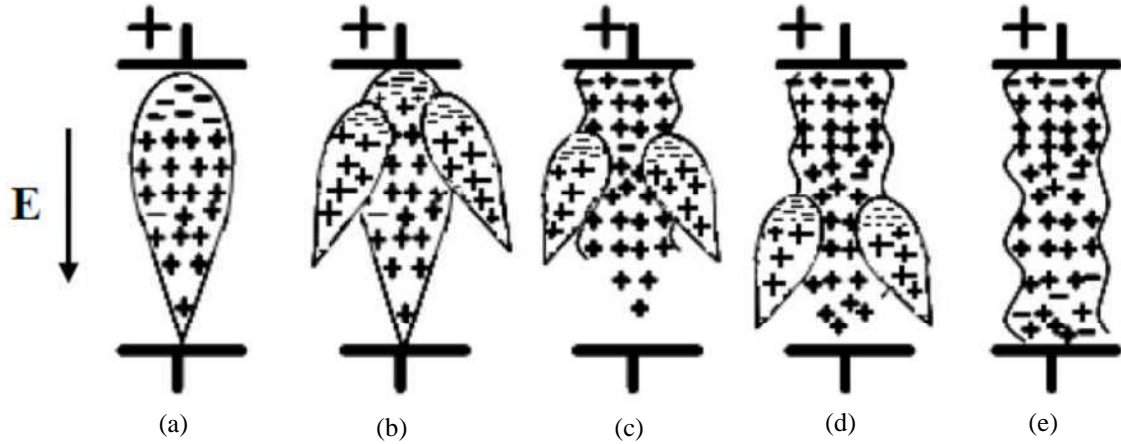
Dans la théorie de Townsend, les processus d'émission cathodique jouent un rôle fondamental dans l'amorçage de la décharge autonome. Cette théorie ne tient pas compte de la charge d'espace due à la différence de mobilité des électrons. Cette charge d'espace provoque une distorsion importante du champ électrique particulièrement à des pressions supérieures ou égales à la pression atmosphérique. La théorie de Townsend ne peut expliquer cependant les temps de développement de la décharge mesurée ( $10^{-9}$  à  $10^{-7}$  s) dans le cas d'intervalles inter électrodes importants ( $a > 1$  cm) et des pressions proches de l'atmosphère. Ces temps sont beaucoup plus faibles que ceux nécessaires à l'apparition d'effets secondaires à la cathode conditionnant le passage des décharges non autonomes en autonomes ( $10^{-5}$  à  $10^{-4}$  s). Aussi, la tension d'apparition de l'étincelle dans les grands intervalles ne dépend pas du matériau de la cathode contrairement à ce qui est prévu par la théorie de Townsend [18].

### I-4-2-2 Théorie des streamers

Indépendamment, *Meek*, *Loeb* et *Raether* ont proposé la théorie des streamers vers 1940. Cette théorie prédit le développement de l'avalanche en un streamer. Le mécanisme des streamers se déroule comme suit :

**Phase 1** : Un électron primaire se trouvant près de la cathode provoque une avalanche électronique primaire. La vitesse des électrons étant environ 100 fois supérieure à celle des ions, l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière elle une charge d'espace positive (Figure I-4-a). Les électrons sont absorbés par l'anode, tandis que les ions positifs forment dans le gaz une charge d'espace positive. Le champ  $E_c$  de cette charge est maximal en tête d'avalanche.

**Phase 2** : Des électrons secondaires sont créés par photo-ionisation autour de la charge d'espace. Ces électrons provoquent en tête d'avalanche de petites avalanches secondaires (Figure I-4-b). Le champ de la charge d'espace renforce le champ entre la tête de l'avalanche et la cathode et crée également une composante radiale.



**Figure I-4** Étapes de développement d'un streamer positif en champ uniforme [8].

La tête d'avalanche est le siège d'une importante activité (collisions entre électrons et ions positifs) qui est source de photons qui sont absorbés par le gaz environnant. En particulier, les molécules d'azote excitées peuvent émettre des photons ayant une énergie supérieure à 13 eV qui est suffisante pour ioniser les molécules d'oxygène dont l'énergie d'ionisation n'est que de 12,2 eV.

**Phase 3** : La charge d'espace augmente en volume et devient un streamer. De nouvelles avalanches secondaires viennent s'ajouter à l'avalanche primaire et le streamer progresse (Figure I-4-c). Quand il touche la cathode, à ce moment se produit le claquage (Figure I-4-e) [10].

### I-4-3 Loi de Paschen

Nous rappelons dans cette partie les bases théoriques nécessaires à notre étude. Pour déterminer la tension d'initiation d'une décharge, une description simple des phénomènes physiques mis en jeu conduit à la **loi de Paschen** utilisée comme approximation théorique. Cette loi décrit le mécanisme de rupture de Townsend dans les gaz [7].

Si  $(e^{\alpha d})$  est le nombre d'électrons libres produits par un électron dans une avalanche de longueur  $d$ ,  $(e^{\alpha d} - 1)$  est le nombre d'ions positifs produits simultanément. Le nombre d'électrons émis par la cathode ( $N_c$ ) vers l'anode dans l'intervalle inter-électrode donnent naissance à  $[N_c(e^{\alpha d} - 1)]$  ions positifs, qui en bombardant à leurs tours la cathode, libèrent  $[N_c(e^{\alpha d} - 1)\gamma]$  électrons supplémentaires en faisant intervenir un nouveau coefficient d'ionisation  $\gamma$ . Celui-ci est le deuxième coefficient de Townsend représentant le rapport entre le nombre d'électrons libérés à partir de la cathode et le nombre d'ions positifs qui tombent sur la cathode. La décharge dans ce cas est dite décharge autonome. La condition de décharge autonome pour un gaz donné à température constante est [8]:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) > 1 \quad (\text{I. 26})$$

Ou encore

$$\alpha d > \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (I. 27)$$

Dans ce cas la décharge est autonome.

La tension d'ionisation de cette décharge  $U_d$  est déterminée à partir de l'expression:

$$K = \alpha d = \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (I. 28)$$

En admettant que la décharge autonome apparait à  $U = U_d$  (avec  $U = E.d$ ), la condition de décharge autonome pour un gaz donné à température constante est donné par :

$$U_d = \frac{Bpd}{\ln(Apd/\ln(1 + 1/\gamma))} = \frac{Bpd}{\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)} \quad (I. 29)$$

Afin d'obtenir la tension minimum de claquage  $U_{dmin}$  on dérive  $U_d$  par rapport à  $p.d$ , on aura [18]:

$$(p.d)_{min} = K \cdot \frac{e^1}{A} \quad (I. 30)$$

D'où:

$$U_d = \frac{Bpd}{A \cdot \ln\left(\frac{A(pd)_{min}}{K}\right)} = \frac{BKe}{A} \quad (I. 31)$$

Ce qui nous donne

$$U_{dmin} = 2,718 \frac{B}{A} \left( \frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (I. 32)$$

Connaissant les constantes A, B et  $\gamma$ , on peut déterminer  $(pd)_{min}$  et  $U_{dmin}$ . Cependant, ces constantes pour certains gaz sont donnés dans le tableau I-3.

Gaz	$(pd)_{min}$ (torr.cm)	$U_{dmin}$ (V)	A (torr <sup>-1</sup> .cm <sup>-1</sup> )	B (V/torr.cm)
Air	0,55	352	15	365
Azote	0,65	240	12	342
Hydrogène	1,05	230	5	130
CO <sub>2</sub>	0,57	420	20	466
O <sub>2</sub>	0,7	450	8,8	275
Néon	4,0	245	4	100
Hélium	4,0	155	3	34

**Tableau I-3** Valeurs des constantes A et B des principaux gaz [8] [18].

Si le champ électrique n'est pas perturbé par des charges d'espace, la tension d'apparition de la décharge autonome dépendra uniquement du produit ( $p.d$ ):

$$U_d = f(pd) \quad (\text{I.33})$$

Cette variation de la tension en fonction du produit de la pression et de la distance inter-électrodes est appelée *loi de Paschen* plus connue expérimentalement par les courbes dites de Paschen. La figure I-5 donne les courbes de Paschen pour le  $N_2$ , Air,  $H_2$ , He, Ne et Ar.

Cette loi de Paschen s'explique par le fait que pour une distance inter-électrodes donnée en champ uniforme et à très faible pression (présence d'un nombre très limité de molécules), le développement de l'avalanche ionisante est limité entraînant une tension disruptive relativement élevée. Dans le cas des pressions élevées, la grande densité moléculaire du gaz fait que le libre parcours moyen des particules ionisantes soit plus suffisant pour déclencher facilement une avalanche, d'où une tension de claquage élevée. Entre les deux, aux pressions moyennes,  $U_d$  passe par un optimum appelé *minimum de Paschen*.

Le tableau I-4 donne quelques valeurs du minimum de Paschen pour certains gaz en fonction du produit  $(p.d)_{\min}$  et de la nature du matériau constituant le métal cathodique.

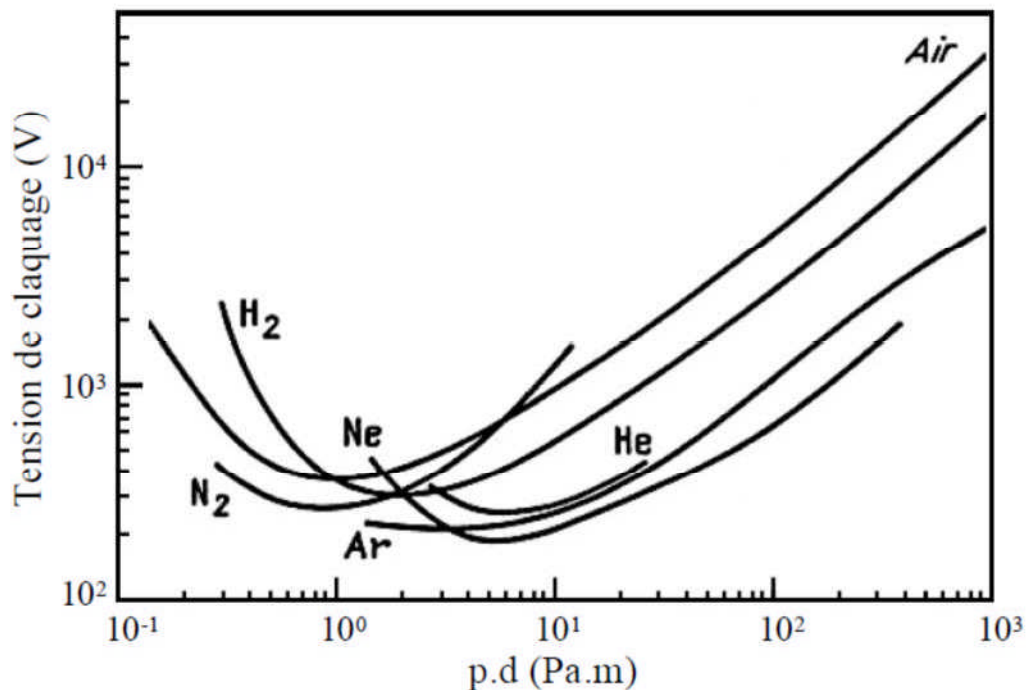


Figure I-5 Courbes de Paschen pour différents gaz [8].

Matériau		Minimum de Pschen	
Gaz	Cathode	$(U_d)_{\min}$ en (V)	$(p.d)_{\min}$ en (mm.Hg.cm)
Air	Fe	330	0,57
N <sub>2</sub>	Fe	275	0,75
H <sub>2</sub>	Pt	295	1,25
O <sub>2</sub>	Fe	450	0,7
Hg	Fe	520	2

**Tableau I-4** Minimum de Paschen en fonction du gaz et du métal de la cathode [7] [8].

Notons toutefois qu'il est également possible d'appliquer le mécanisme de Townsend à des configurations d'électrodes donnant lieu à un champ quasi uniforme comme les systèmes cylindre-cylindre (concentrique ou excentrique) ou sphère-sphère concentriques avec une faible distance inter-électrodes par rapport aux rayons des électrodes.

Cependant, le coefficient d'ionisation  $\alpha$  étant dépendant de  $E$ , lequel est fonction de la position  $x$  dans l'intervalle inter-électrodes, la condition de décharge autonome doit tenir compte de ce fait car la présence de charges d'espace et la géométrie des électrodes rendent difficile l'application de la condition de décharge autonome dans le cas des champs non uniformes. Le champ correspondant à la tension  $U_d$  peut s'avérer insuffisant pour maintenir l'ionisation par collisions. Dans ce cas, la tension nécessaire pour qu'il y ait claquage de l'intervalle de gaz ( $U_c$ ), doit être supérieure à  $U_d$  ( $U_c > U_d$ ) [8].

## I-5 Conclusion

Nous avons essayé d'exposer dans ce chapitre les différents processus élémentaires du phénomène des décharges électriques dans les gaz pour mieux comprendre le phénomène du claquage de l'air en champ uniforme qui fera l'objet du chapitre suivant.

## *Chapitre II*

### *Notions de base sur le champ électrique*

## II-1 Introduction

La tension de claquage est déterminée par le champ électrique maximum que peut supporter l'isolant, il faut donc calculer ce champ apparaissant entre deux électrodes dans les conditions atmosphériques normales. La référence est entre deux plaques parallèles, facile à calculer [18].

Il existe différents types de configurations d'électrodes et de circuits pour les mesures des hautes tensions. Dans ce chapitre, nous ne donnerons que les systèmes d'électrodes les plus courants à savoir:

- Le système plan-plan ;
- Le système sphère-sphère;
- Le système sphère-plan;
- Le système pointe-plan;
- Le système pointe-pointe.

## II-2 Système plan-plan

Le système d'électrode plan-plan est également appelé étincelle de champ uniforme. Ces écarts fournissent une précision à moins de 0,2% pour les mesures des tensions en alternatif [18].

Un système plan-plan idéal est un système de deux électrodes planes infiniment grandes. En revanche, un tel système est impossible à réaliser en pratique ; cependant le champ n'est pas uniforme au niveau des bords des électrodes. Le champ électrique y est plus intense.



*Figure II-1* Système plan-plan

Pour supprimer l'effet des bords, on les arrondit en leur donnant un rayon de courbure bien déterminé. dans les essais diélectrique, on utilise des électrodes ayant la forme de disques circulaires à bords arrondis (profil de Rogowski) [14].

À la température et à la pression normale, la tension de claquage de l'air dans l'espace entre deux électrodes planes (qui sont deux disques circulaires de rayon R) est donnée par la formule empirique de Stephenson en 1933 [22]:

$$U_{max} = U = 24,22 \cdot d + 6,08\sqrt{d} \quad (\text{II. 1})$$

On note  $U_{max}$  parce que le système plan-plan est le système de référence.  
Soit:

$$E_{max} = E = \frac{U}{d} = 24,22 + \frac{6,08}{\sqrt{d}} \quad (\text{II. 2})$$

$d$  étant la distance séparant les deux électrodes (**cm**).

Au cours des dernières années, les effets de la surface de l'électrode et de la tension sur la tension de rupture des trous de la plaque ont suscité un intérêt croissant. L'uniformité du champ le long de la surface de l'électrode a également pris une certaine importance puisqu'elle affecte directement à la fois la surface utile de l'électrode et le volume stressé. Dans le système d'électrodes plan-plan, le champ électrique est maintenu maximum et uniforme [19].

Une autre formule empirique donnant la tension de claquage en fonction de la distance inter-électrodes est proposée par Meek et Graggs (1978), a pour expression [9].

$$U = 2,44d + 2,065\sqrt{d} \quad (\text{II. 3})$$

Où :  $d$  est exprimé dans cette formule en **mm**

### II-3 Système sphère-sphère

La méthode de mesure avec l'éclateur à sphères est l'une des méthodes standard pour la mesure de la valeur crête des tensions alternatives, continues et impulsionnelles. Elle est utilisée aussi, pour vérifier les équipements de puissance à haute tension et les autres dispositifs de mesure de tension dans les circuits de test haute tension. Deux sphères métalliques identiques sont séparées par une certaine distance formant un espace de sphère. En outre, la distance entre les sphères ne doit pas dépasser le rayon de sphère. Si ces conditions sont satisfaites et que les spécifications concernant la forme, le montage, les rayons des sphères sont respectées, les résultats obtenus par l'utilisation des éclateurs à sphères sont fiables à  $\pm 3\%$ . Il a été suggéré dans la norme internationale que dans les endroits où la disponibilité du rayonnement ultraviolet est faible, l'irradiation de l'espace, par des moyens radioactifs ou d'autres moyens ionisants devraient être utilisés lorsque des tensions de grandeurs inférieures à 50 kV sont mesurées, ou lorsqu'on veut obtenir des résultats précis pour des tensions plus élevées.



**Figure II-2** Système sphère-sphère

Les sphères peuvent être disposées horizontalement ou verticalement, avec la sphère inférieure mise à la terre. Les conditions atmosphériques ont un effet sur la tension disruptive, car elles modifient la configuration du champ électrique [19].

La tension disruptive est donnée par la formule [22]:

$$U = 1,1 \cdot \frac{r}{r + d/2} \cdot U_{max}$$

$$U = 1,1 \cdot \frac{r \cdot d}{r + d/2} \left( 24,22 + \frac{6,08}{\sqrt{d}} \right) \quad (\text{II. 4})$$

#### II-4 Système sphère-plan

Si les dimensions du plan sont faibles par rapport à  $d$ , il faut lui donner la forme de Rogowsky.



**Figure II-3** Système sphère-plan

Relation entre le champ et la tension :

$$E = 0,9 \frac{U}{d} \frac{r+d}{r} \quad (\text{II. 5})$$

Le champ maximum est celui apparaissant au point de la sphère la plus proche du plan. La tension applicable est donnée par :

$$U = 1.1 \cdot \frac{r}{r+d} \cdot U_{max}$$

$$U = 1.1 \cdot \frac{r \cdot d}{r+d} \left( 24,22 + \frac{6,08}{\sqrt{d}} \right) \quad (\text{II. 6})$$

Cette formule est assez bien vérifiée pour  $2 \cdot r \gg d$ . Pour  $r$  très petit par rapport à  $d$ , elle devient pessimiste, il est pratiquement possible de doubler la tension par rapport à la théorie. En fait les formules sont d'autant plus justes que le diamètre de la sphère est de l'ordre de grandeur de la plus grande dimension du plan [22].

## II-5 Système pointe-plan

Pour une pointe conique de forme conique se terminant par un paraboloïde, le champ en tout point de la pointe le long de son axe est donné par [17]:

$$E(x) = \frac{U}{\text{Ln}\left(\frac{4d}{r}\right)} \cdot \frac{d}{d(2x+r) - x^2} \quad (\text{II. 7})$$

Avec :

$r$  : rayon de courbure de la pointe;

$d$  : distance inter-électrodes;

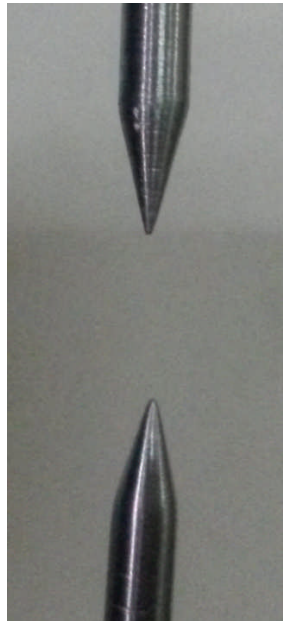
Les pointes utilisées ont généralement un angle d'ouverture  $\alpha = 30^\circ$



*Figure II-4* Système pointe-plan

## II-6 Système pointe-pointe

Le système pointe-pointe est utilisé pour mesurer les valeurs crêtes des tensions alternatives. Le système se compose habituellement de deux électrodes de section carrée à leur extrémité et montées sur des supports isolants de telle sorte qu'une longueur de tige égale ou supérieure à la moitié de l'espacement des intervalles dépasse le bord intérieur du support. Les tensions de claquage se trouvant dans différentes longueurs d'intervalle ainsi que toutes les conditions atmosphériques également. La tension de claquage pour le même espacement et les incertitudes associées à l'influence de l'humidité, les écarts de tige ne sont plus utilisés pour la mesure des tensions alternatives ou impulsionnelles [22].



*Figure II-5* Système pointe-pointe

La tension de claquage dans l'espace inter-électrodes est:

$$U = \delta(A + Bd) \cdot \sqrt[4]{5.1 \times 10^{-2}(h + 8.65)} \quad (\text{II. 8})$$

Où  $h$  est l'humidité absolue en ( $\text{g}/\text{m}^3$ ),  $B$  est une constante indépendant de la polarité de la tension,  $A$  dépend de la polarité de l'électrode haute tension et  $d$  l'espacement entre les électrodes [19].

Le champ électrique au niveau des pointes peut être approximé par l'expression suivante:

$$E(x) = \frac{U \cos \frac{\alpha}{2}}{\ln \left( \cot g \frac{\alpha}{4} \right) d \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2} d \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \quad (\text{II. 9})$$

Pour des électrodes ayant un angle d'ouverture de  $30^\circ$ , le champ électrique vaut [19]:

$$E \approx 7.11 \frac{U}{d} \quad (\text{II. 10})$$

$$E_{max} = \frac{U}{2 \ln \frac{d+r}{r}} \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{d+2r} \right) \quad (\text{II. 11})$$

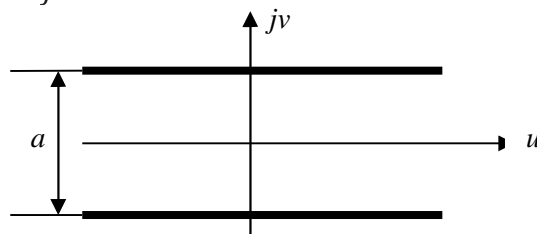
comme  $\gg r$ , il vient [19]:

$$E_{max} = \frac{U}{2r \ln \frac{d}{r}} \quad (\text{II. 12})$$

## II-7 Electrodes à profil de Rogowski

Si le champ est uniforme et perpendiculaire entre deux plaques, ce n'est plus le cas dans les bords. On peut s'affranchir de ce problème en utilisant le profil de Rogowski obtenu au moyen de la transformation conforme suivante :

plan complexe  $w = u + jv$



On admet que le champ est uniforme dans le plan  $w$ , puis on transforme tous les points dans le plan  $z = x + jy$

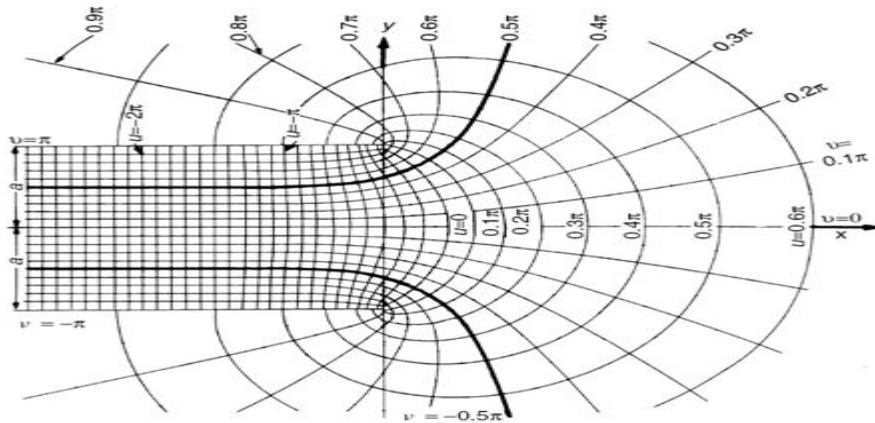
$$z = \frac{a}{\pi} (w + 1 + e^w) \quad (\text{II. 13})$$

En séparant les parties réelles et imaginaires, on obtient :

$$x = \frac{a}{\pi} (u + 1 + e^u \cos v) \quad (\text{II. 14})$$

$$y = \frac{a}{\pi} (v + e^u \sin v) \quad (\text{II. 15})$$

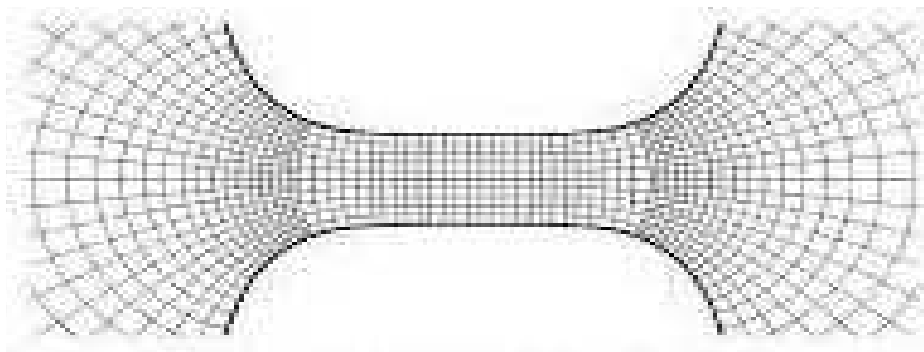
Le résultat apparaît ainsi :



**Figure II-6** électrodes équipotentielles  $v \leq \pi/2$  [14].

En utilisant le théorème des images et sa réciproque, on en conclut que l'on peut obtenir un champ quasi uniforme dans une certaine zone, et inférieur à sa valeur uniforme en dehors de la zone, à l'aide d'électrodes de dimensions finies, pour autant que ces électrodes aient la forme d'une équipotentielle correspondant à  $v \leq \pi/2$ .

**Walter Rogowski** (1881-1947) fut le premier à proposer d'utiliser des électrodes correspondant à  $v = -\pi/2$  [14]:



**Figure II-7** Profile de Rogowsky [14].

## **II-8 Conclusion**

Nous avons rappelé dans ce chapitre, les différentes configurations d'électrodes les plus courantes en électrotechnique, ainsi que les notions de bases sur champ électrique apparaissant entre deux électrodes.

Dans le chapitre qui va suivre, nous traiterons l'éclateur constitué de l'un des systèmes d'électrodes le plus connu qui est le système sphère-sphère.

# *Chapitre III*

## *Eclateurs à sphères normalisés*

### III-1 Introduction

L'éclateur à sphères a été utilisé comme méthode de mesure de tension de crête simple et fiable dans beaucoup d'essai d'équipements industriels depuis 75 ans, et les valeurs des tableaux A-1 et A-2 de la deuxième édition de la CEI 60052 ont été acceptées comme consensus international de mesures normalisées [4].

### III-2 Définition

L'éclateur à sphère ou spintermètre est la référence normalisée pour la mesure des hautes tensions. Il est formé de deux sphères de diamètre  $D$ , isolées du sol, dont on peut ajuster l'écartement  $d$  [2].

L'éclateur à sphère peut en principe être utilisé directement pour mesurer une tension : soit deux objets entre lesquels existe une certaine différence de potentiel. Si on connecte ces objets aux deux pôles d'un éclateur (suffisamment écarté), rien ne se passe.

En suite, on rapproche les deux sphères de l'éclateur jusqu'à ce qu'une étincelle éclate ; l'écartement atteint à ce moment permet de connaître la valeur de la tension [19].

En pratique, cet appareil constitue la référence conventionnelle permettant d'étalonner tout les types de voltmètres utilisés dans les laboratoires d'essais à haute tension [2] [14].



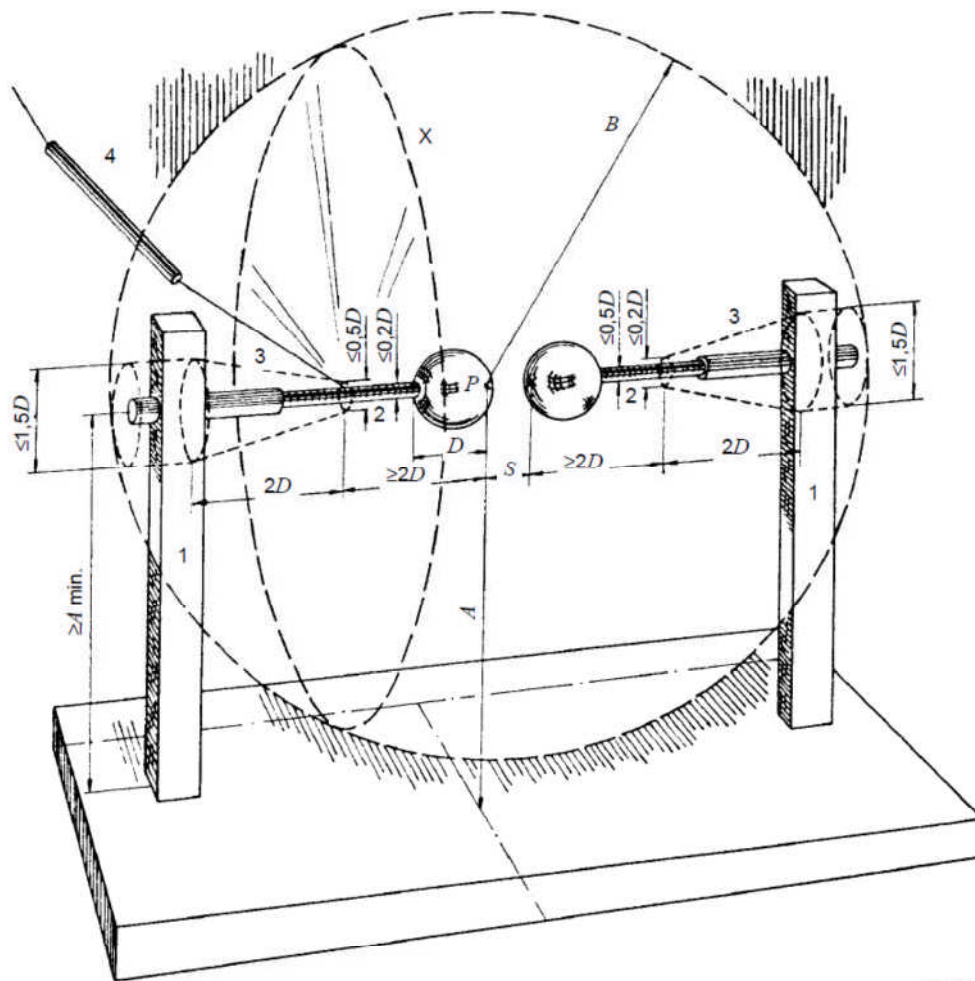
*Figure III-1* Eclateur à sphères

### III-3 Eclateur vertical

Lorsque l'éclateur est disposé verticalement, la tige de la sphère à haute tension ne doit présenter ni arête vive, ni angle et son diamètre ne doit pas être supérieur à  $0,2 D$  sur une longueur égale à  $D$ . cette prescription est faite dans le but de réduire l'influence de la tige à haute tension sur la tension de décharge disruptive. Lorsqu'une électrode de répartition de champ (dispositif anti-effluves) est utilisée à l'extrémité de la tige, sa plus grande dimension,



Il convient que les tiges des sphères soient visuellement alignées [4].



IEC 2278/02

Figure III-3 Eclateur à sphère horizontal [4].

### Indications

- 1 support isolant;
  - 2 tige support de la sphère;
  - 3 mécanisme de manœuvre, montrant les dimensions maximales;
  - 4 connexion haute tension avec des résistances en série;
  - 5 analyse de distributions, montrant les dimensions maximales (pour éclateur vertical).
- P* Point d'étincelle de la sphère à haute tension;
- A* Hauteur de *P* au-dessus du plan de la terre;
- B* Rayon d'espace dégagé des structures externes;
- X* Plan que les organes du repère 4 ne doivent pas traverser à moins d'une distance *B* de *P*.

### III -5 Eclateur à sphères normalisé

L'éclateur à sphères normalisé est un dispositif de mesure de tension de crête, construit et disposé conformément à la CEI 60052. Par convention, sont désignés par points d'étincelle, les deux points les plus rapprochés des sphères.

#### III-5-1 Prescriptions sur la forme et les conditions de surface

L'éclateur à sphère normalisé consiste en deux sphères métalliques de même diamètre  $D$ , ainsi que leurs tiges, le mécanisme de manœuvre, les supports isolants, la monture supportant les sphères et les connexions qui les relie aux points où la tension est à mesurer. Les valeurs normalisées de  $D$  sont: **2 – 5 – 6,25 – 10 – 12,5 – 15 – 25 – 50 – 75 – 100 - 150 et 200 cm**. L'écartement entre les sphères est désigné par  $d$ <sup>(1)</sup>.

Les surfaces des sphères dans le voisinage des points d'étincelle doivent être nettoyées et séchées mais n'ont pas besoin d'être polies. Une utilisation normale entraîne le fait que les surfaces des sphères deviennent rugueuses et piquetées. Il convient que les surfaces soient frottées avec un **papier abrasif à grain fin** et que la poussière qui en résulte soit enlevée avec un tissu; aucune trace d'huile ou de graisse ne doit être enlevée avec du solvant. Si les sphères deviennent excessivement rugueuses ou piquetées, de par leur utilisation, elles doivent être réparées ou remplacées [4].

#### III-5-2 Domaine d'application

La norme internationale CEI 60052 [4], présente les recommandations s'appliquant à la construction et à l'emploi des éclateurs à sphères normalisés utilisés pour la mesure des valeurs crêtes des quatre types de tensions suivantes :

- Tensions alternatives à fréquence industrielle ;
- Tensions de choc de foudre plein ;
- Tensions de choc de manœuvre ;
- Tensions continues.

Dans le cadre de ce travail, nous nous limiterons aux tensions alternatives à fréquence industrielle

Les éclateurs à sphères construits et utilisés selon la norme citée ci-dessus sont des dispositifs de mesure conformes à la CEI 60060-2 [6] et sont destinés principalement aux contrôles des caractéristiques des systèmes de mesure de haute tension.

#### III-5-3 Utilisation de l'éclateur à sphères

*Un éclateur à sphères est approuvé par la CEI lorsque l'écart-type  $\sigma$  au moment de l'utilisation est inférieur à 1 % pour la tension alternative à fréquence industrielle et pour les tensions de choc de foudre et moins de 1,5 % pour les tensions de chocs de manœuvre. L'écart-type  $\sigma$  est altéré par l'état de surface des sphères, la disponibilité des électrons libres (irradiation suffisante), la poussière contenue dans l'air et les procédures de mesure [4].*

<sup>(1)</sup> Sur les figures III-2 et III-3 tirées de la CEI 60052, l'écartement  $d$  est noté par  $S$

### III-5-4 Mesure des tensions

La mesure de la tension au moyen d'un éclateur à sphères consiste à établir une relation entre une tension telle que mesurée par un éclateur à sphères normalisé dans le circuit d'essai et l'indication d'un voltmètre dans le circuit de contrôle ou la valeur de crête de la tension obtenue par une mesure valable ou par un enregistreur approprié connecté au côté le plus bas d'un système de mesure. L'espacement entre les sphères doit être mesuré par une méthode cohérente avec l'incertitude globale de la mesure. A moins que le contraire ne puisse en être démontré, cette relation n'est plus valable lorsque qu'une modification quelconque de circuit autre qu'une variation de l'écartement des sphères est apportée [4].

### III-5-5 Mesure des valeurs crêtes des tensions alternatives à fréquence industrielle

La tension doit être appliquée avec une amplitude assez faible pour ne pas provoquer de décharge disruptive quand l'alimentation est mise en route, puis elle doit être augmentée assez lentement pour que l'appareil de mesure à basse tension puisse être lu avec précision au moment de la décharge disruptive de l'éclateur.

Un minimum de **10 décharges disruptives** doit être enregistré pour que la valeur moyenne et l'écart-type  $\sigma$  puissent être évalués. La valeur de l'écart-type doit être inférieure à 1% de la valeur moyenne [4].

Le temps entre deux essais successifs (décharges disruptives) doit être supérieur à 30 s.

### III-6 Facteurs de correction atmosphérique

La décharge disruptive dépend des conditions atmosphériques régnant dans le laboratoire. Habituellement, la tension disruptive dans l'air augmente avec l'augmentation de la densité de l'air ou de l'humidité.

En appliquant les facteurs de correction, une tension de la décharge disruptive peut être ramenée à la valeur qui aurait été obtenue dans les conditions atmosphériques de référence.

Les tensions de décharges disruptives pour différents écartements des sphères sont données dans les tableaux A-1 et A-2 dans les conditions normales de température et de pression à savoir :

Température  $t_0 = 20$  °C ;

Pression  $b_0 = 1013$  hPa.

Pour ce qui est de l'humidité absolue, les mesures ont été faites avec des humidités absolues variant entre 5 et 12 g/m<sup>3</sup>, ce qui donne une humidité absolue moyenne  $h_0 = 8,5$  g/m<sup>3</sup>.

Les valeurs de tension de claquage  $U_d$  mesurées dans des conditions réelles avec la température  $t$ , la pression  $b$  et l'humidité  $h$  sont reportées à l'atmosphère normalisée de référence comme suit [4]:

$$U_{dc} = \frac{U_d}{(\delta \times k)} \quad (\text{III. 1})$$

$U_{dc}$ : Tension disruptive corrigée (Ramenée aux conditions normales);

$\delta$ : Facteur de correction de la densité de l'air;

k: Facteur de correction de l'humidité.

### III-6-1 Facteur de correction de densité de l'air

La densité relative de l'air  $\delta$  est donnée par [4] [5]:

$$\delta = \frac{b}{b_0} \frac{273 + t_0}{273 + t} \quad (\text{III. 2})$$

Où les pressions atmosphériques  $b$  et  $b_0$  sont exprimées dans les mêmes unités (hPa) ;  
 $t$  et  $t_0$  sont les températures en degré Celsius.

### III-6-2 Facteur de correction d'humidité

Il est à noter que plus l'humidité  $h$  de l'air s'élève, plus la tension disruptive s'élève. Ceci s'explique par le fait, qu'il faut une énergie supplémentaire (empruntée au champ électrique) pour ioniser les molécules d'eau. Il est par contre bien évident que la présence d'eau condensée ou de pluie abaisse en général nettement la tension disruptive [2].

La valeur moyenne de l'humidité absolue  $h$  à laquelle les valeurs des tableaux A-1 et A-2 ont été obtenues est  $8,5 \text{ g/m}^3$ . Le facteur de correction d'humidité  $k$  donné par l'équation suivante [4]:

$$k = 1 + \left[ 0,002 \left( \frac{h}{\delta} - 8,5 \right) \right] \quad (\text{III. 3})$$

Avec l'humidité absolue ambiante  $h$  en  $\text{g/m}^3$ .

### III-7 Sources d'irradiation

La tension de décharge disruptive d'un éclateur à sphères dépend de la disponibilité des électrons libres dans l'espace entre les sphères au moment de l'application de la tension. Il convient que des actions soient menées si les exigences sur la déviation conventionnelle ne sont pas respectées [4].

L'irradiation additionnelle peut être obtenue par une lampe à vapeur de mercure à tube en quartz ou des lampes à rayons ultra-violet. L'irradiation additionnelle peut être obtenue par une source d'effet couronne en polarité négative.

### III-7 Conclusion

Ce chapitre a fait l'objet d'une étude bibliographique sur les éclateurs à sphères dans le cas général et nous nous sommes intéressés particulièrement aux éclateurs à sphères approuvés par la CEI.

# *Chapitre IV*

## *Résultats expérimentaux et discussion*

## IV-1 Introduction

Le but de cette étude est de caractériser un éclateur à sphères et voir s'il est conforme aux recommandations de la CEI 60052. Pour ce, nous disposons de plusieurs sphères de diamètres différents. Les résultats des essais seront corrigés et ramenés aux conditions normales. Une étude statistique complétera ce travail.

## IV-2 Dispositif expérimental

Les essais sont effectués au laboratoire de haute tension de l'université de Mouloud Mammeri de Tizi ousou. La station d'essai comprend les appareils suivants:

- Un transformateur d'essai;
- Un pupitre de commande;
- Un éclateur à sphères;
- Un voltmètre.

### a- Transformateur d'essai

Nous avons utilisé un transformateur d'essai conçu et isolé pour la génération de la haute tension. Ce transformateur délivre au secondaire une tension allant jusqu'à 100 kV.



*Figure IV-1 Transformateur d'essai*

### b- Un pupitre de commande

Le pupitre de commande comprend les principaux éléments suivants:

- Un autotransformateur permettant de varier la tension manuellement via un volant;
- Un diviseur de tension de rapport 1000;
- Des dispositifs de coupure et de protection de l'installation.

La tension disruptive est mesurée par un voltmètre à affichage digital d'une marque Metrix.



*Figure IV-2 Pupitre de commande*

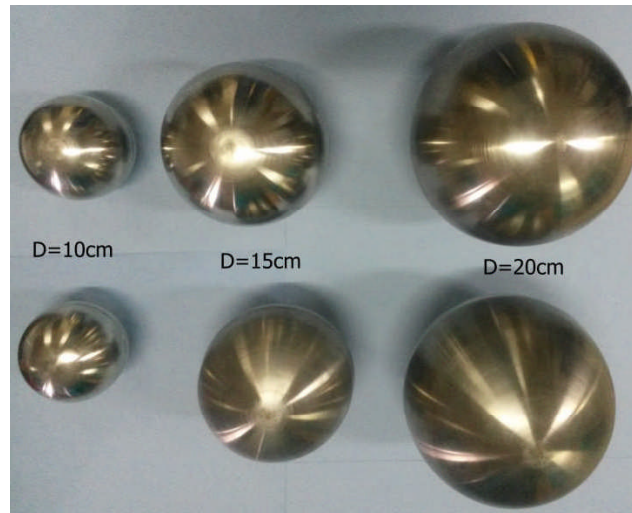
### c- Un éclateur à sphères

L'éclateur à sphères nous permet de mesurer la tension disruptive de l'intervalle d'air entre les électrodes sphériques connectés à ses bornes.



*Figure IV-3 Système d'électrodes interchangeables utilisé*

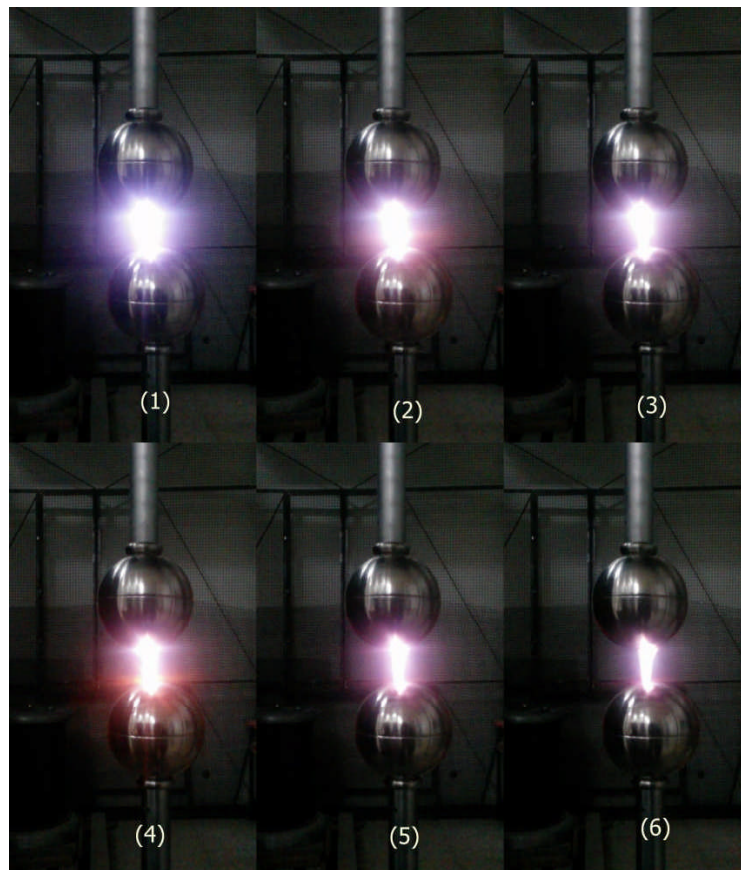
On dispose de 3 paires de sphères ayant les diamètres respectifs 10, 15 et 20 cm.



*Figure IV-4 Electrodes sphériques utilisées*

### IV- 3 Résultats des essais

Chaque série d'essais a lieu le même jour donc pratiquement dans les mêmes conditions atmosphériques, les électrodes sont nettoyées à l'acétone avant et après chaque essai.



**Figure IV-5** Photographies des différentes étapes claquage dans l'air (Diamètre des sphères  $D = 15$  cm)

### IV-3-1 Sphères de diamètre $D = 10$ cm

Selon les recommandations de la CEI 60052 (2002), nous avons effectué pour chaque distance inter-électrodes 10 essais. Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau suivant:

<b>d (mm)</b>	5	10	15	20	25	30	35
<b><math>U_d</math> (kV<sub>eff</sub>)</b>	10,57	20,28	28,73	37,19	45,56	55,24	63,09
<b><math>U_d</math> (kV)</b>	14,96	28,68	40,63	52,59	64,43	78,12	89,22
<b><math>U_{dc}</math> (kV)</b>	15,42	29,57	41,88	54,22	66,42	80,54	91,82
<b><math>U_{d1}</math> (kV)</b>	16,82	30,93	44,59	58,03	71,32	84,51	97,63
<b><math>U_{d2}</math> (kV)</b>	16,40	30,3	43,77	57,04	70,26	82,75	96,14
<b><math>U_{d3}</math> (kV)</b>	17,6	31,74	44,79	57,04	68,66	79,15	90,00
<b>Ecart-type <math>\sigma</math> (kV<sub>eff</sub>)</b>	0,46	0,65	0,39	0,29	0,43	0,74	0,81
<b>Ecart-type <math>\sigma</math> (%)</b>	4,35	3,2	1,35	0,78	0,94	1,34	1,28

*Tableau IV-1 Tension disruptive en fonction de la distance inter-électrodes ( $D=10$  cm)*

Pour simplifier, on note :

$U_{dc}$  : Tension corrigée ramenée aux conditions normales selon la norme CEI 60060-1(2010)

$U_{d1}$  : Tension calculée par la formule de Meek-Graggs

$U_{d2}$  : Tension calculée par la formule de Stephenson pour champ uniforme

$U_{d3}$  : Tension calculée par la formule de Stephenson pour des électrodes sphériques

Les valeurs de la tension disruptive doivent être corrigées et ramenées aux conditions normales selon les recommandations de la CEI 60060-1 [5].

$$U_{dc} = \frac{U_d}{k_t} = \frac{U_d}{\delta \cdot k}$$

Les conditions de travail pour cette série d'essais sont :

$$b = 1005 \text{ hPa}$$

$$t = 20,9 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$H = 42,2 \text{ \%}$$

La densité de l'air  $\delta$  est donnée par :

$$\delta = \frac{b}{b_0} \frac{273 + t_0}{273 + t}$$

Ce qui donne :  $\delta = 0,98$

$$k = 1 + \left[ 0,002 \left( \frac{h}{\delta} - 8,5 \right) \right]$$

$$h = 7,66 \text{ g/m}^3$$

d'où :  $k=0,99$  et  $k_t = \delta \cdot k = 0,97$

La figure IV-6 montre l'allure de la tension disruptive dans l'air pour différentes distance inter-électrodes. L'examen de la courbe expérimentale montre une certaine linéarité entre la tension et la distance inter-électrodes, ce qui correspond à un champ électrique uniforme. Les courbes obtenues avec les expressions de Meek-Graggs et Stephenson suivent la même tendance. Les résultats expérimentaux sont en accord avec la théorie.

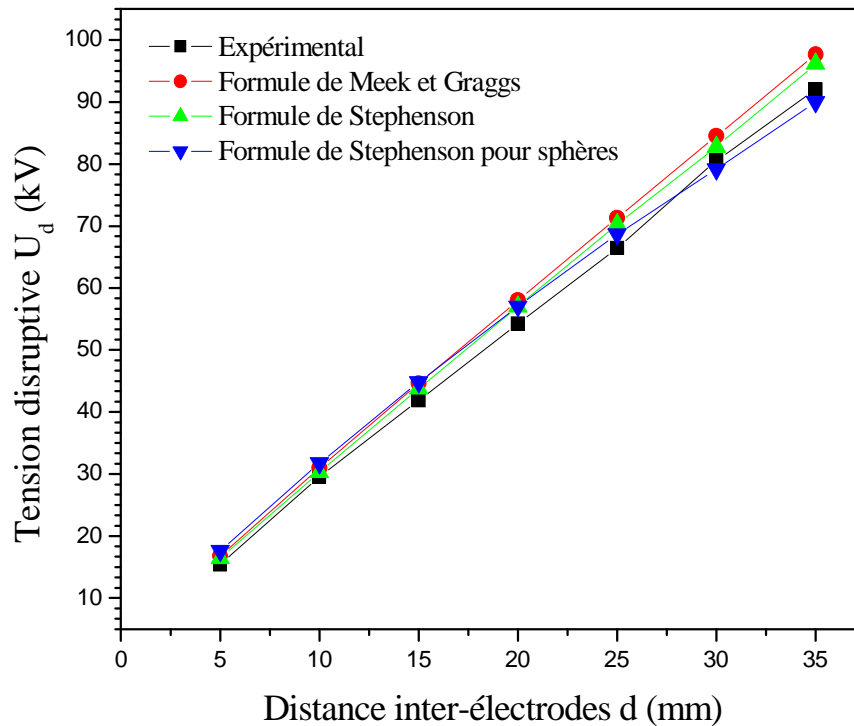


Figure IV-6 Tension disruptive en fonction de la distance inter-électrodes ( $D = 10$  cm)

En champ uniforme, le champ disruptif est donné par l'expression :

$$E_d = \frac{U_d}{d}$$

Ce qui donne les valeurs du tableau IV.2.

d (mm)	5	10	15	20	25	30	35
$E_{dc}$ (kV/cm)	30,84	29,57	27,92	27,11	26,57	26,85	26,28
$E_{d1}$ (kV/cm)	33,64	30,93	29,73	29,02	28,53	28,18	27,89
$E_{d2}$ (kV/cm)	32,8	30,3	29,18	28,52	28,1	27,58	27,47
$E_{d3}$ (kV/cm)	35,2	31,74	29,86	28,52	27,46	26,38	25,71

Tableau IV-2 Champ électrique en fonction de la distance inter-électrodes ( $D=10$  cm)

$E_{dc}$  : Champ électrique

$E_{d1}$  : Champ électrique calculé par la formule de Meek-Graggs

$E_{d2}$  : Champ électrique calculé par la formule de Stephenson pour champ uniforme

$E_{d3}$  : Champ électrique calculé par la formule de Stephenson pour des électrodes sphériques

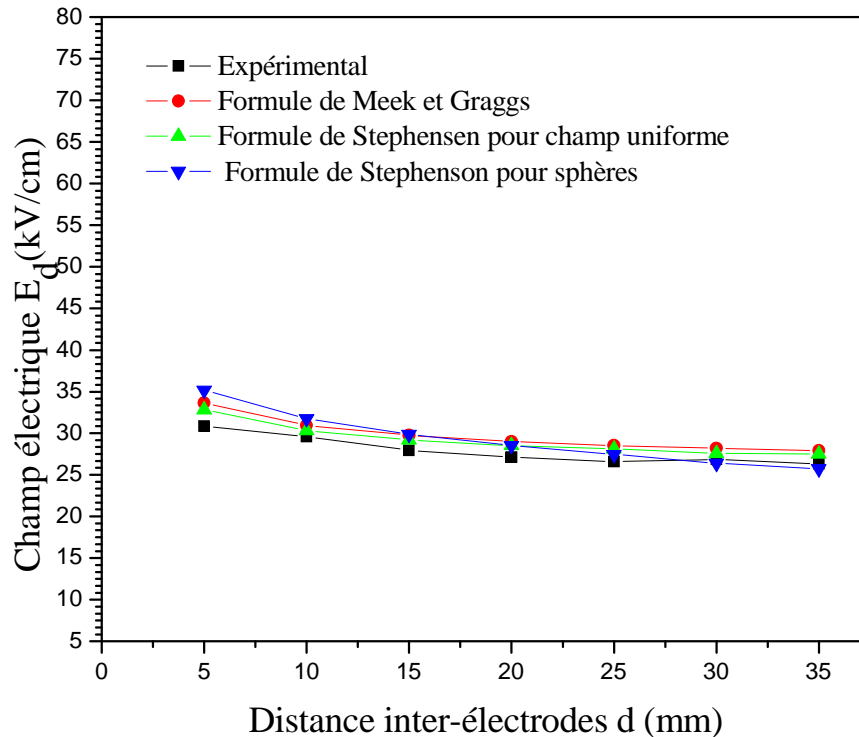


Figure IV-7 Champ électrique en fonction de la distance inter-électrodes ( $D = 10$  cm)

Le champ disruptif de la figure IV-7 est relativement uniforme. Les valeurs expérimentales et théoriques du champ sont proches.

Il faut signaler que l'on ne peut obtenir en pratique un champ quasi-uniforme., cela suppose des électrodes infinies.

### IV-3-2 Sphères de diamètre $D = 15$ cm

Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau ci-dessous:

d (mm)	5	10	15	20	25	30	35
$U_d$ (kV <sub>eff</sub> )	9,32	19,14	28,81	38,04	45,39	54,44	62,7
$U_d$ (kV)	13,18	27,07	40,74	53,79	64,19	76,99	88,67
$U_{dc}$ (kV)	13,44	27,62	41,58	54,90	65,51	78,56	90,48
$U_{d1}$ (kV)	16,82	30,93	44,59	58,03	71,32	84,51	97,63
$U_{d2}$ (kV)	16,40	30,3	43,77	57,04	70,26	82,75	96,14
$U_{d3}$ (kV)	17,74	33,33	45,85	58,82	71,34	82,75	94,71
Ecart-type $\sigma$ (kV)	0,49	0,74	0,28	0,34	0,43	0,32	1,08
Ecart-type $\sigma$ (%)	5,25	3,86	0,97	0,89	0,94	0,58	1,72

Tableau IV-3 Tension disruptive en fonction de la distance inter-électrodes ( $D=15$  cm)

Pour cet essai, les conditions atmosphériques sont :

$b = 1003 \text{ hPa}$  ;  $t = 20 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $H = 43,3\%$

Ce qui donne :

$$h = 10,8 \text{ g/m}^3, \delta = 0,97 \text{ et } k = 1,005$$

On aura :  $k_t = \delta.k = 0,98$

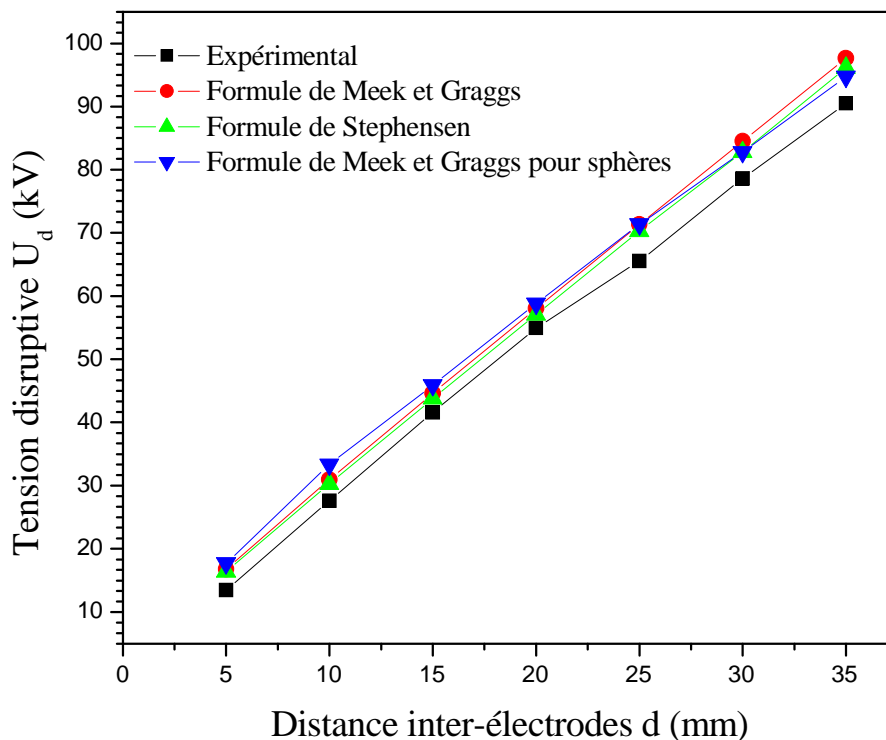


Figure IV-8 Tension disruptive en fonction de la distance inter-électrodes ( $D = 15 \text{ cm}$ )

Comme pour la figure IV-6, les tracés de la figure IV-8 ont la même allure et l'écart entre les deux figures est réduit. En d'autres termes, les tensions disruptives obtenues expérimentalement avec les sphères de 15 cm de diamètre sont presque identiques à celles des sphères de 10 cm. Cela peut s'expliquer, que les distances inter-électrodes étant petites devant le rayon des sphères, le champ électrique ne serait que constant.

On déduit le champ électrique donné par le tableau ci-dessous :

d (mm)	5	10	15	20	25	30	35
$E_{dc}$ (kV/cm)	26,88	27,62	27,72	27,45	26,20	26,19	25,85
$E_{d1}$ (kV/cm)	33,67	30,93	29,75	29,02	28,53	28,18	27,89
$E_{d2}$ (kV/cm)	32,8	30,3	29,18	28,52	28,1	27,58	27,47
$E_{d3}$ (kV/cm)	35,48	33,33	30,57	29,41	28,53	27,58	27,06

Tableau IV-4 Champ électrique en fonction de la distance inter-électrodes ( $D=15 \text{ cm}$ )

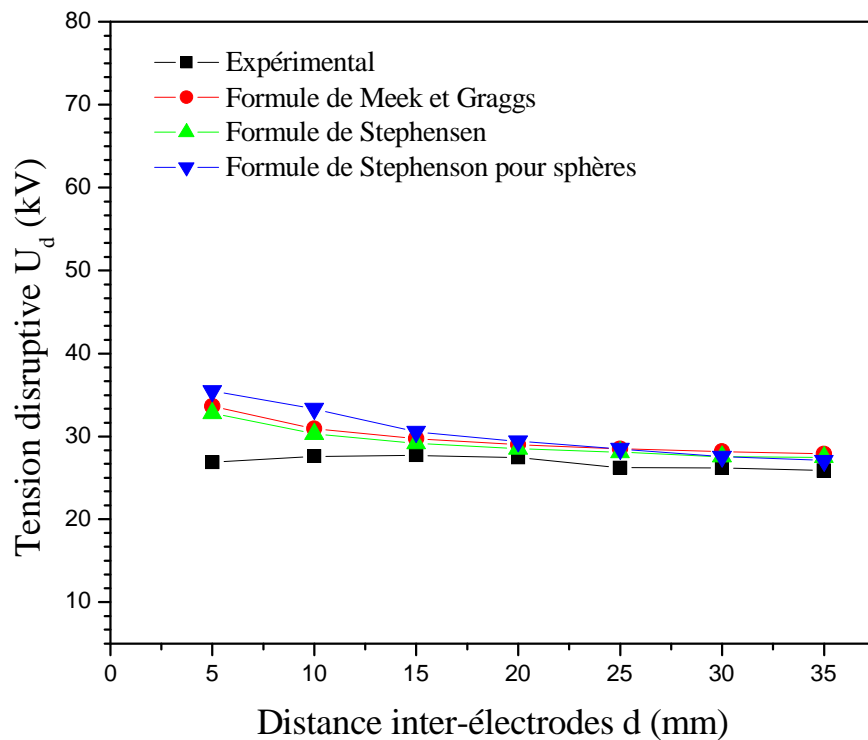


Figure IV-9 Champ électrique en fonction de la distance inter-électrodes ( $D = 15$  cm)

Sur la figure IV-9, une légère diminution de la valeur du champ électrique obtenu expérimentalement a été constatée mais la tendance à la constance de celui-ci est bien visible.

### IV-3.2 Sphères de diamètre $D = 20$ cm

Pour les sphères de diamètre  $D = 20$  cm, nous avons obtenu les résultats suivants :

d (mm)	5	10	15	20	25	30	35
$U_d$ (kV <sub>eff</sub> )	9,52	19,06	28,40	36,86	44,68	53,47	62,7
$U_d$ (kV)	13,46	26,95	40,16	52,13	63,19	75,62	88,67
$U_{dc}$ (kV)	13,73	27,51	40,98	53,19	64,47	77,16	90,48
$U_{d1}$ (kV)	16,82	30,93	44,59	58,03	71,32	84,51	97,63
$U_{d2}$ (kV)	16,40	30,3	43,77	57,04	70,26	82,75	96,14
$U_{d3}$ (kV)	17,81	32,51	46,41	60,79	72,74	84,67	97,25
Ecart-type $\sigma$ (kV)	0,39	0,36	0,33	0,45	0,63	0,25	0,55
Ecart-type $\sigma$ (%)	4,09	1,88	1,16	1,22	1,41	0,46	0,87

Tableau IV-5 Tension disruptive en fonction de la distance inter-électrodes ( $D = 20$  cm)

Les conditions de travail pour cette série d'essais étant :

$b = 1002 \text{ hPa}$  ;  $t = 19,9 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $H = 51,5\%$

On trouve :

$h = 8,82 \text{ g/m}^3$  ;  $\delta = 0,98$  ;  $k = 1,001$  et  $k_t = 0,98$

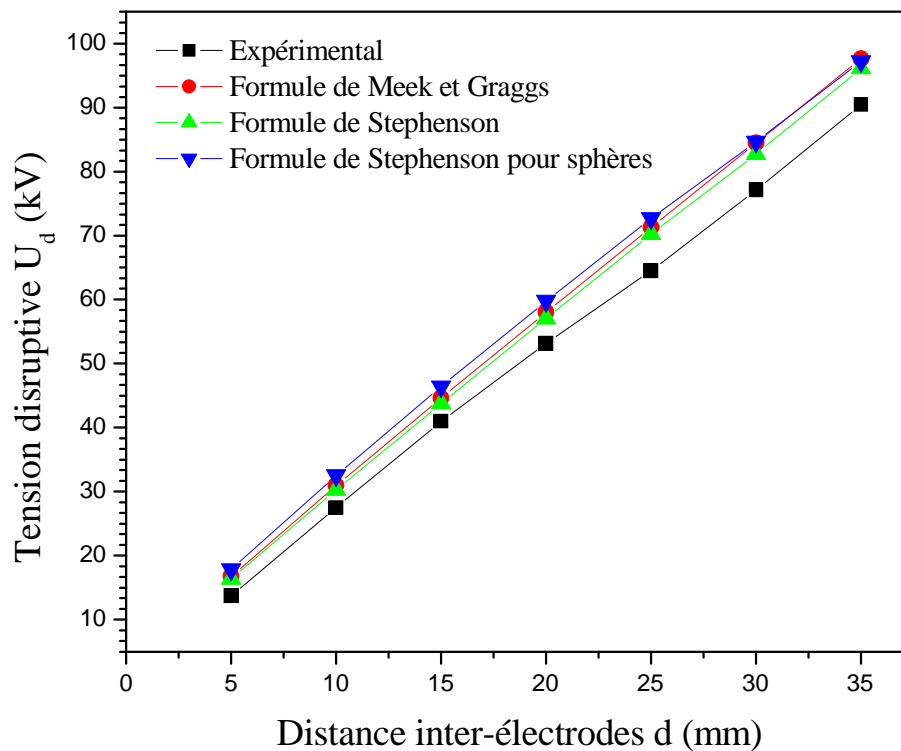


Figure IV-10 Tension disruptive en fonction de la distance inter-électrodes ( $D = 20 \text{ cm}$ )

La figure IV-10 représente les résultats expérimentaux et théoriques. Bien que les sphères de diamètre 20 cm ne fassent pas partie des éclateurs à sphères normalisés par la CEI 60052, les résultats obtenus sont semblables à ceux obtenus avec les sphères de diamètres 10 et 15 cm qui sont quant à elles normalisées.

d (mm)	5	10	15	20	25	30	35
$E_{dc}$ (kV/cm)	27,46	27,51	27,32	26,69	25,78	25,72	25,85
$E_{d1}$ (kV/cm)	33,64	30,93	29,73	29,02	28,53	28,18	27,89
$E_{d2}$ (kV/cm)	32,8	30,3	29,18	28,52	28,1	27,58	27,47
$E_{d3}$ (kV/cm)	35,62	32,51	30,94	30,39	29,09	28,22	27,78

Tableau IV-6 Champ électrique en fonction de la distance inter-électrodes ( $D=20 \text{ cm}$ )

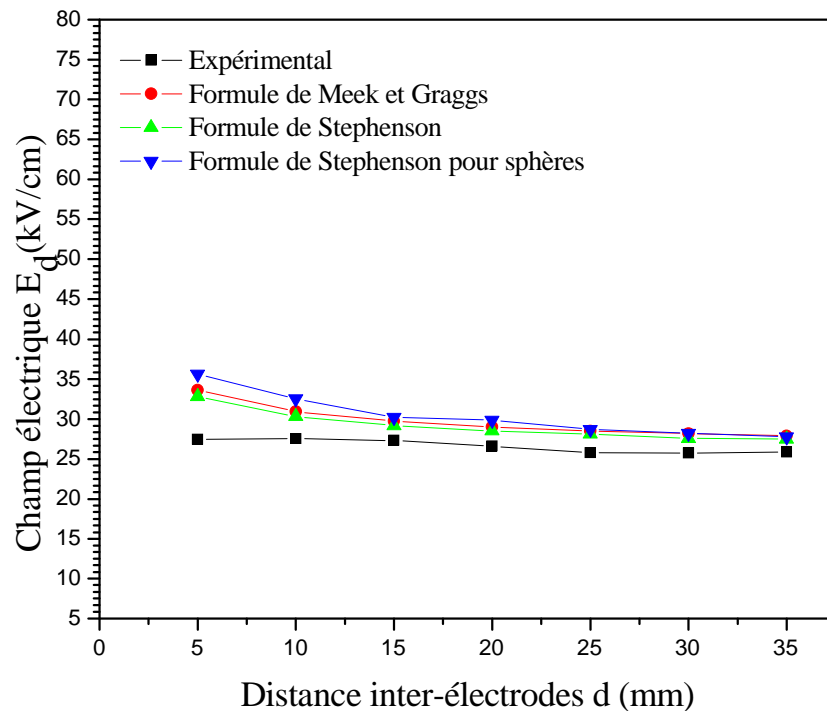


Figure IV-11 Champ électrique en fonction de la distance inter-électrodes ( $D = 20$  cm)

Comme pour les figures IV-7 et IV-9, le champ électrique représenté par la figure IV-11 montre la même tendance.

#### IV-4 Etude statistique

Compte tenu du caractère aléatoire de la décharge électrique, la procédure d'approbation de l'éclateur passe par des essais répétitifs, permettant un traitement statistique.

En pratique, on admet généralement l'hypothèse suivante :

*La probabilité  $p$  d'amorçages de l'éclateur, pour un écartement  $d$  donné des sphères, est uniquement fonction de la tension  $U$  appliquée.*

Dans ces conditions, on a à déterminer la fonction  $P(U)$  pour chaque écartement des sphères, ce qui se fait en appliquant  $N$  groupes de  $M$  tensions égales. Si l'on ne fait aucune hypothèse supplémentaire sur la distribution de cette probabilité,  $N$  devra être suffisamment grand pour construire cette distribution inconnue. Toutefois l'expérience montre que celle-ci est en général correctement approximée par une distribution normale. Il suffit dès lors d'un nombre limité de groupes ( $N$  assez petit, soit environ 4~5) pour évaluer les paramètres de la distribution.

Les paramètres en considération sont :

- La valeur moyenne, soit la tension pour laquelle la probabilité d'amorçage est de 50 % :  $U_{50}$  ;
- La dispersion (ou déviation) conventionnelle ou écart-type  $\sigma = U_{50} - U_{16}$ , où  $U_{16}$  est la tension pour laquelle la probabilité d'amorçage est de 16 %.

- Une probabilité de 16 % correspond à la valeur -1 de la variable d'une distribution normale centrée réduite. La dispersion conventionnelle est donc égale à l'écart-type de la distribution.

#### IV-4-1 Première série d'essais pour les sphères de diamètre $D = 10$ cm

Pour les sphères de 10 cm de diamètre, les essais ont été faits dans les conditions atmosphériques suivantes:

$P = 999$  hPa ,  $t = 23,4$  °C ,  $H = 42,9$  %.  
et pour la distance inter-électrodes  $d = 35$  mm.

Nous avons fait  $N = 4$  groupes de tensions de  $M = 20$  essais, durant lesquels nous avons obtenus les résultats ci-dessous :

Groupe	Tension crête corrigée (kV)	Nombre d'amorçages	Probabilité d'amorçage
1	88	2	0,1
2	89	6	0,3
3	91	12	0,6
4	92	18	0,9

$n$  : Le nombre total d'amorçages ;

$U_i$  : La tension crête corrigée.

La tension  $U_{50}$  est donnée par l'expression suivante [16] :

$$U_{50} = \frac{\sum n_i U_i}{n} \quad (\text{IV. 1})$$

Ce qui donne :  $U_{50} = 91$  kV

L'écart-type a pour expression:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (U_i - U_{50})^2}{n - 1}} \quad (\text{IV. 2})$$

Après calculs, on trouve :  $\sigma = 1,27$  kV ou  $\sigma = 1,16$  % de  $U_{50}$

Ce qui est légèrement supérieur aux valeurs recommandées par la CEI 60052, à savoir: ( $\sigma \leq 1$  % de  $U_{50}$ ).

Cette petite différence est probablement due à l'état de surface des sphères, ou à la disponibilité des électrons libres (irradiation suffisante), voir à la poussière contenue dans l'air.

Comme :  $\sigma = U_{50} - U_{16}$ , ce qui donne :

$$U_{16} = U_{50} - \sigma = 91 - 1,27 = 89,73 \text{ kV}$$

Pour une distance inter-électrodes  $d = 35$  mm, la valeur de  $U_{50}$  donnée par le tableau A-1 vaut 95 kV et celle que nous avons trouvée est égale à 91 kV. Il y a un écart de 4 kV. L'incertitude relative sur  $U_{50}$  peut s'écrire:

$$\frac{\Delta U_{50}}{U_{50}} = \frac{|U_{50mes} - U_{50t}|}{U_{50t}} \cdot 100$$

Ce qui donne après calculs:  $\frac{\Delta U_{50}}{U_{50}} = 4,21\%$

#### IV-4-2 Deuxième série d'essais pour les sphères de diamètre $D = 15$ cm

Par contre, pour les sphères de 15 cm de diamètre, nous avons travaillé dans les conditions atmosphériques suivantes :

$b = 992$  hPa ;  $t = 23$  °C et  $H = 45,5$  %.

Nous avons effectué  $N = 5$  groupes de  $M = 20$  essais qui nous ont donné les résultats ci-dessous :

Groupes	Tension de crête corrigée (kV)	Nombre d'amorçage	Probabilité d'amorçage
1	89	1	0,05
2	89,5	2	0,1
3	90	6	0,3
4	91	8	0,4
5	92	17	0,85

Ce qui donne :  $U_{50} = 91,18$  kV et  $\sigma = 0,92$  kV ou  $\sigma = 1,01$  % de  $U_{50}$

Dans ce cas, cet éclateur pourrait être approuvé par la CEI.

On déduit :  $U_{16} = U_{50} - \sigma = 91 - 0,96 = 90,04$  kV

Du tableau A-1, on relève la valeur de  $U_{50}$  et qui vaut 98 kV alors que celle que nous avons trouvée est égale à 91,18 kV. Il y a un écart plus grand qu'avec les sphères de 10 cm de diamètre.

$$\frac{\Delta U_{50}}{U_{50}} = 6,96 \%$$

#### Remarque:

Nous avons utilisé les sphères de 20 cm de diamètre qui ne font partie des sphères normalisées. Pour l'étude statistique, nous ne connaissons pas la valeur de  $U_{50}$  recommandée, ce qui nous a amené à ne pas faire les groupes d'essais.

## **IV-5 Conclusion**

Dans cette partie expérimentale, nous avons pu mettre en évidence pour les différentes sphères utilisées:

- L'uniformité du champ électrique avec les valeurs expérimentales obtenues et les valeurs théoriques en utilisant les formules empiriques proposées;
- Un léger écart entre la tension  $U_{50}$  obtenue statistiquement et celle recommandée par la CEI

# *Conclusion générale*

## **Conclusion générale**

Les objectifs de ce travail étaient d'une part l'amélioration de la compréhension du phénomène de la décharge électrique dans l'air, et d'autre part la mesure de la tension disruptive de l'air au moyen d'un éclateur à sphères normalisé, et le calcul du champ électrique avec différentes formules empiriques.

Tout les essais ont été effectués en respectant les consignes de la CEI 60052, et les résultats obtenus conformes à cette norme avec un léger écart (acceptable).

Les expériences sur la mesure des tensions disruptives, ont été effectuées dans les conditions atmosphériques ambiantes dans le laboratoire de haute tension, et les résultats des mesures ont été corrigés et ramenés aux conditions normales exigées par la CEI 60060-1.

Les équipements qui ont été nécessaires pour bien mener ce projet ont été d'une grande efficacité et ont montré leur utilité dans notre étude.

Pour la mesure des tensions, nous avons utilisé trois paires de sphères de diamètres différents, pour différents écartements celles-ci, ce qui nous a ramené à conclure que :

- L'évolution de la tension disruptive est proportionnelle avec l'augmentation de la distance inter-électrodes.
- L'évolution champ électrique en fonction de la distance inter-électrodes est relativement constante (champ électrique uniforme).
  - Le champ électrique mesuré est plus constant par rapport à celui calculé à partir des formules empiriques proposées par Meek-Graggs. et Stephenson.
  - Pour les distances inter-électrodes avec lesquelles nous avons travaillé et qui ne dépassent pas 3,5 cm (notre source ne fournissant pas plus de 100 kV), les tensions disruptives mesurées pour les 3 paires de sphères utilisées sont presque identiques. Cela s'explique par le fait que la distance inter-électrodes est faible devant le rayon des sphères, on est donc en champ uniforme.

Pour que l'éclateur à sphères pourrait être considéré comme approuvé par la CEI, nous avons terminé notre investigation par un traitement statistique et nous avons calculé la déviation conventionnelle (l'écart-type), la tension  $U_{50}$ . Cela a permis de comparer les résultats obtenus pratiquement à ceux proposés par la CEI.

## *Références bibliographiques*

## Références bibliographiques

- [1] **J.F.Affolter**, "*Haute Tension*", Ecole d'Ingénieurs du Canton de Vaud EIVD, Yverdon-les bains, Octobre 2000.
- [2] **M.Aguet & M.Lanoz**, "*Haute Tension*", Traité d'électricité, Volume XXII, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Deuxième édition, 2001.
- [3] **K.Bouhanic & M.El Koucha**, "*Contribution à l'étude d'une isolation composée barrière/air sous tension alternative 50 Hz*", Mémoire d'Ingénieur d'Etat de l'UMMTO, 1994.
- [4] **CEI 60052**, "*Mesure de tension au moyen des éclateurs à sphères normalisés*", Edition 2002.
- [5] **CEI 60060-1**, "*Technique des essais à haute tension - Définition et exigences générales*", Edition 2010
- [6] **CEI 60060-2**, "*Technique des essais à haute tension - Systèmes de mesure*", Edition 2010.
- [7] **F.Coliatene**, "*Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique*", Thèse de Doctorat de l'université de Toulouse, 2009.
- [8] **M.L.Coulibaly**, "*Caractérisation des décharges électrique se propageant aux interfaces gaz/solide - Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale*", Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale de Lyon, 2009.
- [9] **G.Daill & B.Fournaud**, "*Décharge couronne, application et modélisation*", Projet utilisation rationnelle de l'énergie, Ecole supérieur d'ingénieur de potiers, 2005.
- [10] **M.Debit**, "*Etude des phénomènes de préclaquage à l'interface d'une isolation mixte solide-gaz*", Mémoire de Magister de l'UMMTO, 2012.
- [11] **M.Farzaneh & W.A.Chisholm**, "*Insulators for icing and polluted environments*", Edition John Wiley and sons, 2009.
- [12] **C.Gary & M.Moureau**, "*L'effet de couronne en tension alternative*", Edition EYROLLES, 1976.
- [13] **M.Hairour**, "*Etude diélectrique d'une isolation hybride gaz-solide pour appareillage haute tension*", Thèse de Doctorat de l'Université de Montpellier II, 2007.

- [14] **E.Kuffel, W.S.Zaengl & J.Kuffel**, *"High Voltage engineering: Fundamentals"*, Published by Butterworth-Heinemann, Second edition, 2000.
- [15] **A.Labergue**, *"Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas-Application au contrôle de décollements d'écoulements "*, Thèse de Doctorat de l'Université de Potiers, 2005.
- [16] **J.S.T.Looms**, *"Insulators for High Voltages"*, Published by the Institution of Engineering and Technology, London, United Kingdom, Third Edition, 2006.
- [17] **M.Mekious**, *"Influence du matériau d'électrode sur une décharge couronne"*, Mémoire de Magister de l'UMMTO, 2001.
- [18] **M.Mekious**, *"Généralités sur les diélectriques "*, Cours de diélectriques et isolation électrique Master I, 2015.
- [19] **M.Mekious**, *"Champ électrique dans les systèmes usuels "*, Cours de Technique de la Haute Tension Master II, 2016.
- [20] **A.Rein**, *"Mécanisme et critères de la rupture diélectrique dans les gaz. Mesure des grandeurs caractéristique de la décharge. Etude bibliographique "*, ELECTRA N°32, 1974.
- [21] **M.Redolfi**, *"Etude de l'oxydation de différents types d'hydrocarbures par des procédés utilisant des techniques de décharges électriques non -thermiques à pression atmosphérique: Application à la problématique du démarrage à froid"*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XIII, 2007.
- [22] **P.B.Sankar**, *"Measurement of air breakdown voltage and electric field using standad sphere gap method "*, Thèse de Master de l'Institut National de Technologie de Rourkela, Inde, 2011.
- [23] **P.Seimandi**, *"Modélisation mathématique et numérique de décharges couronnes pour le contrôle d'écoulements"*, Thèse de Doctorat de l'Université de Toulouse ,2010.
- [24] **J.D. Stephenson**, *"Corona and spark discharge in gazes"*, Journal IEE, 1933.
- [25] **D.Tifaoui & A.Ladjel**, *"Etude de la décharge couronne en géométrie pointe-plan sous tension continue"*, Mémoire Master de l'UMMTO, 2016.
- [26] **A.Vincent**, *"Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope"*, Thèse de Doctorat de l'université Paris VI, 2002.

# *Annexes*

**Annexe 1**

**Tableau A-1** Valeurs de crête des tensions de décharges disruptive (Valeurs de  $U_{50}$  des essais de chocs) en kV pour les tensions alternatives à fréquence industrielle, la tension de choc de foudre plein, la tension de chocs de manœuvre de polarité négative et les tensions continues des deux polarités [4].

Ecartement des sphères cm	Diamètre des sphères cm											
	2	5	6,25	10	12,5	15	25	50	75	100	150	200
0,05	2,8											
0,10	4,7											
0,15	6,4											
0,20	8,0	8,0										
0,25	9,6	9,6										
0,30	11,2	11,2										
0,40	14,4	14,3	14,2									
0,50	17,4	17,4	17,2	16,8	16,8	16,8						
0,60	20,4	20,4	20,2	19,9	19,9	19,9						
0,70	23,2	23,4	23,2	23,0	23,0	23,0						
0,80	25,8	26,3	26,2	26,0	26,0	26,0						
0,90	28,3	29,2	29,1	28,9	28,9	28,9						
1,0	30,7	32,0	31,9	31,7	31,7	31,7	31,7					
1,2	(35,1)	37,6	37,5	37,4	37,4	37,4	37,4					
1,4	(38,5)	42,9	42,9	42,9	42,9	42,9	42,9					
1,5	(40,0)	45,5	45,5	45,5	45,5	45,5	45,5					
1,6		48,1	48,1	48,1	48,1	48,1	48,1					
1,8		53,0	53,5	53,5	53,5	53,5	53,5					
2,0		57,5	58,5	59,0	59,0	59,0	59,0	59,0	59,0			
2,2		61,5	63,0	64,5	64,5	64,5	64,5	64,5	64,5			
2,4		65,5	67,5	69,5	70,0	70,0	70,0	70,0	70,0			
2,6		(69,0)	72,0	74,5	75,0	75,5	75,5	75,5	75,5			
2,8		(72,5)	76,0	79,5	80,0	80,5	81,0	81,0	81,0			
3,0		(75,5)	79,5	84,0	85,0	85,5	86,0	86,0	86,0	86,0		
3,5		(82,5)	(87,5)	95,0	97,0	98,0	99,0	99,0	99,0	99,0		
4,0		(88,5)	(95,0)	105	108	110	112	112	112	112		
4,5			(101)	115	119	122	125	125	125	125		
5,0			(107)	123	129	133	137	138	138	138	138	
5,5				(131)	138	143	149	151	151	151	151	
6,0				(138)	146	152	161	164	164	164	164	

Ecartement des sphères cm	Diamètre des sphères cm											
	2	5	6,25	10	12,5	15	25	50	75	100	150	200
6,5				(144)	(154)	161	173	177	177	177	177	
7,0				(150)	(161)	169	184	189	190	190	190	
7,5				(155)	(168)	177	195	202	203	203	203	
8,0					(174)	(185)	206	214	215	215	215	
9,0					(185)	(198)	226	239	240	241	241	
10					(195)	(209)	244	263	265	266	266	266
11						(219)	261	286	290	292	292	292
12						(229)	275	309	315	318	318	318
13							(289)	331	339	342	342	342
14							(302)	353	363	366	366	366
15								(314)	373	387	390	390
16								(326)	392	410	414	414
17								(337)	411	432	438	438
18								(347)	429	453	462	462
19								(357)	445	473	486	486
20									(366)	460	492	510
22										489	530	555
24										515	565	595
26										(540)	600	635
28										(565)	635	675
30											(585)	665
32											(605)	695
34											(625)	725
36											(640)	750
38											(655)	(775)
40											(670)	(800)
45												(850)
50												(895)
55												(935)
60												(970)
65												(1160)
70												(1200)
75												(1230)

Ecartement des sphères cm	Diamètre des sphères cm											
	2	5	6,25	10	12,5	15	25	50	75	100	150	200
80											(1490)	1600
85											(1540)	1660
90											(1580)	1720
100											(1660)	1840
110											(1730)	(1940)
120											(1800)	(2020)
130												(2100)
140												(2180)
150												(2250)

NOTE 1 Les valeurs ne sont pas valables pour des tensions inférieures à 10 kV.

NOTE 2 Les nombres entre parenthèses, qui sont pour des espaces supérieures à 0,5 D, ont une incertitude plus grande.

**Annexe 2**

**Tableau A-2** Tensions de crête de décharge disruptive (Valeurs de  $U_{50}$  des essais de choc) en kV pour tension de choc de foudre plein et de choc de manœuvre de polarité positive [4].

Ecartement des sphères cm	Diamètre des sphères cm											
	2	5	6,25	10	12,5	15	25	50	75	100	150	200
0,05												
0,10												
0,15												
0,20												
0,25												
0,30	11,2	11,2										
0,40	14,4	14,3	14,2									
0,50	17,4	17,4	17,2	16,8	16,8	16,8						
0,60	20,4	20,4	20,2	19,9	19,9	19,9						
0,70	23,2	23,4	23,2	23,0	23,0	23,0						
0,80	25,8	26,3	26,2	26,0	26,0	26,0						
0,90	28,3	29,2	29,1	28,9	28,9	28,9						
1,0	30,7	32,0	31,9	31,7	31,7	31,7	31,7					
1,2	(35,1)	37,8	37,6	37,4	37,4	37,4	37,4					
1,4	(38,5)	43,3	43,2	42,9	42,9	42,9	42,9					
1,5	(40,0)	46,2	45,9	45,5	45,5	45,5	45,5					
1,6		49,0	48,6	48,1	48,1	48,1	48,1					
1,8		54,5	54,0	53,5	53,5	53,5	53,5					
2,0		59,5	59,0	59,0	59,0	59,0	59,0	59,0	59,0			
2,2		64,0	64,0	64,5	64,5	64,5	64,5	64,5	64,5			
2,4		69,0	69,0	70,0	70,0	70,0	70,0	70,0	70,0			
2,6		(73,0)	73,5	75,5	75,5	75,5	75,5	75,5	75,5			
2,8		(77,0)	78,0	80,5	80,5	80,5	81,0	81,0	81,0			
3,0		(81,0)	82,0	85,5	85,5	85,5	86,0	86,0	86,0	86,0		
3,5		(90,0)	(91,5)	97,5	98,0	98,5	99,0	99,0	99,0	99,0		
4,0		(97,5)	(101)	109	110	111	112	112	112	112		
4,5			(108)	120	122	124	125	125	125	125		
5,0			(115)	130	134	136	138	138	138	138	138	
5,5				(139)	145	147	151	151	151	151	151	151
6,0				(148)	155	158	163	164	164	164	164	164
6,5				(156)	(164)	168	175	177	177	177	177	177

Ecartement des sphères cm	Diamètre des sphères cm											
	2	5	6,26	10	12,5	15	25	50	75	100	150	200
7,0				(163)	(173)	178	187	189	190	190	190	
7,5				(170)	(181)	187	199	202	203	203	203	
8,0					(189)	(196)	211	214	215	215	215	
9,0					(203)	(212)	233	239	240	241	241	
10					(215)	(226)	254	263	265	266	266	266
11						(238)	273	287	290	292	292	292
12						(249)	291	311	315	318	318	318
13							(308)	334	339	342	342	342
14							(323)	357	363	366	366	366
15							(337)	380	387	390	390	390
16							(350)	402	411	414	414	414
17							(362)	422	435	438	438	438
18							(374)	442	458	462	462	462
19							(385)	461	482	486	486	486
20							(395)	480	505	510	510	510
22								510	545	555	560	560
24								540	585	600	610	610
26								570	620	645	655	660
28								(595)	660	685	700	705
30								(620)	695	725	745	750
32								(640)	725	760	790	795
34								(660)	755	795	835	840
36								(680)	785	830	880	885
38								(700)	(810)	865	925	935
40								(715)	(835)	900	965	980
45									(890)	980	1060	1090
50									(940)	1040	1150	1190
55									(985)	(1100)	1240	1290
60									(1020)	(1150)	1310	1380
65										(1200)	1380	1470
70										(1240)	1430	1550
75										(1280)	1480	1620

Ecartement des sphères cm	Diamètre des sphères cm											
	2	5	6,26	10	12,5	15	2	50	75	100	150	200
80											(1530)	1690
85											(1580)	1760
90											(1630)	1820
100											(1720)	1930
110											(1790)	(2030)
120											(1860)	(2120)
130												(2200)
140												(2280)
150												(2350)

NOTE Les nombres entre parenthèses, qui sont pour les espacements de plus de 0,5  $D$ , sont d'une incertitude plus grande.

### **Annexe 3 : Distance d'isolement autour des sphères**

La distance du point d'étincelle de la sphère à haute tension à tout objet extérieur (tel que parois, murs ou n'importe quel appareil alimenté en courant ou relié à la terre) et au châssis de ces sphères, si ce dernier est composé de matériaux conducteurs, ne doit pas être inférieur à la valeur de la distance d'isolement B du tableau A-3. Il est recommandé que B ne soit pas inférieur à  $2D$ , quelle que soit la valeur de  $d$ .

Cette prescription ne concerne pas le châssis en matériau isolant supportant les sphères, pourvu qu'il soit propre et sec et que l'éclateur ne soit utilisé que pour la mesure de tensions alternatives ou de tension de choc. Dans ce cas, la distance B entre le point d'étincelle de la sphère à haute tension et le châssis peut être moindre qu'il est prescrit au tableau A-3, mais elle ne doit pas être inférieure à  $1,6D$ .

Les valeurs crêtes des tensions de décharges disruptives dans les tableaux A-1 et A-2 sont valables pour les distances d'isolement au tour des sphères dans les limites du tableau A-3.

Diamètre de la sphère D (cm)	Valeur minimal de la hauteur A	Valeur maximale de la hauteur A	Valeur minimale de la distance B
Jusqu'à 6,25	7D	9D	14d
10-15	6D	8D	12d
25	5D	7D	10d
50	4D	6D	8d
75	4D	6D	8d
100	3,5D	5D	7d
150	3D	4D	6d
200	3D	4D	6d

*Tableau A-3 Limites de distances d'isolement [4].*

Il arrive parfois que les conditions d'essais ne permettent de respecter les valeurs de A et de B conformément aux prescriptions minimales. De tels éclateurs à sphères peuvent être utilisés à condition que, que l'incertitude des valeurs des décharges disruptives indiquées dans les tableaux A-1 et A-2 soit augmentées convenablement. De tels éclateurs à sphères pourraient être étalonnés dans des conditions de laboratoire.

Il convient que le circuit soit disposé de sorte qu'à la tension d'essai il n'y ait :

- Aucune décharge disruptive avec d'autres objets,
- Aucune décharge disruptive visible du conducteur haute tension ou de la tige dans l'espace défini par B,
- Aucune décharge visible d'autres objets reliés à la terre étendue dans l'espace défini par B.