

**République Algérienne Démocratique et Populaire**

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université de Batna

Faculté des Sciences de l'Ingénieur

Département d'Electrotechnique

**MEMOIRE**

Pour l'Obtention du diplôme de

**Magister en Electrotechnique**

Option : Matériaux électrotechniques

Présenté par :

**Bourek yacine**

Ingénieur d'État en Électrotechnique de l'Université de Batna

Thème :

---

---

**Détermination des conditions d'ionisation caractérisant le seuil de claquage de l'air par la logique floue**

---

---

Soutenu le, **19 / 12 / 2005**

**Devant le Jury composé de :**

<b>Dr. B.Azoui</b>	M.C	Université de Batna	Président
<b>Dr. L. Mokhnache</b>	M.C	Université de Batna	Rapporteur
<b>Dr. M. Mekideche</b>	Prof	Université de Jijel	Examineur
<b>Dr. I. Haouara</b>	M.C	Université de Batna	Examineur
<b>Dr. N. Nait Said</b>	M.C	Université de Batna	Examineur
<b>Dr. Fz. Louai</b>	M.C	Université de Batna	Examineur

# Sommaire

## INTRODUCTION GENERALE

I.1 Introduction générale.....	01
I.2 Objectif du mémoire.....	02
I.3 Structure du mémoire.....	02

## CHAPITRE I : DECHARGE DANS L'AIR

I.1 INTRODUCTION.....	04
I.2 PHENOMENES FONDAMENTAUX.....	04
I.2.1 Théorie cinétique des gaz.....	04
I.2.2 Phénomènes de collision.....	05
I.2.2.1 Notion de section efficace et libre parcours moyen.....	06
I.2.3 Production et destruction d'espèces chargées.....	07
I.2.3.1 Dans le gaz, en volume.....	07
I.2.3.1.1 Processus de désexcitation et de désionisation.....	08
I.2.3.1.2 Attachement. Recombinaison.....	09
I.2.3.2 À la surface des électrodes.....	10
I.2.4 Mobilité.....	10
I.2.5 Diffusion.....	12
I.3 LES CARACTERISTIQUES DU CLAQUAGE DANS LES GAZ.....	13
I.3.1 Avalanche électronique (la décharge de Townsend).....	13
I.3.1.1 Modélisation d'avalanche.....	14
I.3.2 Loi de Paschen.....	17
I.3.3 Claquage des gaz électronégatifs.....	18
I.3.4 Théorie du streamer.....	19
I.3.4.1 Influence du champ non uniforme.....	21
I.3.4.2 Influence de la polarité négative.....	22
I.3.4.3 Influence du type de la tension appliquée.....	23
I.4 CONCLUSION.....	24
I.5 REFERENCES.....	24

## CHAPITRE II : GENERALITES SUR LA LOGIQUE FLOUE

II.1 INTRODUCTION.....	26
II.2 ENSEMBLE FLOU.....	27
II.2.1 Univers du discours.....	28
II.2.1.1 Variables linguistiques.....	28
II.2.2 Fonction d'appartenance.....	28
II.2.3 Propriétés des ensembles flous.....	29
II.2.4 Opérateurs de logique floue.....	30
II.2.4.1 Opérateur NON.....	32

II.2.4.2	Opérateur ET.....	32
II.2.4.3	Opérateur OU.....	33
II.2.4.4	Autres opérateurs de la logique floue.....	34
II.2.4.4.1	Opérateurs ET et OU, réalisé par opérateurs arithmétiques.....	34
II.2.4.4.2	Opérateurs ET flou et OU flou.....	35
II.2.4.4.3	Opérateurs min -max et opérateur $\beta$ .....	36
II.2.4.4.4	T- normes, S- normes.....	37
II.2.5	Propriétés des opérations sur les ensembles flous.....	39
II.3	RAISONNEMENT FLOU .....	41
II.3.1	Une proposition floue générale.....	41
II.3.2	Implication floue.....	41
II.3.3	Règles linguistiques (floues).....	43
II.3.3.1	Opérateurs linguistiques.....	44
II.3.3.2	Degré de vérité (poids).....	45
II.3.4	Inférence.....	45
II.3.4.1	Types d'inférence.....	46
II.3.5	Combinaison des règles.....	48
II.3.5.1	Méthode du centre de gravité.....	48
II.3.5.2	Méthode de moyenne de maximum.....	49
II.4	CONCLUSION.....	50
II.5	REFERENCES.....	50

### **CHAPITRE III : Simulations et résultats**

III.1	INTRODUCTION.....	53
III.2	CLAQUAGE EN CHAMP NON UNIFORME.....	53
III.2.1	Les décharges couronne.....	55
III.2.2	Critère du streamer.....	56
III.3	MODELE PHYSIQUE PROPOSE POUR LA DETERMINATION DU SEUIL DE CLAQUAGE DE L' AIR.....	58
III.3.1	Calcul des champs actifs dans l'intervalle inter- électrodes.....	58
III.3.1.1	Champ dû à la pointe ( $E_{max}$ ).....	59
III.3.1.2	Champ de charge d'espace dû aux ions et électrons.....	59
III.3.1.2.1	Charge d'espace due aux ions et aux électrons.....	60
III.3.1.2.2	Calcul du champ dû aux électrons et aux ions .....	60
III.4	SIMULATION NUMERIQUE.....	61
III.4.1	Résultats du modèle physique et discussions .....	64
III.4.2	Prédiction des conditions de la décharge par la logique floue.....	66
III.4.3	Application de la logique floue à la prédiction des conditions de décharge....	67
III.4.3.1	Etape 1 (définition des entrées et sorties).....	67
III.4.3.2	Etape 2 (Fuzzification).....	67
III.4.3.3	Etape 3 (Création des règles d'inférence).....	69
III.4.3.4	Etape 4 (Défuzzification).....	71
III.4.4	Tests et résultats.....	71
III.4.5	Interprétation des résultats.....	77
III.5	CONCLUSION.....	77
III.6	REFERENCES.....	78

## CONCLUSION GENERALE

C.1 Travail accompli.....	80
C.2 Difficultés rencontrées et remarques.....	81
C.3 Perspectives et suggestions.....	81

## ANNEXES

### ANNEXE (A) : ORGANIGRAMME

A.1 Organigramme du calcul de la tension du seuil de claquage dans l'air d'un intervalle (pointe (positive)-plan), pour une pression atmosphérique $P=760$ torrs.....	82
-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

### ANNEXE (B) : FONCTIONS D'APPARTENANCE

B.1 FONCTIONS D'APPARTENANCE LES PLUS CONNUES.....	83
B.1.1 Fonction d'appartenance monotone croissante.....	83
B.1.2 Fonction d'appartenance monotone décroissante.....	83
B.1.3 Fonction d'appartenance triangulaire.....	83
B.1.4 Fonction trapézoïdale.....	84
B.1.5 Fonction gaussienne.....	84

## Liste des tableaux

<b>Tableau 2.1</b> :T-norme et S-norme les plus utilisées.....	38
<b>Tableau 2.2</b> : Exemple des T -norme et S- norme les plus utilisées.....	38
<b>Tableau 3.1</b> : Matrice d'inférence.....	70
<b>Tableau 3.2</b> : Comparaisons des données par la pratique, le programme et la logique floue...	72
<b>Tableau 3.3</b> : Comparaisons des différentes tensions du seuil d'amorçage de l'air après le changement des fonctions d'appartenances.....	74

## Liste des figures

<b>Figure 1.1</b> : Volume balayé par la molécule A en mouvement sur le trajet dx.....	06
<b>Figure 1.2</b> : Vitesse de dérive des électrons dans l'air.....	12
<b>Figure 1.3</b> : Avalanche électronique.....	14
<b>Figure 1.4</b> : Avalanche dans un condensateur plan.....	15
<b>Figure 1.5</b> : Caractéristique d'amorçage .....	18
<b>Figure 1.6</b> : Un diagramme schématique d'une avalanche d'électrons.....	19
<b>Figure 1.7</b> : Etapes successives du développement d'un streamer positif.....	20
<b>Figure 1.8</b> : Représentation schématique du développement d'un streamer négatif.....	22
<b>Figure 2.1</b> : Ensemble flou et ensemble classique pour la valeur linguistique trop cher.....	28
<b>Figure 2.2</b> : Exemple de fonctions d'appartenances monotones décroissantes.....	30
<b>Figure 2.3</b> : Exemple de fonctions d'appartenances monotones croissantes.....	30
<b>Figure 2.4</b> : Exemples de fonctions d'appartenance.....	30
<b>Figure 2.5</b> : Exemple d'une partition floue formée de cinq ensembles flous.....	32
<b>Figure 2.6</b> : Opérateur NON.....	32
<b>Figure 2.7</b> : Opérateur ET.....	33
<b>Figure 2.8</b> : Opérateur OU.....	34
<b>Figure 2.9</b> :Opérateur ET réalisé par la fonction produit.....	34
<b>Figure 2.10</b> :Opérateur OU réalisé par la fonction de la somme.....	35
<b>Figure 2.11</b> :Opérateur ET flou réalisé par la relation (2.13).....	36
<b>Figure 2.12</b> :Opérateur OU flou réalisé par la relation (2.14).....	36
<b>Figure 2.13</b> :Opérateur min-max réalisé par la relation (2.15).....	37
<b>Figure 2.14</b> : Union (max), Intersection (min).....	39
<b>Figure 2.15</b> : Fonctions d'appartenances de x, y et z.....	45
<b>Figure 2.16</b> : Méthodes de raisonnement dans les systèmes flous.....	48
<b>Figure 2.17</b> : Déffuzification par le centre de gravité.....	49
<b>Figure 2.18</b> : Déffuzification la méthode moyenne de maximum.....	49
<b>Figure 3.1</b> : Distribution du champ électrique non uniforme dans un intervalle d'air pointe-plan.....	54
<b>Figure 3.2</b> : Distribution du champ pour des moyennes valeurs de S/D.....	57
<b>Figure 3.3</b> : L'arrangement pointe –plan.....	58
<b>Figure 3.4</b> : Champ appliqué ( $E_0$ ) avec la présence de la charge d'espace en fonction de (d)..	62
<b>Figure 3.5</b> : Rapport des champs ( $E_r$ ) et ( $E_0$ ).....	63
<b>Figure 3.6</b> : Champs dus aux ions et aux électrons.....	64
<b>Figure 3.5</b> : Nombre d'ions positifs et des électrons libres dans l'intervalle inter -électrodes (pointe (positive)-plan).....	65

<b>Figure 3.8</b> : Charge d'espace due aux ions positifs et des électrons libres dans l'intervalle inter -électrode (pointe (positive)-plan).....	<b>65</b>
<b>Figure 3.9</b> : Un système d'inférence floue.....	<b>66</b>
<b>Figure 3.10</b> : Méthode de fuzzification pour une mesure exacte.....	<b>67</b>
<b>Figure 3.11</b> : Fonction d'appartenance de la sortie (I).....	<b>67</b>
<b>Figure 3.12</b> : Fonction d'appartenance de la tension appliquée (V).....	<b>68</b>
<b>Figure 3.13</b> : Fonction d'appartenance du courbure de la pointe (R).....	<b>68</b>
<b>Figure 3.14</b> : Fonction d'appartenance du courbure de la pointe (R).....	<b>69</b>
<b>Figure 3.15</b> : Fonction d'appartenance de la longueur de l'intervalle (d).....	<b>69</b>
<b>Figure 3.15</b> . Test des règles à partir de l'éditeur graphique flou.....	<b>71</b>
<b>Figure 3.16</b> : Nouvelle fonction d'appartenance de la sortie (I).....	<b>74</b>
<b>Figure 3.17</b> : Nouvelle fonction d'appartenance de la tension appliquée (V).....	<b>75</b>
<b>Figure 3.18</b> : Nouvelle Fonction d'appartenance du rayon de la courbure de la pointe (R)....	<b>75</b>
<b>Figure 3.19</b> : Nouvelle Fonction de la longueur de l'intervalle (d).....	<b>75</b>
<b>Figure 3.20</b> : Test des règles à partir de l'éditeur graphique flou pour la première ligne du tableau 3.3.....	<b>76</b>
<b>Figure 3.21</b> . Test des règles à partir de l'éditeur graphique flou pour la dernière ligne du tableau 3.3.....	<b>76</b>

## *Remerciements*

*Mes remerciement vont tout premièrement à dieu tout puissant pour la volonté, la santé et la patience, qu'il ma donné durant toutes ces années d'études.*

Ainsi je dois remercier infiniment mon directeur de mémoire le **Dr. Leila Mokhnache**, pour les précieux conseils, son soutien et son optimisme à tout crin. Mes remerciements sont lui surtout adressés pour son suivi continuél tout le long de la réalisation de ce mémoire avec la compétence que chacun de nous lui reconnaît.

Mes sincères remerciements s'adressent à Monsieur le président de jury : **B.Azoui** maître de conférences à l'université de Batna de m'avoir fait l'honneur de présider le jury

Je tiens également à remercier le professeur **M. Mekideche**, de l'Université de Jijel, Mr. **N. Nait Said** maître de conférences à l'université de Batna, Mme **Fz. Louai** Maître de Conférences à l'Université de Batna, et Melle **I. Haouara** Maître de conférence à l'université de Batna, qui ont accepté de juger ce travail, ainsi que de leur honorable présence,

Je tiens à remercier aussi **Mr Hammouda** directeur de l'unité de recherche de l'université de Batna, d'avoir accepter de m'accueillir dans son laboratoire de recherche, et pour :

- La confiance qu'il a prodigué en ma personne.
- Les moyens mis à ma disposition afin d'accomplir mon mémoire de fin d'étude.

ainsi que les membres de l'unité de recherche, surtout **Bachir, Malek**, et **Mohamed** qui m'ont beaucoup aidé à m'insérer dans ce laboratoire.

Mes remerciements vont aussi à mes collègues de poste de graduation promotion 2002-2003. Plus particulièrement, **S. boudraa**, pour leurs inestimables contributions dans la réalisation de ce travail. Ainsi tous ce ceux qui ont travaillé à ma côté surtout Monsieur **Toufik Benterssia** du **département génie industrielle**.

*Y-Bourek*

# Dédicace

*je dédie ce modeste travail à :*

*Mes très chers parents*

*Mes frères*

*Mes sœurs*

*Mes amis*

*Ma promotion*

*Y-Bourek*

# Introduction générale

I.1 INTRODUCTION GENERALE

I.2 OBJECTIF DU MEMOIRE

I.3 STRUCTURE DU MEMOIRE

## **I.1 Introduction générale**

Comme tous milieux isolants, si l'air est soumis à une tension électrique suffisante, un courant de particules chargées électriquement devient possible par l'ionisation partielle du milieu. Alors l'air devient conducteur et la décharge se produit.

On désigne par l'expression décharge électrique dans l'air, ou simplement décharge, le passage du courant dans l'air, lors d'un claquage. Dans une décharge, il existe au moins un chemin à haute conductivité reliant les électrodes. On appelle claquage la perte subite de la propriété isolante d'un gaz soumis à un champ [Rob-87].

Le très grand nombre d'essais de laboratoire, réalisés sur les systèmes d'électrodes les plus courants, a permis d'avoir des formules empiriques de calcul des tensions d'amorçage. Ces formules simples, dont la précision suffit généralement à la plupart des applications, peuvent être utilisées pour effectuer le dimensionnement des lignes et postes à H.T et T.H.T.

Par ailleurs, l'influence des conditions d'ambiance (humidité, température, pression, rayonnement,...) est complexe, et se prête mal à des formulations empiriques souvent hasardeuses et d'usage limité. Il est indispensable de reconnaître et d'étudier les phénomènes complexes d'ionisation, de formation et de développement des décharges qui se produisent dans l'air (ou dans d'autre gaz). Pour notre travail nous avons choisi à étudier la configuration pointe (positive) – plan soumise à une tension continue sous une pression atmosphérique, sans considération des effets des autres paramètres influant comme l'humidité, la pression, le rayonnement,...

La simulation numérique basée sur un modèle mathématique qui tient compte des champs de charge d'espace nous a permis de prédire le claquage de l'intervalle, et même de rassembler une base de données que nous utilisons par la suite dans l'étude par la logique floue.

La logique floue repose sur la théorie mathématique des sous – ensembles flous proposée en 1965 par le professeur Zadeh de l'université de Californie. L'intérêt de la logique floue réside dans son aptitude à manipuler des grandeurs imprécises utilisées notamment dans le langage humain. Cette théorie semble être très utilisable comme toute théorie basée sur l'intelligence artificielle surtout dans les domaines d'ingéniering, et l'économie, ...

Nous en proposons dans ce travail une application dans la prédiction des conditions d'ionisation caractérisant le claquage (ou le seuil) d'un intervalle d'air pointe (positive)-plan.

Les étapes d'utilisation de cette technique de prédiction seront bien détaillées dans les chapitres qui suivent.

## I.2 Objectif du mémoire

L'objectif de ce mémoire est d'étudier le phénomène de claquage d'un intervalle d'air d'une configuration pointe (positive)-plan dans un champ appliqué non - uniforme utilisant la théorie des streamers. Se basant sur les résultats obtenus par cette théorie, nous avons introduit la technique de la logique floue pour prédire le seuil de claquage de l'intervalle à étudier et aussi faire une appréciation sur l'état d'isolement de l'intervalle d'air vu que nous avons pas d'informations précises (numériques) qui caractérisent ces états (couronne, avalanches)

Les mécanismes de claquage dans les intervalles d'air moyen (distance moyenne) sont principalement, [S5-04]:

- le mécanisme de l'Avalanche et
- le mécanisme de Streamer.

Le critère du passage d'une avalanche au streamer sous un champ non –uniforme est présenté par l'équation ( $\int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \geq 18$ ). Pour déterminé  $\bar{\alpha}$  (le coefficient d'ionisation efficace de Townsend), nous avons utilisé des données expérimentales pour une pression atmosphérique (P=760 torrs) montrées dans la référence [You-87].

Pour l'application de la logique floue, nous avons pris en compte seulement trois facteurs influant : la tension continue appliquée (V), la distance inter- électrodes (d) et le rayon de courbure de la pointe sphérique (r). Le manque de données expérimentales nous a obligé d'introduire les résultats d'un programme de calcul de tension de seuil d'amorçage (réalisé dans ce travail) pour établir les règles d'inférence pour prédire le seuil d'amorçage des intervalles d'air moyens. Une validation des résultats est faite par des données expérimentales tirées de la littérature [Lar-95], [Moh-95].

## I.3 Structure du mémoire :

Dans le premier chapitre, nous présentons une étude théorique sur les différents phénomènes qui apparaissent dans un gaz en particulier l'air l'ors de l'application d'un champ électrique uniforme ou non qui conduit au claquage de l'intervalle. Il est à noter que la plupart de cette étude théorique concerne la configuration plan-plan des électrodes lors de l'application d'un champ, puisque c'est la géométrie la plus étudiée et la compréhension de ces phénomènes

conduit à une meilleure maîtrise des phénomènes apparaissant dans les autres configurations (pointe- plan par exemple).

Une idée générale sur la logique floue est présentée dans le deuxième chapitre, en commençant par des généralités sur les bases de la logique floue et en terminant par l'explication de la méthodologie à suivre dans un raisonnement flou.

Le troisième chapitre porte sur la combinaison des théories données dans les deux chapitres précédents, en l'occurrence des relations concernant la décharge et le seuil d'apparition du streamer d'un intervalle d'air d'une configuration pointe (positive)- plan. Dans ce chapitre, une simulation numérique sous l'environnement MATLAB est utilisée pour l'obtention des courbes des champs électriques ayant lieu dans l'intervalle et des charges d'espace. Cette simulation nous a aidé à construire une base de données pour la prédiction du seuil d'amorçage par la logique floue, et de prédire d'autres étapes de la décharge (couronne, avalanche, arc).

# CHAPITRE I : DECHARGE DANS L'AIR

## I.1 INTRODUCTION

## I.2 PHENOMENES FONDAMENTAUX

### I.2.1 Théorie cinétique des gaz

### I.2.2 Phénomènes de collision

#### I.2.2.1 Notion de section efficace et libre parcours moyen

### I.2.3 Production et destruction d'espèces chargées

#### I.2.3.1 Dans le gaz, en volume

##### I.2.3.1.1 Processus de désexcitation et de désionisation

##### I.2.3.1.2 Attachement. Recombinaison

#### I.2.3.2 À la surface des électrodes

### I.2.4 Mobilité

### I.2.5 Diffusion

## I.3 LES CARACTERISTIQUES DU CLAQUAGE DANS LES GAZ

### I.3.1 Avalanche électronique (la décharge de Townsend)

#### I.3.1.1 Modélisation d'avalanche

### I.3.2 Loi de Paschen

### I.3.3 Claquage des gaz électronégatifs

### I.3.4 Théorie du streamer

#### I.3.4.1 Influence du champ non uniforme

#### I.3.4.2 Influence de la polarité négative

#### I.3.4.3 Influence du type de la tension appliquée

## I.4 CONCLUSION

## I.5 REFERENCES

## I.1 Introduction

L'air est l'isolant le plus utilisé en Technique de la haute tension (lignes et postes) [Roy-84], [S2-04] et l'étude des décharges électriques dans l'air présente de l'intérêt d'un point de vue industriel pour les problèmes liés à l'isolement et à la protection des réseaux de transport et de distribution d'énergie (lignes à haute tension, transformateurs, générateurs...).

Un gaz est constitué d'un grand nombre de particules de différents types, atomes, molécules, ions, électrons en agitation incessante [Roy-84]. En l'absence de champ électrique, les molécules de gaz sont soumises à l'agitation thermique, et subissent une multitude de chocs. Ces chocs peuvent être élastiques, sans transfert d'énergie de la particule bombardante vers la particule bombardée, ou parfois non-élastiques, avec transfert total ou partiel d'énergie. Ces chocs ont pour cause des agents extérieurs tel que la radioactivité terrestre et atmosphérique, ainsi que les différents rayonnements cosmiques [Bou-04].

En présence d'un champ électrique, les molécules de gaz se mettent en mouvement dans la direction du champ. Leur vitesse variera en fonction de la distribution et de l'intensité du champ, ainsi que d'autres paramètres tels que la pression, la température et l'humidité du gaz [Bou-04].

Ce chapitre sera consacré à une étude générale sur les décharges électriques dans les gaz en particulier l'air passant en revue sur quelques phénomènes fondamentaux dans les gaz.

## I.2 Phénomènes fondamentaux

### I.2.1 théorie cinétique des gaz

A l'équilibre, et en l'absence de forces extérieures, un gaz est constitué d'un ensemble de particules uniformément réparties, dont les vitesses n'ont aucune direction privilégiée (distribution isotrope). 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 [Roy-84].

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 : [Bou-04]

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT \quad (1.1)$$

Où :

$v$  : est la vitesse quadratique moyenne de la particule.

T : la température thermodynamique.

k : la constante de Boltzmann ( $k = 1,38 \cdot 10^{23}$  J/K ).

m : la masse de la particule.

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

### I.2.2 Phénomènes de collision

Au cours de leur mouvement, les particules peuvent se rencontrer, au sens où elles se rapprochent suffisamment pour donner lieu à une modification de leurs énergies respectives (avec conservation de l'énergie totale). Si les particules n'échangent que de l'énergie cinétique de translation, on parle de choc élastique [Roy-84], c'est le cas de tous les atomes presque dans un gaz pris dans des conditions de pression et de température normales.

Si les particules échangent une partie de leur énergie interne, on parle de choc non élastique. L'échange d'énergie est d'autant plus grand que les masses des particules sont voisines.

En ce qui concerne la décharge dans les gaz, les collisions non élastiques ne concernent que les électrons de la couche supérieure, électrons dits de valence qui sont impliqués dans les réactions chimiques [Ari-04].

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 collisions  $dn$  subit par la particule pendant un déplacement élémentaire  $dx$  [Roy-84].

Par définition on pose :

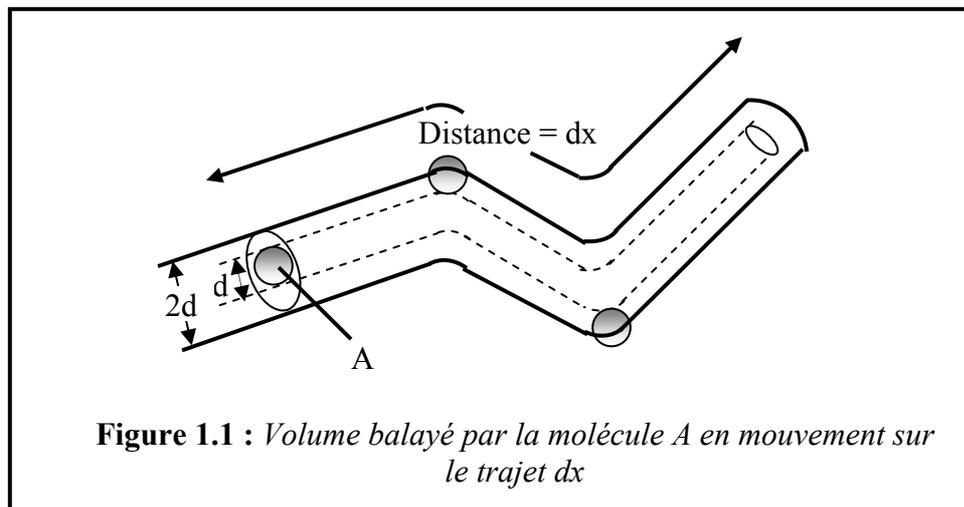
$$p = \frac{dn_x}{dx} = n\sigma \quad (1.2)$$

Où : n est la densité de particules de gaz et  $\sigma$  la section efficace de collision relative au type de collision considéré qui dans le cas général dépend de la vitesse relative des deux particules en interaction.

### I.2.2.1 Notion de section efficace et libre parcours moyen

Dans une enceinte à vide, les molécules gazeuses se propagent en ligne droite sauf au moment d'une collision avec soit une autre molécule soit une paroi. Si nous assimilons ces molécules (supposées identiques) à des sphères rigides de diamètre "d" (Figure 1.1), il y a collision intermoléculaire quand la distance entre leurs centres est égale à "d". Supposons que les molécules soient toutes au repos à l'exception d'une seule, cette molécule entre en collision avec une autre si le centre de cette dernière est située dans le cylindre de base  $\pi d^2$  balayé par la première. Si N est le nombre de molécules par unité de volume, le nombre dn de collisions subies par la molécule mobile parcourant la distance dx est [Ari-04] :

$$dn = \pi d^2 N dx \quad (1.3)$$



Cette formule montre que l'efficacité de l'interaction est liée à la section géométrique de la cible  $s = \pi d^2$ . Lorsque l'on considère un autre type d'interaction, on substitue à cette section géométrique la notion de section efficace de l'interaction [Ari-04], elle est égale au nombre moyen de fois qu'un électron produirait la collision par unité de chemin parcouru dans la direction du champ électrique appliqué [Mee-77].

Bien sûr, cette théorie ne s'applique qu'aux particules neutres pour lesquelles les champs d'interaction n'interviennent qu'à de très faibles distances. La notion de section efficace est plus difficile à appréhender pour des collisions entre particules chargées dont les interactions, de type Coulombien ont des rayons d'action plus grands.

Une autre grandeur moyenne fréquemment utilisée et directement liée à la section efficace de collision est le libre parcours moyen  $\lambda$ . C'est la distance moyenne parcourue par l'atome entre deux chocs successifs et donc :

$$\lambda = \frac{1}{P} = \frac{1}{n\sigma} \quad (1.4)$$

La littérature donne généralement P (pression du gaz), en fonction de l'énergie ou de la vitesse, pour un type de collision donné.

### I.2.3 Production et destruction d'espèces chargées

A partir d'un seuil d'énergie (dit seuil d'ionisation), un électron est capable d'ioniser un atome, c'est-à-dire de libérer un électron du cortège électronique de l'atome [Lat-01]. Cette ionisation positive transforme l'atome neutre en un ion positif [Ari-04]. L'efficacité de cette interaction dépend à la fois de la vitesse de l'électron incident mais aussi du volume et de la nature de la cible. En particulier la section présentée par celle-ci joue un rôle déterminant dans l'efficacité de production des ions [Ari-04].

Lorsque le gaz est partiellement ionisé, il devient conducteur et la décharge se produit. Il faut donc étudier les différents mécanismes de production et de destruction des espèces chargées dans le gaz et aux électrodes.

#### I.2.3.1 Dans le gaz, en volume

Dans le gaz, les processus d'ionisation par collisions et photo-ionisation permettent d'augmenter la densité de charges à partir des électrons venant de la cathode. Le processus majoritaire provient de la collision d'un électron rapide sur une molécule du gaz.



Alors en générale, il résulte deux lents électrons mobiles et un ion positif [S2-04].

Un gaz très chaud peut aussi s'auto-ioniser. Si B est un état excité métastable, ce processus est facilité.



Ensuite, la photo-ionisation correspond à l'absorption d'un photon UV, un photon de la fréquence  $\nu$  suffisamment énergétique peut exciter ou même ioniser une particule neutre suivant le principe :



Des que :

$$h\nu \geq eV_i \quad (1.8)$$

$h\nu$  : le quantum d'énergie émis par l'électron sautant d'une orbite à l'autre

L'excédent d'énergie du photon par rapport au potentiel d'ionisation  $V_i$  de A est alors fourni à l'électron libre sous forme d'énergie cinétique [Roy-84].

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - eV_i \quad (1.9)$$

Le détail des réactions et des énergies correspondantes dépendent de la nature du gaz. Des schémas réactionnels complexes peuvent avoir lieu. Il existe aussi des processus formant des ions négatifs par l'absorption d'un électron par une molécule. En général, le rôle de ces ions peut être négligé si le gaz n'est pas électronégatif. En revanche, le processus de recombinaison est assez important et tend à neutraliser le gaz. Il s'écrit en faisant intervenir trois corps, car il libère de l'énergie [S2-04].



L'émission lumineuse de la décharge est aussi produite par l'ensemble des transitions électroniques dues aux collisions entre les atomes du gaz et les électrons.

### 1.2.3.1.1 Processus de désexcitation et de désionisation

A tout processus d'excitation ou d'ionisation est associé un processus inverse tendant à ramener les particules à leur état fondamental ou à réduire la concentration des particules ionisées.

Ainsi la réaction d'excitation d'un atome A par un électron  $e^-$  d'énergie supérieur au potentiel d'excitation de l'atome :



est compensée à l'équilibre par la réaction inverse :



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.

La désexcitation peut aussi résulter de choc avec une particule, qui bénéficie alors, sous forme d'énergie cinétique, de la perte d'énergie interne subie par l'atome (on parle de collision superélastique) [Roy-84].

### I.2.3.1.2 Attachement. Recombinaison

Les processus conduisant à la diminution du nombre d'électrons libres dans un gaz ionisé peuvent être de deux types, attachement ou recombinaison.

L'attachement consiste en la fixation d'un électron par une molécule ou un atome neutre où la formation d'un ion négatif.

L'excédent de l'énergie fournie par l'électron incident, peut se trouver, soit sous la forme d'une émission radiative dans le cas d'une collision entre deux corps, soit sous la forme d'une fourniture d'énergie cinétique à une troisième particule dans le cas d'une collision à trois corps. Ces processus sont décrits respectivement par les équations [Roy-84] :



La recombinaison est obtenue par collision d'un ion positif avec un électron ou un ion négatif suivant la réaction [Roy-84]:



Le taux de recombinaison dépend de la concentration en ions positifs et négatifs, respectivement  $n^+$  et  $n^-$

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\beta n^+ n^- \quad (1.16)$$

$\beta = \text{cste}$  : Coefficient de recombinaison

Si  $n^+ \approx n^- = n_i$  :

Alors :

$$\frac{dn_i}{dt} = -\beta n_i^2 \quad (1.17)$$

Sachant que :

à  $t = 0$ ,  $n_i = n_{i0}$  et à  $t$ ,  $n_i = n_i(t)$ , ce qui donne :

$$\int_{n_{i0}}^{n_i} \frac{dn_i}{n_i^2} = -\beta \int_0^t dt \quad (1.18)$$

D'où :

$$n_i(t) = \frac{n_{i0}}{1 + \beta n_{i0} t} \quad (1.19)$$

Le taux de recombinaison ion-ion est généralement beaucoup plus élevé que le taux de recombinaison électron-ion, ce qui est due à la faible mobilité des ions. Pour la même raison, il croît avec la pression jusqu'à un minimum au voisinage de la pression atmosphérique. La vitesse moyenne des ions décroît alors avec leur parcours moyen [Roy-84], [kuf-84].

### I.2.3.2 À la surface des électrodes

Les électrons dans un métal ont une énergie inférieure ou égale à l'énergie de Fermi. La différence entre cette énergie et l'énergie potentielle de l'électron dans le gaz par électron est l'énergie d'extraction. Le champ extérieur facilite le transfert d'électrons vers le gaz en modifiant la forme de la barrière de potentiel en la rendant moins abrupte et en permettant un passage direct ou par effet tunnel [S3-04].

L'énergie nécessaire peut être transmise aux électrons thermiquement, par l'émission thermo-ionique, par des photons en surface, ou bien par le travail du champ électrique extérieur.

Les ions positifs produits par les électrons dans le gaz, sont portés sous l'action du champ électrique à la cathode où ils se déposent en se recombinant, libérant alors de l'énergie pour émettre un électron supplémentaire dans le gaz, dit électron secondaire.

À l'anode, les électrons sont absorbés par le métal selon le processus de recombinaison. Lorsque la décharge est confinée, des phénomènes d'absorption d'électrons et d'ions ont aussi lieu, pouvant conduire au chargement des parois [S2-04].

### I.2.4 Mobilité

En présence d'un champ électrique, les électrons et ions sont donc 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 peut être bien plus grande pour les électrons.

En définissant la mobilité comme

$$\mu = \frac{u}{E} \quad (1.20)$$

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

Cette mobilité est constante pour les ions (car  $u \propto E/P$ ), 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 [S4-04]:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (1.21)$$

D : coefficient de diffusion

k : coefficient de Boltzmann

T : température absolue

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 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 [Roy-84] :

$$u = \left( \frac{e\lambda}{mw} \right) E \quad (1.22)$$

u : est la vitesse de dérive

$\lambda$  : est le libre parcours moyen et w la vitesse d'agitation thermique d'où

$$\mu = \frac{e\lambda}{mw} \quad (1.23)$$

A température donnée ( $\frac{e}{mw}$ ) est constant et il apparaît que u est en fonction de la quantité  $\lambda E$  (donc à E/P), qui représente l'énergie moyenne acquise par une particule chargée entre deux chocs consécutifs sous l'effet d'un champ appliqué [Ari-04].

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, surtout pour les électrons. 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).

La (figure 1.2) montre la vitesse de dérive pour des électrons en fonction du rapport E/P

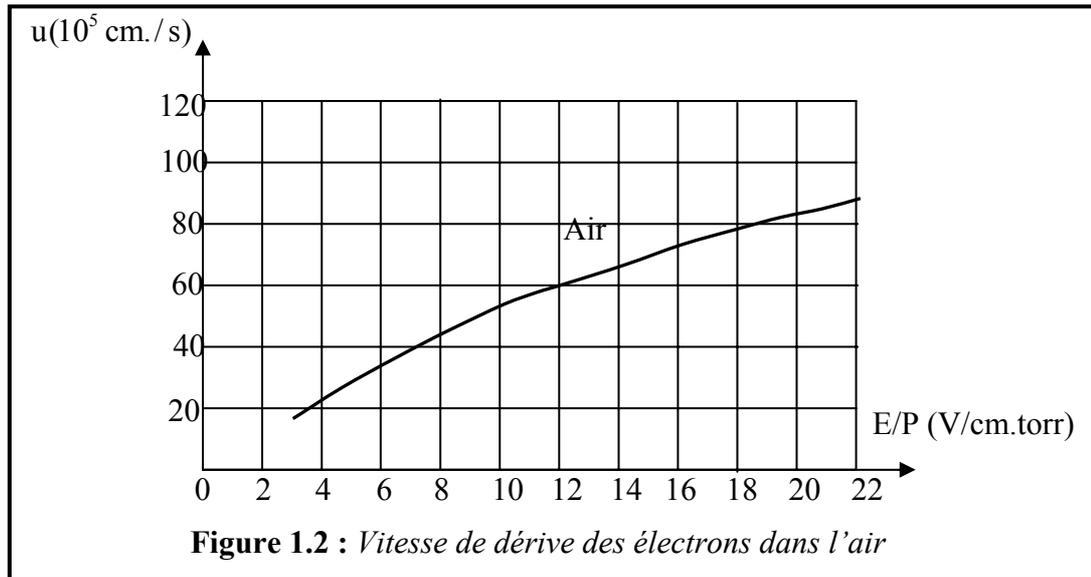


Figure 1.2 : Vitesse de dérive des électrons dans l'air

Dans le cas fréquent où le gaz est constitué d'ions positifs et d'électrons avec :

$$n_e = n_i = n \quad (1.24)$$

Où  $n_e$  est la concentration en électrons et  $n_i$  est la concentration en ions positifs.

La densité du courant total est :

$$I = I_e + I_i = n_e e u_e + n_i e u_i = (n_e \mu_e + n_i \mu_i) E = n E (\mu_e + \mu_i) \quad (1.25)$$

La mobilité des ions positifs étant très inférieure à celle des électrons, on en déduit :

$$I = n e \mu_e E \quad (1.26)$$

D'où pour la conductivité :

$$\delta = I / E = n \mu_e e \quad (1.27)$$

### I.2.5 Diffusion

Le mécanisme de diffusion d'un gaz apparaît dès qu'il existe une différence de concentration entre deux points voisins [Roy-84].

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 :

$$\Gamma = -D \frac{\partial n}{\partial x} \quad (1.28)$$

Où  $\Gamma$  est le nombre de particules qui traversent par seconde une aire unitaire dans la direction  $x$  (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 [S2-04] :

$$\vec{J} = -n_e \mu \vec{E} - D_e \overline{\text{grad}} n_e \quad (1.29)$$

$D_e$  : est le coefficient de diffusion électronique

Les résultats établis pour les électrons peuvent s'adapter aux ions

Alors l'équation générale de diffusion est [Mee-77] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n \quad (1.30)$$

### I.3 Caractéristiques du claquage dans les gaz

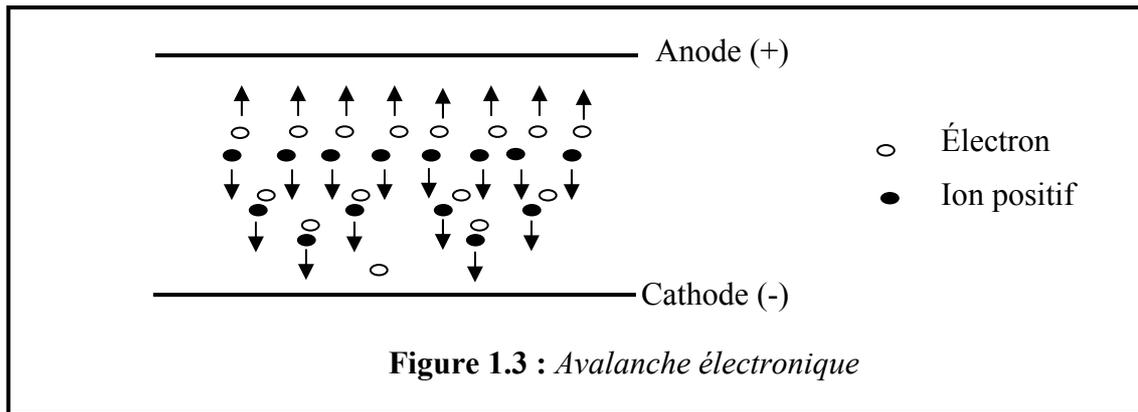
Le claquage électrique, visible à l'oeil nu par l'étincelle ou la décharge produite, correspond au moment où le champ électrique dépasse la valeur seuil nécessaire à l'amorçage de la décharge. Les mécanismes de claquage dans les gaz sont principalement [S1-04], [S2-04]:

- le mécanisme de l'Avalanche,
- le mécanisme du Streamer.

#### I.3.1 Avalanche électronique (décharge de Townsend)

Si on considère un gaz contenu entre deux électrodes, il peut exister dans ce gaz, en l'absence de tout champ électrique appliqué, un certain nombre de particules chargées produites soit par des mécanismes naturels, tels que rayonnement ultraviolet ou radioactivité, soit par des mécanismes artificiels, par exemple en bombardant la surface cathodique avec une source de rayonnement ultraviolet pour en extraire des électrons [Roy-84].

Si un champ électrique est appliqué, les électrons sont suffisamment accélérés par le champ pour produire d'autres électrons par des collisions, qui à leur tour acquerront par le champ électrique assez d'énergie pour ioniser d'autres atomes, et ainsi de suite, et le nombre d'électrons libres continuera à augmenter comme ils continuent à se déplacer sous l'action du champ électrique. La quantité des électrons et des ions positifs produits de cette façon s'appelle une avalanche électronique. C'est ce phénomène, qui provoque un accroissement exponentiel de la densité de charge électronique lorsqu'on s'éloigne de l'électrode. Le claquage a donc lieu du fait du phénomène d'avalanche. Ceci est montré sur la figure (1.3):



Cette avalanche peut être étudiée quantitativement à partir de la connaissance du coefficient  $\alpha$ , dit premier coefficient d'ionisation de Townsend.  $\alpha$ , représente le nombre d'électrons (ou d'ions positifs) créés par un électron par élément de longueur le long d'une ligne de force du champ appliqué [Roy-84]. Une expression empirique exploitable considère que l'énergie thermique des électrons est acquise par le travail du champ électrique sur une distance de l'ordre du libre parcours moyen. Or ce dernier est inversement proportionnel à la pression. Donc, en introduisant les constantes A et B déterminées expérimentalement, on a :

$$\alpha = AP \exp\left(-\frac{BP}{E}\right) \quad (1.31)$$

P : la pression atmosphérique

E : le champ électrique appliqué

$\alpha$  : le premier coefficient d'ionisation de Townsend.

### 1.3.1.1 Modélisation d'avalanche

Dans le cas d'un champ homogène créée par des électrodes planes,  $\alpha$  est donc constant dans tout l'intervalle et l'on peut calculer le nombre d'électrons et donc le courant produit par l'avalanche électronique, (on néglige ici la distorsion du champ créé par les charges d'espace) [Rob-87-]. A titre d'illustration, considérons deux électrodes planes à une distance "d" l'une de l'autre contenant un gaz à la pression P avant le claquage. Le champ électrique est alors constant (figure 1.4).

$$E=V/d \quad (1.32)$$

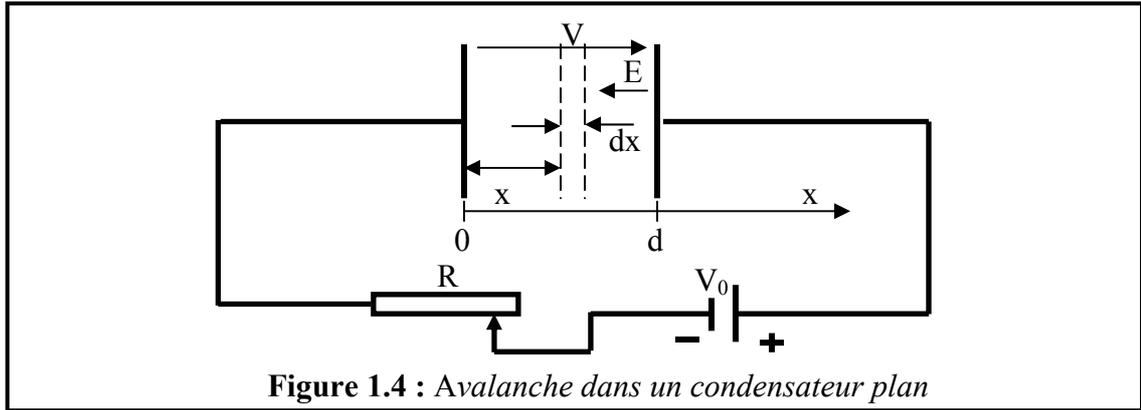


Figure 1.4 : Avalanche dans un condensateur plan

Soit :

$N_0$  : nombre d'électrons /seconde, émis de la cathode.

$N(x)$  : nombre d'électrons /seconde, produits par avalanche à la distance  $x$

$dN$  : le nombre de nouveaux électrons produits entre  $x$  et  $(x + dx)$

Pour  $x = 0$ ,  $N(x) = N_0$

Alors :

$$dN(x) = N \cdot \alpha dx \quad (1.33)$$

D'où :

$$N(x) = N_0 e^{(\alpha x)} \quad (1.34)$$

Le nombre d'électrons à une distance " $d$ " s'écrit :

$$N_d = N_0 \exp(\alpha d) \quad (1.35)$$

Le courant mesuré à l'anode, et donc dans le circuit extérieur, est donné par :

$$I_d = I_0 e^{(\alpha d)} = (N_0 e) e^{(\alpha d)} \quad (1.36)$$

Où :  $I_0$  est le courant photoélectrique initial à la cathode.

Par conséquent, en moyenne, chaque électron laissant la cathode produit  $\left( \frac{N_d - N_0}{N_0} \right)$

nouveaux électrons (et ions positifs correspondant) dans l'espace inter-électrodes.

Afin de mieux décrire la multiplication électronique dans la zone à faible champ, où l'attachement ne peut plus être négligé, on est amené à écrire :

$$N(x) = e^{\int (\alpha - \eta) dx} \quad (1.37)$$

Où :  $\eta$  est le coefficient d'attachement.

La multiplication électronique s'arrête donc quand l'attachement équilibre la formation de nouveaux électrons, c'est-à-dire lorsque  $(\alpha - \eta) = 0$ .

Les ions positifs produits par les électrons dans le gaz, sont portés sous l'action du champ électrique à la cathode où ils se déposent en se recombinant, libérant alors de l'énergie pour émettre un électron supplémentaire dans le gaz, dit électron secondaire. On définit un coefficient  $\gamma$ , dit deuxième coefficient d'ionisation de Townsend [Roy-84], [S2-04], qui représente le rapport du nombre d'électrons libérés de la cathode par émission secondaire sur le nombre d'ions positifs ayant bombardés la cathode [Boub-04].

Soit :

$N$  : Le nombre d'électrons collectés par l'anode

$N'$  : Le nombre d'électrons secondaires extraits de la cathode par bombardement ionique

L'équation (1.34) s'applique maintenant à tous les électrons cathodiques d'où :

$$N = (N_0 + N')e^{\alpha \cdot d} \quad (1.38)$$

D'autre part, le courant qui traverse l'anode doit être égal à celui qui traverse la cathode, d'où :

$$N = (N_0 + N') + \frac{N'}{\gamma} \quad (1.39)$$

On obtient par combinaison de (1.37) et (1.39)

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (1.40)$$

On voit que si  $\gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1)$  s'approche de l'unité,  $I$  croit beaucoup plus vite que  $I_0 e^{\alpha \cdot d}$ , valeur correspondant au cas d'une multiplication sans effet secondaire.

Le critère de claquage selon Townsend est alors défini comme la tension pour la quelle le courant devient infini, soit :

Le critère de décharge autonome de Townsend exprimé par :

$$\gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1) = 1 \quad (1.41)$$

Ou bien :

$$\alpha d = \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (1.42)$$

Le critère de Townsend ainsi donné peut s'interpréter simplement en considérant que  $e^{\alpha \cdot d}$  représente le nombre d'ions positifs créés par une avalanche primaire à partir d'un seul électron. Ces ions arrivant sur la cathode vont produire en moyenne  $\gamma e^{\alpha \cdot d}$  électrons secondaires [Roy-84].

Si  $\gamma e^{\alpha \cdot d} < 1$ , la décharge est dite « non autonome », car elle ne peut se maintenir d'elle-même par le fait des mécanisme secondaires si l'apport d'électrons créés par une source extérieure est interrompu.

Si  $\gamma e^{\alpha \cdot d} = 1$ , le nombre d'ions créés par l'avalanche primaire est en moyenne juste suffisant a maintenu par bombardement de la cathode l'avalanche électronique. La décharge est autonome, c'est à dire qu'elle peut se maintenir en l'absence d'une source extérieure de production des charges. Ce critère définit donc la tension d'amorçage.

Si  $\gamma e^{\alpha \cdot d} > 1$ , le processus des avalanches successives est cumulatif et le courant de décharge croit d'autant plus rapidement que  $\gamma e^{\alpha \cdot d}$  dépasse l'unité.

En remplaçant  $\alpha$  par son expression, on trouve la loi de Paschen qui donne la valeur de la tension disruptive pour un champ uniforme.

$$APd \exp\left(-\frac{BP}{E}\right) = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1.43)$$

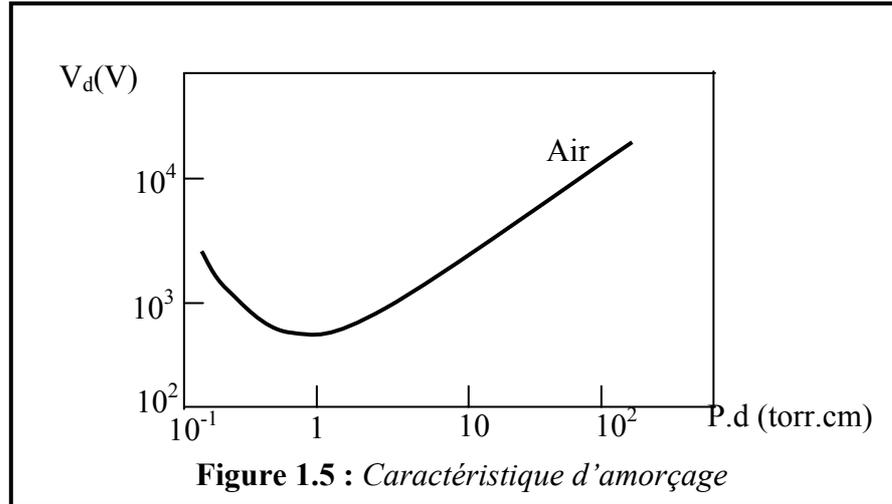
Soit :

$$V_d = \frac{BPd}{\ln(APd) - \ln\left[\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right]} \quad (1.44)$$

### 1.3.2 Loi de Paschen

On a vu précédemment avec l'étude de décharge de Townsend que  $V_d$  pouvait s'exprimer comme une fonction implicite de p.d, cette fonction étant donnée par la connaissance des premier et second coefficients d'ionisation de Townsend [Roy-84].

La fonction de  $V = f(P \cdot d)$  est a été déterminée expérimentalement dans des gaz purs, ou des mélanges gazeux, généralement à des faibles pressions et des distances de quelques millimètres ou centimètres, et elle est donnée par la courbe de la figure (1.5).



Cette courbe montre que  $V_d$  a un minimum unique, pour une valeur :  $p.d = (p.d)_{\min}$ .

Si l'on augmente le produit  $P.d$ , un électron accéléré par le champ électrique aura une probabilité plus grande de rencontrer une molécule de gaz, mais l'énergie moyenne acquise entre deux collisions étant plus faible, la probabilité d'obtenir une collision ionisante diminue, à moins d'augmenter la tension, si  $P.d$  est inférieur à  $(P.d)_{\min}$ , la tension d'amorçage (disruptive) croît également par diminution du nombre de collisions.

### I.3.3 Claquage des gaz électronégatifs

Dans l'analyse ci-dessus, l'attachement d'électrons aux molécules neutres n'a pas été considéré. L'attachement d'électrons fixe les électrons libres et donne ainsi une rigidité diélectrique très élevée aux gaz. Les gaz en lesquels l'attachement des électrons est considéré, sont les gaz électronégatifs.

Le coefficient d'attachement  $\eta$  représente le nombre des électrons libres attachés aux particules de gaz dans la direction de champ par unité de longueur et par unité de temps. Dans ces conditions, l'équation de courant moyen croissant sous un champ uniforme est donné comme suit [Roy-84], [S1-04]:

$$I = I_0 \frac{\left[ \frac{\alpha}{\alpha - \eta} e^{(\alpha - \eta)d} - \frac{\eta}{\alpha - \eta} \right]}{1 - \gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \left[ e^{(\alpha - \eta)d} - 1 \right]} \quad (1.45)$$

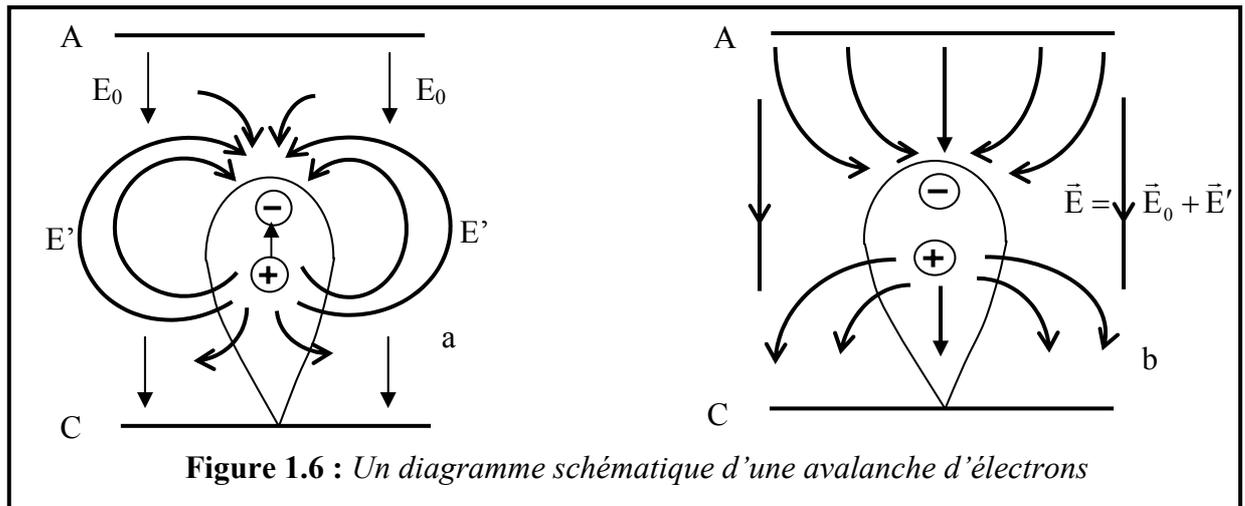
Le critère correspondant pour la décharge est :

$$\gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \left[ e^{(\alpha - \eta)d} - 1 \right] = 1 \quad (1.46)$$

### I.3.4 La théorie du streamer

Dans un champ électrique suffisant pour créer l'amorçage, la vitesse des électrons est environ 100 fois supérieure à celle des ions positifs, si bien que l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière lui des ions positifs quasi stationnaires, alors l'avalanche conduit à la formation d'une structure dipolaire comme le montre la figure (1.6):

- une région (vers l'anode) à forte densité d'électrons
- une région (vers la cathode) à forte densité d'ions positifs.



Par conséquent la séparation des électrons et des ions génère une charge d'espace importante produisant un champ électrique  $\vec{E}'$  de structure dipolaire et s'opposant à la séparation, qui s'ajoute vectoriellement au champ extérieur  $\vec{E}_0$  (figure 1.6). Le champ résultant est alors plus faible que  $\vec{E}_0$  et acquiert une composante radiale [S3-04], [Roy-84] entre les deux nuages de charges.

Le taux d'ionisation, croissant avec le champ électrique, est augmenté à la tête de l'avalanche, tandis qu'il est diminué à l'intérieur de celle-ci par le développement du champ résultant. C'est l'affaiblissement du champ dans l'avalanche qui favorise la formation d'un plasma quasi-neutre, le *streamer* parfois nommé dard en français.

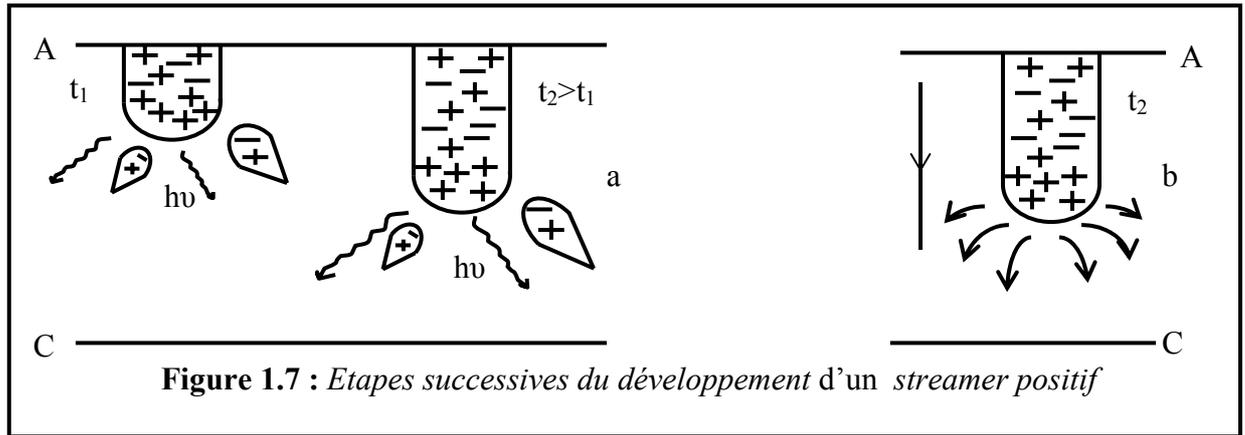


Figure 1.7 : Etapes successives du développement d'un streamer positif

Si le streamer ainsi formé se dirige vers la cathode il est dit *cathode-directed* ou positif. Dans le cas contraire, correspondant à de très fortes tensions et de grandes distances interélectrodes on parle d'*anode-directed streamer*, la situation intermédiaire restant possible. Ainsi, le processus de transformation de l'avalanche primaire en streamer est fondamental dans le claquage et constitue encore un sujet de recherche actuel. Si l'on considère le cas d'une *cathode-directed streamer* ; lorsque l'avalanche a atteint l'anode, les électrons commencent à plonger dans le métal de l'électrode, les ions positifs forment une charge d'espace importante qui renforce l'effet du champ résultant. On émet alors l'hypothèse que le mécanisme prédominant réside dans la photo-ionisation par des photons énergétiques produits dans l'avalanche par des atomes excités. Les électrons ainsi formés au voisinage de l'avalanche génèrent des avalanches secondaires se dirigeant vers le sillon du nuage sous l'effet du champ résultant décrit précédemment. Ces nouvelles avalanches rejoignent l'avalanche primaire pour former un plasma quasi-neutre de plus grande étendue dans la direction de la cathode. À cet endroit, des atomes sont excités et les mêmes processus peuvent avoir lieu à nouveau et le streamer croît. Lorsqu'il atteint la cathode, un canal de plasma neutre reliant les électrodes s'est formé, se comportant électrostatiquement comme un fil métallique, ce qui a pour effet de diminuer le champ électrique entre les électrodes par polarisation du conducteur. Les avalanches secondaires dues à la photo-ionisation sont attirées par le canal, ce qui limite sa croissance. Ainsi, la formation du streamer est possible lorsque le champ  $\vec{E}'$  dû à la charge d'espace est plus important que le champ extérieur, afin que les avalanches secondaires se dirigent vers l'avalanche primaire. On en déduit un critère de formation s'écrivant [S3-04] :

$$E' = \frac{e}{R^2} \exp[\alpha \cdot x] \approx E_0 \quad (1.47)$$

$e$  : charge élémentaire de l'électron.

R est le rayon de la tête de l'avalanche pour  $x=d$ , "d" étant la distance inter-électrodes, on a le champ  $E'$  minimal. En calculant explicitement R, on peut ensuite écrire une forme simplifiée du critère dit condition de claquage de Meek :

$$\alpha \cdot d \approx 20 \text{ et } N_e \approx \exp(\alpha d) \approx 10^8 \quad (1.48)$$

Ces critères sont vérifiés en particulier dans l'air à pression atmosphérique. En effet, au niveau du l'avalanche primaire, l'amplitude du champ est considérablement plus grande que celle du champ extérieur et les électrons se déplacent alors vers l'anode plus rapidement, à la vitesse de dérive correspondante. Comme les photons et les électrons sont émis et absorbés aléatoirement de nombreuses manières différentes, on peut supposer que des directions privilégiées de production et de propagation des avalanches secondaires puissent apparaître, ce qui justifierait les formes expérimentales en zig-zag des étincelles et des streamers.

A ce qui vient d'être décrit, il faut rajouter quelques corrections pour les gaz électronégatifs, ce qui est le cas de l'air ou du  $\text{SF}_6$ , le meilleur isolant gazeux. En effet, le phénomène d'attachement ralentit l'ionisation dans les avalanches, ce qui implique des champs disruptifs plus élevés et étend le domaine de validité du processus de claquage par streamer aux dépens du mécanisme de Townsend [Roy-84], [S3-04].

### 1.3.4.1 Influence de champ non uniforme

Dans ce cas, le coefficient de multiplication  $\alpha$  n'est plus constant dans l'espace entre électrodes. Pour calculer le nombre d'ions positifs créés par une avalanche, il est nécessaire de connaître la distribution du champ électrique le long de son parcours. L'expression ( $e^{\alpha x}$ ) est alors remplacée par l'intégrale  $e^{\int_0^x \alpha \cdot dx}$  d'où la formule généralisée du critère de Meek [Roy-84] :

$$E_r = \left[ 5.3 \cdot 10^{-7} \alpha \right] \frac{e^{\int_0^x \alpha \cdot dx}}{[x/p]^{1/2}} \quad (1.49)$$

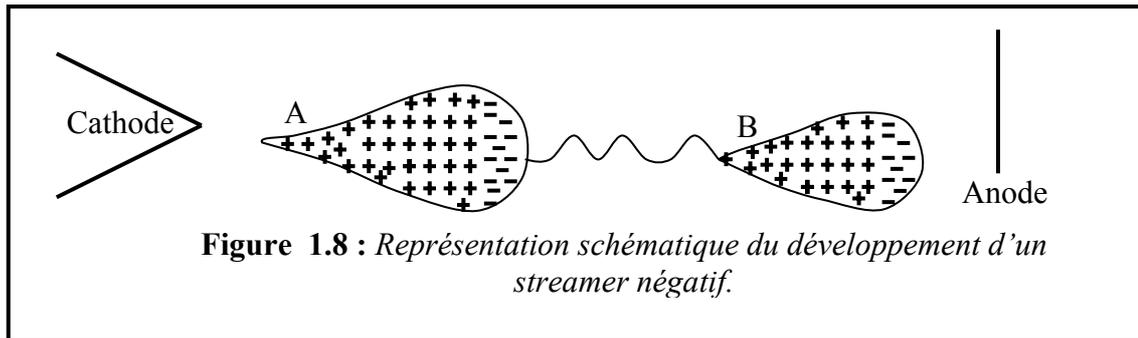
Où :  $E_r$  : est le champ de charge d'espace

Ainsi pour une géométrie pointe positive-plan présentant un haut degré de non-uniforme un streamer se développant à partir de la pointe positive se propage rapidement dans une zone où le champ appliqué est faible. Une telle propagation n'est possible que sous l'effet du champ de charge d'espace qui est alors prédominant. Il faut noter que la propagation d'un streamer

n'entraîne plus nécessairement le claquage de l'intervalle, comme dans le cas d'un champ uniforme [Roy-84].

### I.3.4.2 Influence de la polarité négative

Si on considère maintenant un champ convergent créé dans un intervalle pointe négative-plan on observe également le développement d'un streamer partant de la pointe. La figure (1.8) représente schématiquement la propagation d'un streamer négatif.



Une avalanche se forme à partir de la cathode et se développe dans un champ appliqué décroissant rapidement. La charge d'espace ainsi créée modifie localement le champ électrique. L'augmentation à la fois en tête et en queue de l'avalanche, en A, crée un streamer positif dit « streamer rétrograde », se développe alors en direction de la cathode en même temps qu'un photon crée en B une avalanche secondaire se développant sous l'effet du champ de charge d'espace de l'avalanche primaire. Un streamer rétrograde, analogue à celui qui s'est déjà formé en A, se crée en queue de l'avalanche secondaire et se propage vers la tête de l'avalanche primaire [Mok-92], [Roy-84].

Le streamer négatif se propageant à partir de la cathode, les ions positifs créés par les avalanches successives viennent extraire des électrons de la cathode qui neutralisent les ions positifs et donnent au streamer un excédent de charges négatives.

Il faut noter qu'à la différence du streamer positif, où l'avalanche se développe vers la tête de streamer, c'est à dire dans le sens où le champ de charge d'espace croît, les avalanches secondaires se propagent maintenant vers l'anode dans le sens où l'effet de la charge d'espace décroît rapidement. Il s'ensuit d'une part que la propagation du streamer négatif dépend beaucoup plus des lignes de force du champ appliqué, et présente moins de ramifications que le streamer positif, d'autre part que le développement des avalanches secondaires est réduit par la décroissance rapide du champ électrique. Le dernier phénomène explique que la tension

nécessaire au développement des streamers et à l'obtention de la décharge entre les électrodes sont plus grande en polarité négative qu'en polarité positive [Roy-84].

### **I.3.4.3 Influence du type de tension appliquée**

L'existence ou non du streamer est liée à l'amplitude du champ électrique dans l'intervalle, donc de la tension appliquée aux bornes de l'intervalle, d'air en l'occurrence. La forme de la tension appliquée est donc importante pour décrire le déclenchement du streamer. Elle peut être continue (un échelon), alternative ou une rampe.

**En tension continue**, on peut définir un niveau de tension minimum qui correspond à l'apparition du premier streamer. Si ce niveau est appliqué ou même dépassé, un streamer se développe. S'il atteint le plan un court-circuit limité par le circuit extérieur prend place. Si le champ n'est pas suffisant pour que le streamer traverse tout l'intervalle inter électrode, la partie "passive" a pour effet de réduire le champ au voisinage de l'électrode privant tout phénomène d'ionisation. Les processus de recombinaison et de dérive et de diffusion vont dégager petit à petit le voisinage de la pointe. Le champ électrique augmente et les conditions d'initiation d'avalanche et de streamer réapparaissent. Le résultat est une succession de petites décharges streamer à fréquence régulière dépendant du niveau de tension.

**En tension alternative** (50 ou 60 Hz), les processus sont identiques car la fréquence de la tension appliquée est très inférieure à celle des streamers. La fréquence de répétition des couronnes est du domaine de l'audible. C'est précisément les bourdonnements que l'on entend sous les lignes HT. Dans ce cas, les streamers se développent tout autour du câble HT et on parle de "décharge couronne".

**En tension bi-exponentielle (rampe)** les streamers se développent à des niveaux de tension bien supérieurs au niveau minimum théorique (ou celui correspondant au cas de la tension continue). Les phénomènes d'ionisation sont les mêmes mais sont plus intenses (longueur du ou des streamer, intensité recueillie à l'anode, lumière émise...).

Si la distance pointe-plan est très supérieure à la dimension des streamers ceux-ci se développent suivant un cône et l'ensemble des streamers porte aussi le nom de "couronne".

Première couronne s'il s'agit de la première dans un espace vierge de charges d'espace. Ce retard à l'apparition de la couronne est un processus aléatoire [S1-04].

## I.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait une synthèse sur les phénomènes d'ionisation, et de la physique des décharges électriques dans les gaz incluant l'air et les gaz électronégatifs, avec répartition de champ électrique dans l'espace inter électrode uniforme ou non.

Dans le travail qui suivra, nous nous intéressons à l'étude de l'amorçage se produisant dans l'air et donc de rechercher un modèle de claquage incluant certains paramètres influant sur la décharge. Nous commencerons par la détermination d'un modèle physique (mathématique) pour une configuration pointe (positive) – plan, et on terminera par une simulation numérique pour discuter quelques résultats obtenus.

## I.5 Références

- [Agu-92]. M. Aguet, M. Ianoz, "Haute tension – Traité d'électricité d'électronique et d'électrotechnique-", Publier sous la direction de J. Neiryneck, Dunod.
- [Ari-04]. J. Arianer " Les processus d'ionisation ", cour, Université Paris-Sud, 2004.
- [Boub-04]. A.Boubakeur, " FOU DRE - zone d'attraction d'un paratonnerre - ", support pour conférence, Alger, 2004.
- [Gru-04]. P.Gruet, " Etude des paratonnerres à dispositifs d'amorçage ", Laboratoire dévaluation des équipements électriques, Direction de la certification, INERSIS, octobre 2004.
- [Kuf-84]. E. Kuffel, W.Zaengle, " High voltage engineering", pergamon press, 1984.
- [Lat-01]. V- Latocha, " Deux problèmes en transport des particules chargées intervenant dans la modélisation d'un propulseur ionique ", thèse doctorat, Spécialité : Mathématiques Appliquées, Université Paul Sabatier Toulouse 3 - INSA de Toulouse, 4 juillet 2001.
- [Lau-04]. "Plasmas 1", Notice des travaux pratiques de physique de 3<sup>ème</sup> année, département de physique, Ecole polytechnique fédérale de lausanne, 2004.
- [Mee-77]. J. M. Meek, J.D. Craggs, " Electical Breakdown of Gases ", A wiley - Interscience Publication, 1977.
- [Mok-92]. L.Mokhnache, "Contribution à l'étude de l'influence des barrières dans les intervalles d'air pointe-plan par le calcul numérique du champ à l'aide de la méthode des

éléments finis avec et sans charge d'espace", thèse de Magister, Université de Batna 1997

[Mok-02] L. Mokhnache, A. Boubakeur, S. Boukhtache " Numerical Model Describing the effect(s) of a Barriere and the Space Charge Fields on the Electrical Strength of a Point-Plane Air Gap using the finite elements", IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena,2000,pp 466-469.

[Rob-87-]. Ph. Robert, " Matériaux de l'électrotechnique – volume II - " , Presses polytechniques romande, Lausanne 1987-1989 .

[Roy-84]. G. Le Roy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lalot, Ch. Dubanton , " Les propriétés diélectriques de l'air et les très haute tension " , Edition Eyrolles, Paris 1984.

[You-87]. M. Yousfi, N. Azzi, P. Ségur, I. Gallimberti, S. Stangherlin, " Electron-Molecule collision cross sections and electron swarm parameters in some atmospheric gases (N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, and H<sub>2</sub>O " , Toulouse-Padova, 1987.

[S1-04]. " Breakdown of gaseous insulation", document Internet  
[http://www.classictesla.com/download/breakdown\\_gi.pdf](http://www.classictesla.com/download/breakdown_gi.pdf)

[S2-04]. "www.ens-lyon.fr\DSM\magistere\projets\_biblio\2003\blaise-\memoire.html", Site Web.

[S3-04]. " nis-www.lanl.gov\\_stanleym\dissertation\dissertation.html", Site web.

[S4-04]. " www.chm.ulaval.ca\\_chm19079\cinetique\_A98\cc96\_1\node1.html", Site web.

[S5-04]. " <http://www.upf.pf/jeto/decharge/decharge/presentation.htm> ". Site web

# CHAPITRE II : GENERALITES SUR LA LOGIQUE FLOUE

## II.1 INTRODUCTION

## II.2 ENSEMBLE FLOU

### II.2.1 Univers du discours

#### II.2.1.1 Variables linguistiques

#### II.2.2 Fonction d'appartenance

#### II.2.3 Propriétés des ensembles flous

#### II.2.4 Opérateurs de logique floue

##### II.2.4.1 Opérateur NON

##### II.2.4.2 Opérateur ET

##### II.2.4.3 Opérateur OU

##### II.2.4.4 Autres opérateurs de la logique floue

###### II.2.4.4.1 Opérateurs ET et OU, réalisé par opérateurs arithmétiques

###### II.2.4.4.2 Opérateurs ET flou et OU flou

###### II.2.4.4.3 Opérateurs min -max et opérateur $\beta$

###### II.2.4.4.4 T- normes, S- normes

#### II.2.5 Propriétés des opérations sur les ensembles flous.

## II.3 RAISONNEMENT FLOU

### II.3.1 Une proposition floue générale

### II.3.2 Implication floue

### II.3.3 Règles linguistiques (floues)

#### II.3.3.1 Opérateurs linguistiques

#### II.3.3.2 Degré de vérité (poids)

### II.3.4 Inférence

#### II.3.4.1 Types d'inférence

### II.3.5 Combinaison des règles

#### II.3.5.1 Méthode du centre de gravité

#### II.3.5.2 Méthode de moyenne de maximum

## II.4 CONCLUSION

## II.5 REFERENCES

## II.1 Introduction

L'homme perçoit, raisonne, imagine et décide à partir de modèles ou de représentations. Sa pensée n'est pas binaire. L'idée de la logique floue est de "capturer" l'imprécision de la pensée humaine et de l'exprimer avec des outils mathématiques appropriés [God-99]. La logique floue propose des modes de raisonnement approximatifs plutôt qu'exactes. C'est principalement le mode de raisonnement utilisé dans la plupart des cas par les humains [Idr-03]. Le concept de logique floue vient de la constatation que la variable booléenne, qui ne peut prendre que deux valeurs (vrai ou faux) est mal adaptée à la représentation de la plupart des phénomènes courants. Alors que la logique classique considère qu'une proposition est soit vraie soit fausse, la logique floue distingue une infinité de valeurs de vérité (entre 0 et 1) [SL2-05].

La logique floue a été introduite pour pallier certaines difficultés liées à l'utilisation d'interprétation binaires dans la logique des prédicats, elle permet aussi de faire le lien entre modélisation numérique et modélisation symbolique, ce qui a permis des développements industriels spectaculaires à partir d'algorithmes très simple de traduction de connaissances symboliques en entité numérique et inversement. La théorie des ensembles flous a également donné naissance à un traitement original de l'incertitude, fondée sur l'idée d'ordre, et qui permet de formaliser le traitement de l'ignorance partielle et de l'inconsistance dans les systèmes d'informations avancés [SL6-05], [SL4-05], [God-99].

La logique floue est aussi appelée "logique linguistique" car ses valeurs de vérité sont des mots du langage courant : "plutôt vrai, presque faux...". Cette valeur de vérité dépend du prédicat ! En clair, la logique floue n'est surtout pas une logique imprécise mais bien une logique qui s'adapte à l'être humain en laissant une place entre la certitude du vrai et la certitude du faux.

La littérature sur la logique floue et ses applications est très vaste, et il est difficile de présenter dans ce chapitre tous les aspects de recherche et les nombreuses applications. Dans ce chapitre, nous allons présenter les notions de base de la logique floue, et les différentes étapes du raisonnement flou.

## II.2 Ensemble floue

Selon Zadeh, la logique floue est la théorie des ensembles flous. La théorie des ensembles flous est une théorie mathématique dont l'objectif principal est la modélisation des notions vagues et incertaines du langage naturel. Ainsi, elle évite les inadéquations de la théorie des ensembles classiques quant au traitement de ce genre de connaissances [Idr-03].

La fonction d'appartenance d'un ensemble classique  $A$  est définie par:

$$\mu_A(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in A \\ 0 & \text{si } x \notin A \end{cases} \quad (2.1)$$

Cela signifie qu'un élément  $x$  est soit dans  $A$  ( $\mu_A(x) = 1$ ) ou non ( $\mu_A(x) = 0$ ). Or dans plusieurs situations, il est parfois ambigu que  $x$  appartienne ou non à  $A$ . Par exemple [Idr-03], la considérons l'ensemble  $A$  représentant les PCs qui sont **trop chers** pour une population d'étudiants. Après une enquête menée au sein de cette population, un PC ayant un prix supérieur ou égal à 2500 \$ sera déclaré **trop cher**, quand un prix inférieur ou égal à 1 000 \$ n'est pas trop cher. Il existe un nombre important de PCs ayant un prix entre ces deux limites. Dans cet intervalle, on peut utiliser des valeurs, comprises strictement entre 0 et 1, pour classifier ces prix comme étant **partiellement trop cher**. Cette classification permettra de définir une nouvelle fonction d'appartenance,  $\mu_A(x)$ , associée à l'ensemble  $A$  représentant les PCs **trop chers**.  $\mu_A(x)$  indique la valeur de vérité de la proposition **un PC est trop chers**. Si  $\mu_A(x)$  est égal à 1 alors il est sûr et certain que  $x$  est dans  $A$ ,  $\mu_A(x)$  est égal à 0 implique que sûr et certain  $x$  n'appartient pas à  $A$ ,  $\mu_A(x)$  est strictement entre 0 et 1 implique que  $x$  appartient à  $A$  avec un degré de vérité égal à  $\mu_A(x)$ .  $A$  est donc l'ensemble flou associé à la valeur linguistique **trop cher**.  $A$  sera noté par [Idr-03], [God-99]:

$$A = \{(x, \mu_A(x)) / x \in X\} \text{ avec } \mu_A : X \rightarrow [0,1] \quad (2.2)$$

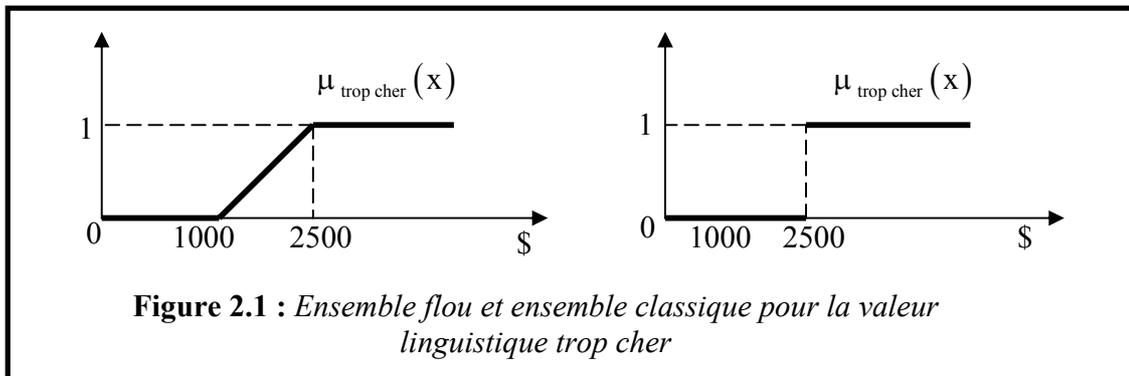
Si  $X$  est discret,  $A$  est noté par:

$$A = \sum_x \mu_A(x) / x \quad (2.3)$$

Si  $X$  est continu,  $A$  est noté par:

$$A = \int_x \mu_A(x) / x \quad (2.4)$$

Où  $\mu_A(x)$  est la fonction d'appartenance à  $A$  et  $X$  est l'ensemble de toutes les valeurs possibles de  $x$  (l'univers de discours de  $x$ ). La figure (2.1) illustre la différence entre la représentation de la valeur **trop chère** par un ensemble classique et par un ensemble flou.



**Figure 2.1 :** Ensemble flou et ensemble classique pour la valeur linguistique trop cher

## II.2.1 Univers du discours

Un des premiers pas dans la conception d'une application floue est de définir l'ensemble de référence ou univers de discours pour chaque variable linguistique. L'univers de discours est l'ensemble de référentiel qui contient tous les éléments qui sont en relation avec le contexte donné [god-99]. La notion d'univers de discours se conçoit aisément: reprenons le concept de température: l'utilisateur pourra décrire la variable "température" par un certain nombre de mots: par exemple "chaud", "froid", "tiède", ou "très chaud", "assez chaud", "tiède", "assez froid", "très froid". Pour chacun de ces prédicats, on pourra donner une fonction d'appartenance. L'univers de discours d'une variable couvre l'ensemble des valeurs prises par cette variable [Bor-98].

### II.2.1.1 Variables linguistiques

Une variable linguistique est une variable dont les valeurs associées sont linguistiques plutôt que numériques [Idr-03]. Chaque variable linguistique est caractérisée par un ensemble tel que:  $\{x, T(x), U, G, M\}$

Où:

- $x$  est le nom de la variable,
- $T(x)$  est l'ensemble des valeurs linguistiques que peut prendre  $x$ ,
- $U$  est l'univers du discours associé avec la valeur de base,
- $G$  est la règle syntaxique pour générer les valeurs linguistiques de  $x$ ,
- $M$  est la règle sémantique pour associer un sens à chaque valeur linguistique.

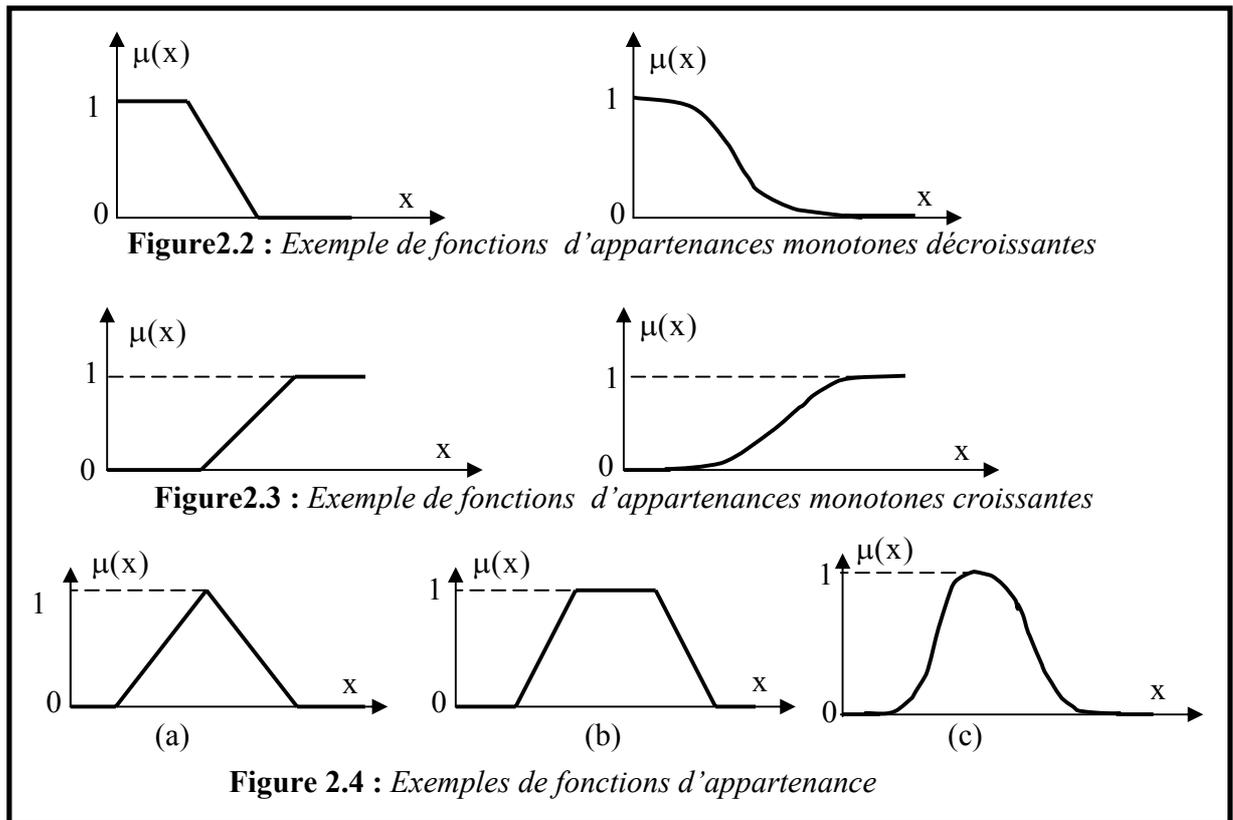
Par exemple [God-99], la variable linguistique  $x = \text{température ambiante}$  peut être définie avec un ensemble des termes.  $T(x) = \{\text{extrêmement froide, très froide, froide, chaude, très chaude, extrêmement chaude}\}$ , qui forment son univers du discours  $X = [-20^\circ\text{C}, 40^\circ\text{C}]$ . La variable de base est **température**. Le terme **froid** représente une valeur linguistique. On peut l'interpréter, par exemple comme « **les températures plus petites que  $15^\circ\text{C}$**  ».

### II.2.2 Fonction d'appartenance

Une fonction d'appartenance ( $\mu_A(x)$ ) est une courbe qui définit comment chaque point dans l'univers de discours est tracé à une valeur d'appartenance entre 0 et 1. La valeur  $\mu_A(x)$  mesure l'appartenance ou le degré avec lequel un élément  $x$  appartient à l'ensemble  $A$ . Il n'y a pas de règle précise pour la définition de fonction d'appartenance. Alors chaque ensemble flou peut être représenté par sa fonction d'appartenance. Les fonctions d'appartenance peuvent être symétriques, régulièrement distribuées ou avoir une distribution non uniforme. Il est important d'éviter les lacunes ou des chevauchements insuffisants de deux ensembles voisins. En effet, cela provoque des zones mortes (non-intervention du réglage). De même, on doit éviter un chevauchement trop important, surtout avec  $\mu=1$  entre deux ensembles voisins [God-99], [Bor-98].

En général, la forme de fonction d'appartenance dépend de l'application. Les fonctions d'appartenance peuvent avoir différentes formes [god-99], [IBR-04]:

- monotones (croissantes ou décroissantes), comme montré sur la figure (2.2) et (2.3)
- Triangulaire (figure (2.4-a))
- Trapézoïdales (figure (2.4-b))
- En forme de cloche (Gaussiennes), comme le montre la figure (2.4-c)



### II.2.3 Propriétés des ensembles flous

#### a. Égalité:

Deux ensembles flous  $A$  et  $B$  de  $X$  sont égaux si leurs fonctions d'appartenance prennent la même valeur pour tout élément de  $X$ :

$$\forall x \in X, \mu_A(x) = \mu_B(x) \quad (2.5)$$

#### b. Inclusion:

Un ensemble flou  $A$  est inclus dans un ensemble flou  $B$  si toutes ses valeurs de fonction d'appartenance sont inférieures à celles de  $B$  sur tout le domaine  $X$ .

$$\forall x \in X: \mu_A(x) \leq \mu_B(x) \quad (2.6)$$

**c. Support:**

Le support est défini comme l'ensemble des valeurs du domaine  $X$  pour lesquelles la fonction d'appartenance n'est pas nulle.

$$\text{supp}(A) = \{x \in X / \mu_A(x) \neq 0\} \quad (2.7)$$

**d. Hauteur :**

La hauteur d'un ensemble flou  $A$  est la valeur max de la fonction d'appartenance sur le domaine  $X$ . Un ensemble flou  $A$  est dit *normal* si  $h(A)=1$ .

$$h(A) = \max_{x \in X} \mu_A(x) \quad (2.8)$$

**e. Noyau :**

Le noyau d'un ensemble flou  $A$  est l'ensemble qui contient tous les éléments qui appartiennent sûr et certain à  $A$  (leurs degrés d'appartenance sont égaux à 1)

$$\text{kern}(A) = \{x \in X / \mu_A(x) = 1\} \quad (2.9)$$

**f. Cardinal :**

Le cardinal d'un ensemble flou  $A$  est la somme des fonctions d'appartenance (cf. ensemble classique).

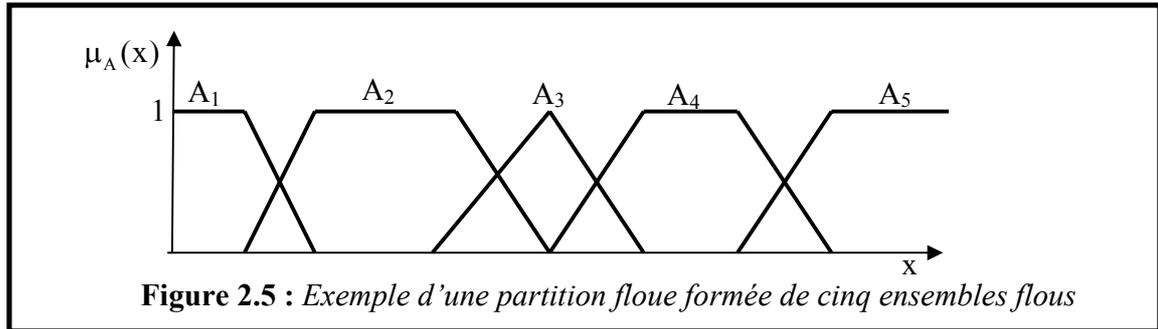
$$|A| = \text{Card}(A) = \sum_{x \in X} \mu_A(x) \quad (2.10)$$

**g. Partition floue :**

Soit  $N$  ensembles flous  $A_j$  du référentiel  $X$ .  $(A_1, A_2, \dots, A_j, \dots, A_N)$  est dite une partition floue si :

$$\forall x \in X \quad \sum_{j=1}^N \mu_{A_j}(x) = 1, \text{ avec } A_j \neq \emptyset \text{ et } A_j \neq X \quad \forall 1 \leq j \leq N \quad (2.11)$$

La figure (2.5) illustre un exemple d'une partition floue formée de cinq ensembles flous.



## II.2.4 Opérateurs de logique floue

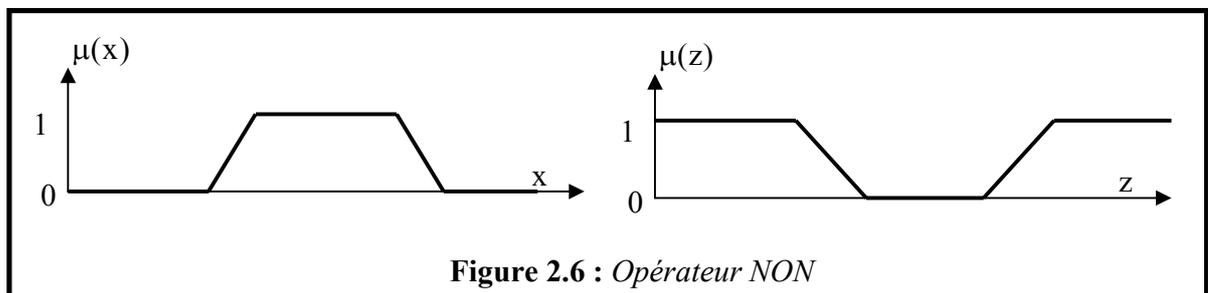
Il est important de savoir composer entre les divers prédicats et leurs fonctions d'appartenance comme dans l'exemple "l'air est froid et le vent est fort" ou dans "si l'air est froid ou si le vent est fort" il faut fermer la porte. Il apparaît deux types de composition **ET**, et **OU** auxquels il faut ajouter la négation. Notons  $x$  et  $y$  les variables linguistiques caractérisant la température de l'air et la force du vent et  $\mu_A(x)$ ,  $\mu_B(y)$ ,  $\mu_E(z)$ ,  $\mu_O(z)$ ,  $\mu_C(z)$  avec  $z = \{x,y\}$ , les fonctions d'appartenance associées aux propriétés respectives "l'air est froid", "le vent est fort", "l'air est froid et le vent est fort", "l'air est froid ou le vent est fort", "l'air n'est pas froid".

### II.2.4.1 Opérateur NON

La propriété "l'air n'est pas froid" peut être caractérisée de façon évidente par la fonction d'appartenance :

$$\mu_c(z) = 1 - \mu_A(x) \quad (2.12)$$

La figure (2.6) met en évidence cette relation:



A noter qu'il s'agit de l'opérateur **NON**, appelée aussi "complément", "négation" ou "inverse".

### II.2.4.2 Opérateur ET

La solution la plus simple et la plus utilisée pour caractériser la satisfaction simultanée de deux propriétés est de poser :

$$\mu_E(z) = \mu_{A \cap B}(z) = \min(\mu_A(x), \mu_B(y)) \quad (2.13)$$

On parle alors d'opérateur minimum.

Cette opération est représentée à la figure (2.7) Comme on le voit, il est possible que la fonction d'appartenance résultante  $\mu_E(z)$  n'atteigne pas la valeur 1.

On peut facilement vérifier que l'opérateur minimum est commutatif, c'est à dire qu'il est possible d'invertir  $\mu_A(x)$  et  $\mu_B(y)$  sans que le résultat change.

Cet opérateur peut être appliqué à plus de deux ensembles. Dans ce cas s'applique le théorème d'associativité.

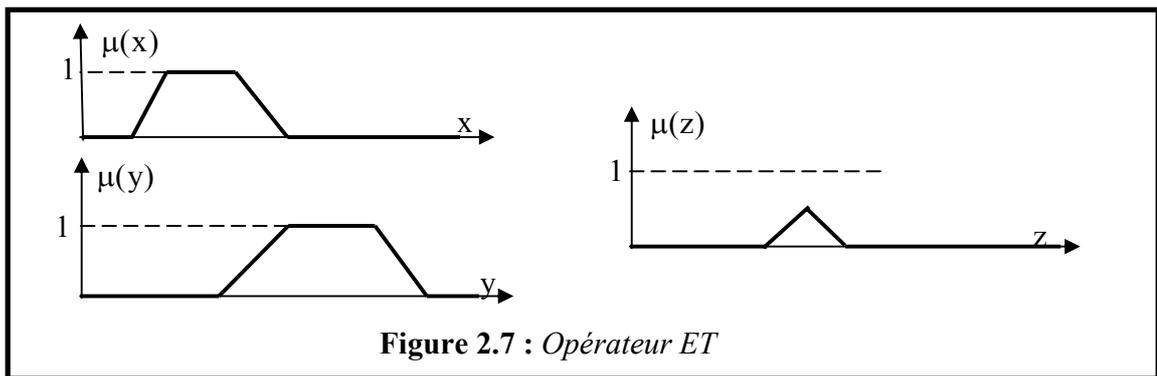


Figure 2.7 : Opérateur ET

A noter qu'il s'agit de l'opérateur ET, appelée aussi " intersection".

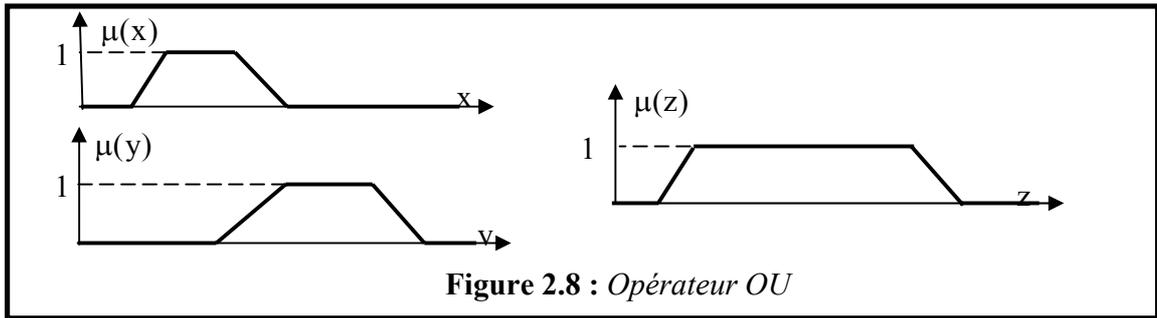
### II.2.4.3 Opérateur OU

La réalisation de l'opérateur ou au niveau de la logique floue se fait en général par la formation du maximum, appliquée aux fonctions d'appartenance  $\mu_A(x)$  et  $\mu_B(y)$  des deux ensembles A et B. On a donc l'opérateur maximum.

$$\mu_O(z) = \mu_{A \cup B}(z) = \max(\mu_A(x), \mu_B(y)) \quad (2.14)$$

La figure (2.8) montre cette opération. A noter qu'il est possible que la fonction d'appartenance résultante  $\mu_O(z)$  atteigne deux fois la valeur 1.

Evidemment, l'opérateur maximum est aussi commutatif et associatif.



Cependant, dans certaines circonstances, il peut être judicieux d'utiliser d'autres opérateurs, soit pour simplifier le traitement numérique, soit pour mieux tenir compte des opérations floues.

#### II.2.4.4 Autres Opérateurs de logique floue

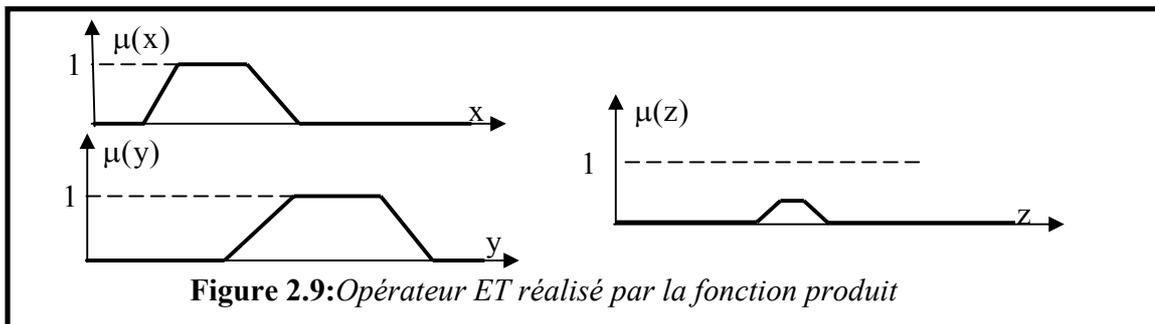
##### II.2.4.4.1 Opérateurs ET et OU, réalisés par opérateurs arithmétiques

Souvent, l'opérateur ET est réalisé par la formation du produit appliqué aux fonctions d'appartenance, selon la relation

$$\mu_E(z) = \mu_{A \cap B}(z) = \mu_A(x) \cdot \mu_B(y) \quad (2.15)$$

Il s'agit de l'opérateur produit.

Le résultat de cette opération est représenté à la figure (2.9). La fonction d'appartenance résultante est toujours inférieure ou égale à 1. Elle reste donc à l'intérieur de l'intervalle défini par  $\mu \in [0,1]$ . La règle de calcul (2.15) peut être étendue à plus de deux termes dans le produit lorsqu'il faut combiner trois ou plusieurs ensembles. L'opérateur produit est souvent utilisé dans le domaine de réglage et de commande par logique floue comme alternative à l'opérateur minimum.

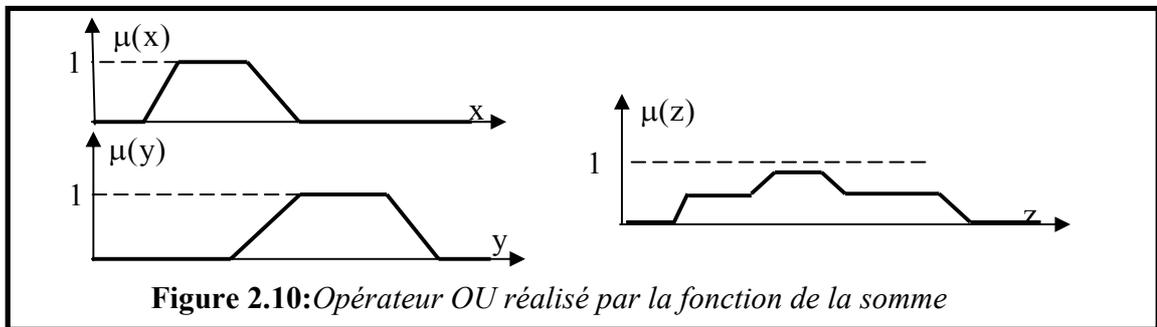


Par analogie, on peut réaliser l'opérateur OU par la formation de la somme des fonctions d'appartenances ou plus précisément par la valeur moyenne, à savoir:

$$\mu_O(z) = \mu_{A \cup B} = \frac{1}{2} [\mu_A(x) + \mu_B(y)] \quad (2.16)$$

On parle alors de l'opérateur somme.

La figure (2.10) montre l'effet de cet opérateur. La somme est divisée par 2. En effet, il est fort possible que la somme  $[\mu_A(x) + \mu_B(y)]$  dépasse le domaine admissible  $[0,1]$ . Afin que cette somme reste dans le domaine défini, on peut l'écarter ou la normaliser, comme effectuer dans la définition (2.16). Dans ce cas aussi, il est possible d'étendre la règle de calcul (2.16) à plusieurs termes. Il faut alors diviser la somme par le nombre de termes, afin d'obtenir une normalisation simple.



#### II.2.4.4.2 Opérateurs ET flou et Ou flou

Les opérateurs Et flou et OU flou sont des opérateurs combinés entre l'opérateur minimum et ou l'opérateur maximum et la moyenne arithmétique.

L'opérateur Et flou est défini par:

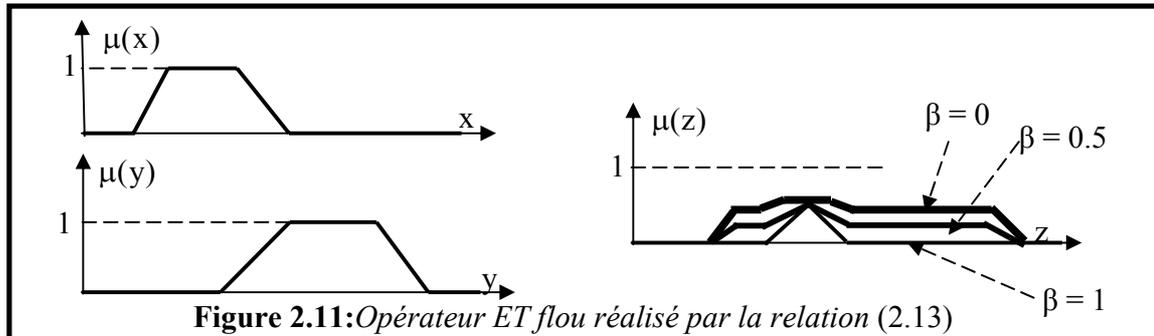
$$\mu_E(z) = \mu_{A \cap B}(z) = \beta \cdot \min[\mu_A(x), \mu_B(y)] + [(1-\beta)/2][\mu_A(x) + \mu_B(y)] \quad (2.17)$$

et l'opérateur Ou flou par:

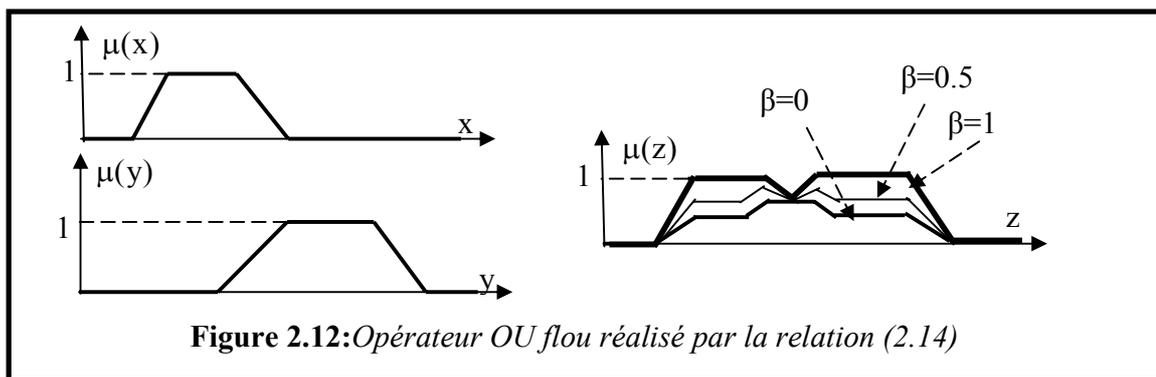
$$\mu_O(z) = \mu_{A \cup B}(z) = \beta \cdot \max[\mu_A(x), \mu_B(y)] + [(1-\beta)/2][\mu_A(x) + \mu_B(y)] \quad (2.18)$$

Avec le facteur  $\beta=1 \in [0,1]$ , il est possible de pondérer l'influence des deux termes. Pour  $\beta=1$ , on aboutit respectivement à l'opérateur minimal ou maximal. Par contre, pour  $\beta=0$ , on obtient pour les deux opérateurs la moyenne arithmétique correspondant à l'opérateur somme selon (2.16). Dans ce cas, le ET flou et le OU flou se confondent. On peut étendre les deux opérateurs ET flou et le OU flou à trois ou à plusieurs termes. La somme qui apparaît entre crochets doit alors être divisée

par le nombre de termes de la somme. La figure (2.11) représente l'opérateur ET flou et montre l'influence du facteur  $\beta$  sur l'allure de la fonction d'appartenance  $\mu_E(z)$ .



L'influence du facteur  $\beta$  sur la fonction d'appartenance résultante pour l'opérateur OU flou est mise en évidence par la figure (2.12)



#### II.2.4.4.3 Opérateurs min-max et opérateur $\beta$

L'opérateur min-max est défini par la combinaison des opérateurs minimum et maximum, selon :

$$\mu(z) = \beta \min[\mu_A(x), \mu_B(y)] + (1 - \beta) \max[\mu_A(x), \mu_B(y)] \quad (2.19)$$

Le facteur  $\beta \in [0, 1]$ , permet de pondérer les deux opérateurs. Pour  $\beta=1$ , on obtient l'opérateur ET, réalisé par la formulation du minimum, tandis que pour  $\beta=0$ , on aboutit à l'opérateur OU, réalisé par la formulation du maximum. Par contre,  $\beta=0,5$  conduit à l'opérateur Ou, réalisé par la formation de la somme. La figure 2.13 montre de l'effet de l'opérateur min-max en fonction du facteur  $\beta$ . On constate bien la grande variation de l'allure de la fonction d'appartenance résultante.

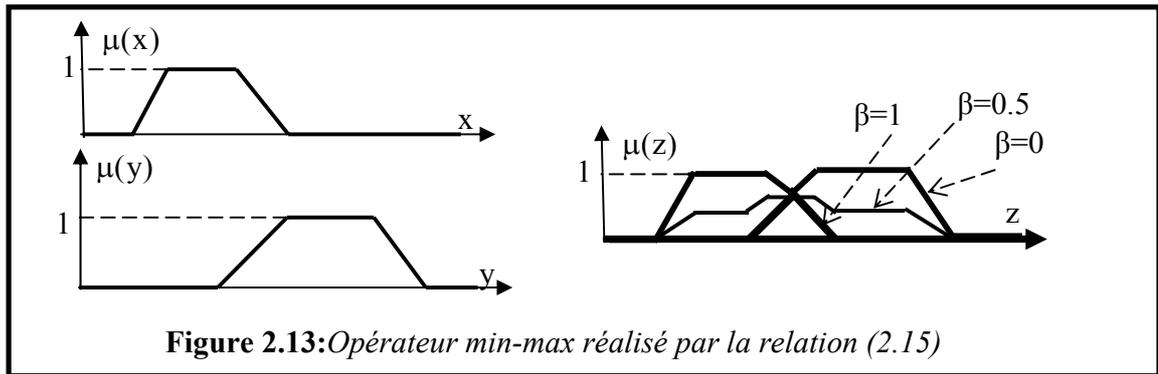


Figure 2.13: Opérateur min-max réalisé par la relation (2.15)

#### II.2.4.4.4 T- norme, S- norme

D'une manière plus générale, l'opérateur **ET** peut être défini à l'aide d'une norme triangulaire (T-norme).

$$T : [0,1] \times [0,1] \rightarrow [0,1]$$

$$x, y \rightarrow z = x T y$$

Avec les propriétés suivantes:

- commutativité  $x T y = y T x$
- associativité  $(x T y) T z = x T (y T z)$
- non-décroissance par rapport aux arguments si  $x \leq y, w \leq z$ , alors  $x T w \leq y T z$

Et avec 0 comme élément absorbant et 1 comme élément neutre :

$$0 T x = 0, 1 T x = x$$

De même, l'opérateur **OU** peut être défini par la donnée d'une S-norme :

$$S : [0,1] \times [0,1] \rightarrow [0,1]$$

avec les propriétés suivantes:

- commutativité  $x S y = y S x$
- associativité  $(x S y) S z = x S (y S z)$
- non-décroissance par rapport aux arguments si  $x \leq y, w \leq z$ , alors  $x S w \leq y S z$

et avec 1 comme élément absorbant et 0 comme élément neutre :

$$1 S x = 0, 0 S x = x$$

On peut définir une s-norme à partir d'une t-norme :

$$x S y = 1 - (1 - x) T (1 - y) \text{ (loi de Morgan dans la théorie des ensembles)}$$

Les t-normes et s-normes les plus fréquemment utilisées sont données dans le tableau suivant :

T-norme	S-norme	négation	Nom
$\min(x,y)$	$\max(x,y)$	$1 - x$	Zadeh
$x \cdot y$	$x + y - xy$	$1 - x$	Probabiliste
$\max(x + y - 1, 0)$	$\min(x + y, 1)$	$1 - x$	Lukasiewicz
$\begin{cases} x \text{ si } y = 1 \\ y \text{ si } x = 1 \\ 0 \text{ sinon} \end{cases}$	$\begin{cases} x \text{ si } y = 0 \\ y \text{ si } x = 0 \\ 1 \text{ sinon} \end{cases}$	$1 - x$	Weber

**Tableau 2.1 :** T-norme et S-norme les plus utilisées

Toutes les T- normes et toutes les S- normes vérifient les inégalités suivantes:

$$T_{\text{drastique}}(x,y) \leq T(x,y) \leq \min(x,y) \leq \max(x,y) \leq S(x,y) \leq S_{\text{drastique}}(x,y) \quad \forall x, y \text{ dans } [0,1]$$

**Exemple :** Soit A, B deux sous-ensembles flous dans l'ensemble de référence U définis par les fonctions d'appartenance  $\mu_A$  et  $\mu_B$  respectivement.

En reprenant la notation du paragraphe précédent (utilisation de T- norme pour l'union, S- norme pour l'intersection), les opérateurs les plus importants pour l'intersection et l'union les plus utilisées sont les suivants :

T-norme	S-norme	négation	Nom
$\min(\mu_A(x), \mu_B(x))$	$\max(\mu_A(x), \mu_B(x))$	$1 - \mu_A(x)$	Zadeh
$\mu_A(x) \cdot \mu_B(x)$	$\mu_A(x) + \mu_B(x) - \mu_A(x) \cdot \mu_B(x)$	$1 - \mu_A(x)$	Probabiliste
$\max(\mu_A(x) + \mu_B(x) - 1, 0)$	$\min(\mu_A(x) + \mu_B(x), 1)$	$1 - \mu_A(x)$	Lukasiewicz
$\begin{cases} \mu_A(x) \text{ si } \mu_B(x) = 1 \\ \mu_B(x) \text{ si } \mu_A(x) = 1 \\ 0 \text{ sinon} \end{cases}$	$\begin{cases} \mu_A(x) \text{ si } \mu_B(x) = 0 \\ \mu_B(x) \text{ si } \mu_A(x) = 0 \\ 1 \text{ sinon} \end{cases}$	$1 - \mu_A(x)$	Weber

**Tableau 2.2 :** Exemple des T- norme et S- norme les plus utilisées

**II.2.5 Propriétés des opérations sur les ensembles flous**

Si l'on suppose que A et B sont deux ensembles flous dans un ensemble de référence U.

-Les deux propriétés suivantes ne sont pas "classiques".

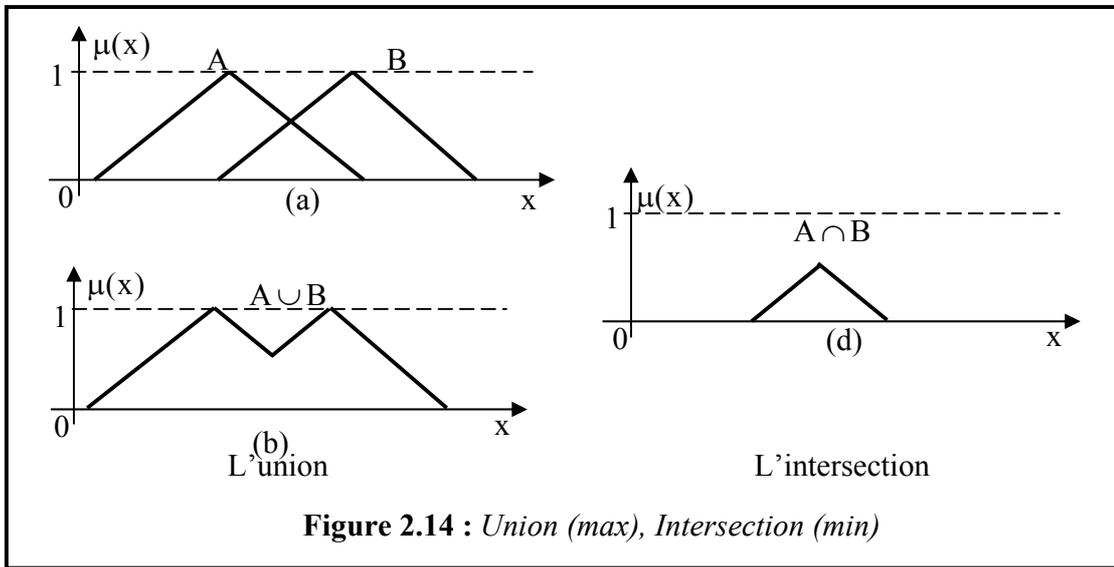
L'intersection d'un ensemble flou et son complément n'est pas vide.

$$A \cap \bar{A} \neq \emptyset \text{ i.e. } \mu_{A \cap \bar{A}}(x) \neq 1 \tag{2.20}$$

-L'union d'un ensemble flou et de son complément ne donne pas l'univers du discours :

Loi du " Excluded middle".

$$A \cup \bar{A} \neq U \text{ i.e. } \mu_{A \cup \bar{A}}(x) \neq 1 \tag{2.21}$$



Il reste un certain nombre de propriétés valables dont :

Commutativité	$A \cup B = B \cup A$ $A \cap B = B \cap A$
Associativité	$A \cup (B \cap C) = (A \cup B) \cap C$ $A \cap (B \cup C) = (A \cap B) \cup C$
Distributivité	$A \cup (B \cap C) = (A \cup B) \cap (A \cup C)$ $A \cap (B \cup C) = (A \cap B) \cup (A \cap C)$
Idempotence	$A \cap A = A$ $A \cup A = A$

Identité	$A \cup \emptyset = A$ $A \cap U = A$ $A \cap \emptyset = \emptyset$ $A \cup U = U$
Involution	$\overline{(\overline{A})} = A$
Transitivité	Si $A \subseteq B \subseteq C$ Alors $A \subseteq C$
Théorème de DeMorgan	$A \cup B = \overline{A \cap B}$ $A \cap B = \overline{A \cup B}$
Absorption	$A \cap (A \cup B) = A$ $A \cup (A \cap B) = A$
Complément $A^c$	$\forall x \in U : \mu_{A^c}(x) = 1 - \mu_A(x)$
Autres propriétés	$ A  +  B  =  A \cap B  +  A \cup B $ $(A \cap B)^c = A^c \cup B^c$ $(A \cup B)^c = A^c \cap B^c$ $(A^c)^c = A$ $X^c = \emptyset$ $\emptyset^c = X$ $ A  +  A^c  =  U $ $\ker n(A^c)^c = \text{supp}(A)$ $\text{supp}(A^c)^c = \ker n(A)$ kern : noyau, supp : support

## II.3 Raisonnement floue

### II.3.1 Une proposition floue générale

Une proposition floue générale est définie à partir de propositions élémentaires et d'opérateurs logiques binaire (et, ou, implique) ou unaire (non). Il existe plusieurs méthodes pour calculer la valeur de vérité de telles propositions. Nous ne donnons ici que les plus communément utilisées [Garn-92]

Conjonction :  $(V_1 \text{ est } A_1) \text{ et } (V_2 \text{ est } A_2)$

$$\min(\mu_{A_1}, \mu_{A_2}) \quad (\text{Logique de Zadeh}) \quad (2.22)$$

$$\max(\mu_{A_1} + \mu_{A_2} - 1, 0) \quad (\text{Logique de Lukasiewicz}) \quad (2.23)$$

$$\mu_{A_1} \cdot \mu_{A_2} \quad (\text{Logique probabiliste}) \quad (2.24)$$

Disjonction :  $(V_1 \text{ est } A_1) \text{ Ou } (V_2 \text{ est } A_2)$

$$\max(\mu_{A_1}, \mu_{A_2}) \quad (\text{Logique de Zadeh}) \quad (2.25)$$

$$\min(\mu_{A_1} + \mu_{A_2}, 1) \quad (\text{Logique de Lukasiewicz}) \quad (2.26)$$

$$\mu_{A_1} + \mu_{A_2} - \mu_{A_1} \cdot \mu_{A_2} \quad (\text{Logique probabiliste}) \quad (2.27)$$

Implication :  $(V_1 \text{ est } A_1) \text{ implique } (V_2 \text{ est } A_2)$

$$\min(1 - \mu_{A_1} + \mu_{A_2}, 1) \quad (\text{Lukasiewicz}) \quad (2.28)$$

$$\min(\mu_{A_1}, \mu_{A_2}) \quad (\text{Mamdani}) \quad (2.29)$$

$$\mu_{A_1} \cdot \mu_{A_2} \quad (\text{Larsen}) \quad (2.30)$$

Complémentation

$$1 - \mu_A \quad (2.31)$$

### II.3.2 Implication floue

Le mécanisme généralisant l'implication est appelé " implication floue". Il existe divers opérateurs d'implication floue, dont ceux mentionnés ci-dessous [Che-98]:

**Mamdani :**

$$\mu_{A \Rightarrow B} = \min(\mu_A, \mu_B) \quad (2.32)$$

**Larsen :**

$$\mu_{A \Rightarrow B} = \mu_A \cdot \mu_B \quad (2.33)$$

**Lukasiewicz :**

$$\mu_{A \Rightarrow B} = \min(1, 1 - \mu_A + \mu_B) \quad (2.34)$$

L'implication floue fonctionne comme l'implication classique, A et B étant des ensembles flous. Dans la logique classique, on raisonne en utilisant le **modus tollens** et le **modus ponens**. L'implication floue est basée sur les mêmes principes, mais les propositions basées sur la valeur de vérité floues sont permises [God-99].

- Le Modus Ponens généralisé (du latin raisonnement par l'affirmation) est définie par :

(1) Prémisse : x est A'

(2) Implication : Si x est A, Alors y est B.....\*

Conséquence : y est B'

- Le Modus Tollens généralisé est définie par :

Prémisse : y est B'

Implication : Si x est A, Alors y est B (notation  $A \rightarrow B$ )

Conséquence : x est A'

Où x et y sont des variables linguistiques, A, A', B, B' sont les valeurs linguistiques définies dans les univers du discours X et Y de x et y successivement. La règle de raisonnement la plus utilisée est celle de **Modus ponens**.

La conclusion B' sera d'autant plus proche de B que la prémisse A' sera proche de A.

**Exemple** d'un modus ponens généralisé :

Prémisse : cette tomate est très rouge

Implication : si une tomate est rouge, elle est mûre.

Conclusion : cette tomate est très mûre

Le mécanisme permettant de passer de l'observation A' à la conclusion B' est appelé l'inférence floue. L'expression de la fonction d'appartenance de B',  $\mu_{B'}(y)$ , dépend des opérateurs logiques utilisés (T-norme et S-norme)

$$\mu_{B'}(y) = S_x [T(\mu_A(x), \mu_R(x, y))] \quad (2.35)$$

Par exemple :

B' est caractérisé par la fonction d'appartenance suivante:

$$\forall y, \mu_{B'}(y) = \max_{x \in X} \min(\mu_{A'}(x), \mu_R(x, y)) \quad (2.36)$$

La fonction d'appartenance  $\mu_{A'}$  caractérise l'observation. L'opérateur  $\mu_R(x, y)$  est l'implication floue qui évalue le degré de vérité de la relation floue  $R=A \rightarrow B$ .

$R$  est la relation floue ou règle d'inférence représentant la règle (\*) et **min** la T-norme associée à l'opérateur **ET**.

### II.3.3 Règles linguistiques (flous)

Une règle floue est une affirmation (**Si Prémisse Alors Conclusion (conséquence)**) dont la prémisse et la conséquence sont des propositions floues ou des combinaisons de propositions floues par des connecteurs logiques (souvent le **ET** et le **OU**). Par exemple, la règle floue "**Si**  $x_1$  est  $A_1$  et  $x_2$  est  $A_2$  **Alors**  $y$  est  $B$ " est formée d'une prémisse composée de deux propositions floues ( $si\ x_1\ est\ A_1\ et\ x_2\ est\ A_2$ ) combinées par le connecteur logique **ET**, et une conséquence formée par une proposition floue simple ( $y\ est\ B$ ) [Idr-03][Gar-92]. Des exemples de règles floues sont:

*S'il fait très chaud alors ouvrir la fenêtre.*

*Si la chaussée est mouillée alors ralentir.*

*Si la maison est neuve et si elle n'est pas loin de la mer alors son coût est très élevé.*

Quand des conditions sont liées par une logique "**OU**", on considère le degré d'appartenance **maximum** parmi les conditions d'entrée. Et quand des conditions sont liées par une logique "**ET**", on considère le degré d'appartenance **minimum** parmi les conditions d'entrée

Il y a plusieurs formes de règles Si...Alors..... La forme générale est [God-99]:

Si (un ensemble de conditions est satisfait) Alors (un ensemble de conséquences)

Prenons deux types de règles suivants :

-Les règles de type **Mamdani** où les conclusions, comme les prémisses, sont des propositions floues :

**Si**  $x$  est  $A_1$  et  $y$  est  $B_1$  **Alors**  $Z$  est  $C_1$

-Les règles de type **Takagi-Sugeno** où dans les conclusions, une sortie est une fonction :

**Si**  $x$  est  $A_1$  et  $y$  est  $B_1$  **Alors**  $z = f(x, y)$

La combinaison de ces différentes règles se fait à l'aide de l'opérateur **ou**. La justification du choix de l'opérateur se fonde sur la pratique du langage courant : en effet, une telle énumération est comprise dans le sens [Hug-04].

Si... alors...

**ou**

Si... alors...

**ou**

...

Bien que l'opérateur **ou** ne soit pas explicitement mentionné.

### II.3.3.1 : Opérateurs linguistiques

Dans le langage humain, on utilise très souvent les opérateurs linguistiques comme : **très**, **près de**, **presque**, **plus ou moins**, etc. Ces opérateurs s'appellent les modificateurs des ensembles flous. Ils permettent de déterminer l'ensemble flou correspondant à une modification sur l'ensemble flou de départ [SL4-05], [God-99] :

**très** :

$$\mu_A^2(x) = (\mu_A(x))^2 \text{ (concentration)}. \quad (2.37)$$

**plus ou moins** :

$$\mu_A^{1/2}(x) = \sqrt{\mu_A(x)} \quad (2.38)$$

**non** :

$$\mu_{1-A}(x) = 1 - \mu_A(x) \quad (2.39)$$

**hautement** :

$$\mu_{h(A)}(x) = (\mu_A(x))^3 \quad (2.40)$$

**Ex** :  $A$ ="jeune",  $A^2$ ="très jeune",  $A^{1/2}$ ="plus ou moins jeune",  $1-A$ ="non-jeune".

$$A = \{ 1/10, 0.81/20, 0.36/30, 0.25/40, 0.16/50, 0/60, 0/70 \}$$

$$A^2 = \{ 1/10, 0.65/20, 0.13/30, 0.07/40, 0.02/50, 0/60, 0/70 \}$$

$$A^{1/2} = \{ 1/10, 0.9/20, 0.6/30, 0.5/40, 0.4/50, 0/60, 0/70 \}$$

$$1-A = \{ 0/10, 0.19/20, 0.64/30, 0.75/40, 0.84/50, 1/60, 1/70 \}$$

Alors :

Un homme de 30 ans appartient aux catégories jeunes, très jeunes, plus ou moins jeunes, non-jeunes, respectivement avec des degrés d'appartenance qui sont respectivement 0.36, 0.13, 0.6, 0.64.

### II.3.3.2 Degré de vérité (poids)

Le degré de vérité, ou encore degré d'activation d'une règle prend une valeur  $w$  comprise entre 0 et 1 déduite des degrés d'appartenance des prédicats (prémises ou conditions) de la règle. Il influe directement sur la valeur des conclusions de cette même règle. On dit aussi que la règle est active à  $w$  [Che-98].

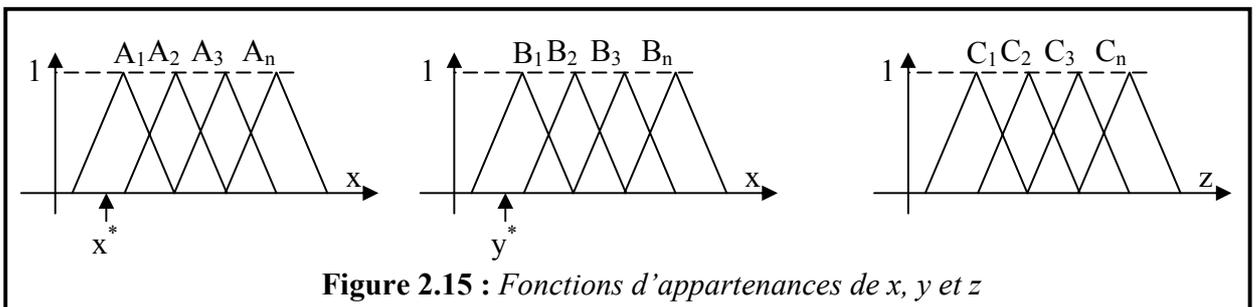
### II.3.4 Inférence

Le mécanisme d'inférence consiste à déterminer les règles floues activées [Garn-92]. Nous allons considérer un système flou avec "n" règles linguistiques.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Si } x \text{ est } A_1 \text{ ET } y \text{ est } B_1 \text{ alors } z \text{ est } C_1 \\ \text{Si } x \text{ est } A_2 \text{ ET } y \text{ est } B_2 \text{ alors } z \text{ est } C_2 \\ \dots \\ \text{Si } x \text{ est } A_n \text{ ET } y \text{ est } B_n \text{ alors } z \text{ est } C_n \end{array} \right. \quad (2.41)$$

Où  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont des variables linguistiques qui représentent les variables d'état du processus et les variable.  $A_i$ ,  $B_i$  et  $C_i$  ( $i=1, \dots, n$ ) sont les ensembles flous définis dans les ensembles de référence pour  $x$ ,  $y$ ,  $z$  respectivement.

Les univers de discours  $U$ ,  $V$  et  $W$  des  $x$ ,  $y$ , et  $z$  sont montrés respectivement dans la figure (2.15).



Dans le sens mathématique, l'activation de règles est l'application de T-normes pour obtenir le poids d'activation de chaque règle. D'habitude cela veut dire que l'on applique l'opérateur **min** ou le **produit** sur les valeurs d'appartenance [God-99].

Dans le cas du système précédent, le poids  $w_i$  obtenue de la  $i^{\text{ème}}$  règle est :

$$w_i = \mu_{A_i}(x) \text{ ET } \mu_{B_i}(y) \quad (2.42)$$

### II.3.4.1 Types d'inférence

Afin de mettre en évidence le traitement numérique, on va considérer un système (2.41) basé sur la logique floue qui a deux entrées et une sortie. Le chevauchement des fonctions d'appartenance conduit à l'activation de deux ou plusieurs règles en même temps (une règle  $i$  est activée si le poids  $w_i$  est différent de zéro)[God-99]. Supposons que les deux règles activées sont les règles suivantes :

$R_1$  : **Si**  $x$  est  $A_1$  **ET**  $y$  est  $B_1$  **Alors**  $z$  est  $C_1$

$R_2$  : **Si**  $x$  est  $A_2$  **ET**  $y$  est  $B_2$  **Alors**  $z$  est  $C_2$

Il y a plusieurs sortes d'inférences floues. On va s'intéresser seulement aux deux méthodes les plus utilisées citées dessous.

#### A. Min-max méthode :

Cette méthode, réalise, au niveau de la condition, l'opérateur **OU** par la formation du maximum et l'opérateur **ET** par la formation du minimum. La conclusion dans chaque règle introduite par **ALORS**, lié le facteur d'appartenance de la condition avec la fonction d'appartenance de variable de sortie ( $z$ ) par l'opérateur **ET**, réalisé dans le cas présent pour la formation du minimum. En fin, l'opérateur **OU** qui lie les différentes règles est réalisé par la formation du maximum [Buh-98].

A noter que la désignation de la méthode d'inférence (max-min dans le cas présent) se rapporte à la réalisation de **OU** liant les règles (max) et la réalisation de **Alors** (min).

La figure (2.16-b) représente graphiquement le principe de la méthode d'inférence max-min.

La condition ( $x$  est  $A_1$  **ET**  $y$  est  $B_1$ ) de la première règle implique pour  $x=x^*$  et  $y=y^*$  les facteurs d'appartenance  $\mu_{A_1}(x^*)$  et  $\mu_{B_1}(y^*)$  ce qui implique que la condition prend le facteur d'appartenance  $\mu_{B_1}(y^*)$  (minimum des deux valeurs à cause de l'opérateur **ET**) (voir la figure 2.16-b), la fonction d'appartenance  $\mu_{C_1}(z)$  est donc écrêtée à  $\mu_{B_1}(y^*)$  (à cause de la formation du minimum lié à **Alors**). De même pour la deuxième règle on trouve que la fonction d'appartenance  $\mu_{C_2}(z)$  est écrêtée à  $\mu_{A_2}(x^*)$  (voir la figure (2.16-b)).

Il faut encore déterminer la fonction d'appartenance résultante. Elle s'obtient par la formation du maximum des deux fonctions d'appartenance partielles, étant donné que les deux règles sont liées par l'opérateur **OU**.

### **B. Max-prod méthode :**

Cette méthode réalise en générale, au niveau de la condition, l'opérateur **OU** par la formation du maximum et l'opérateur **ET** par la formation du minimum. Par contre, la conclusion dans chaque règle introduite par **Alors**, qui lié le facteur d'appartenance de la condition avec la fonction d'appartenance de la variable de sortie ( $z$ ) par l'opérateur **ET**, est réalisé cette fois ci par la formation du produit. L'opérateur **OU** qui lié les différentes règles est réalisé de nouveau par la formation du maximum [Buh-98].

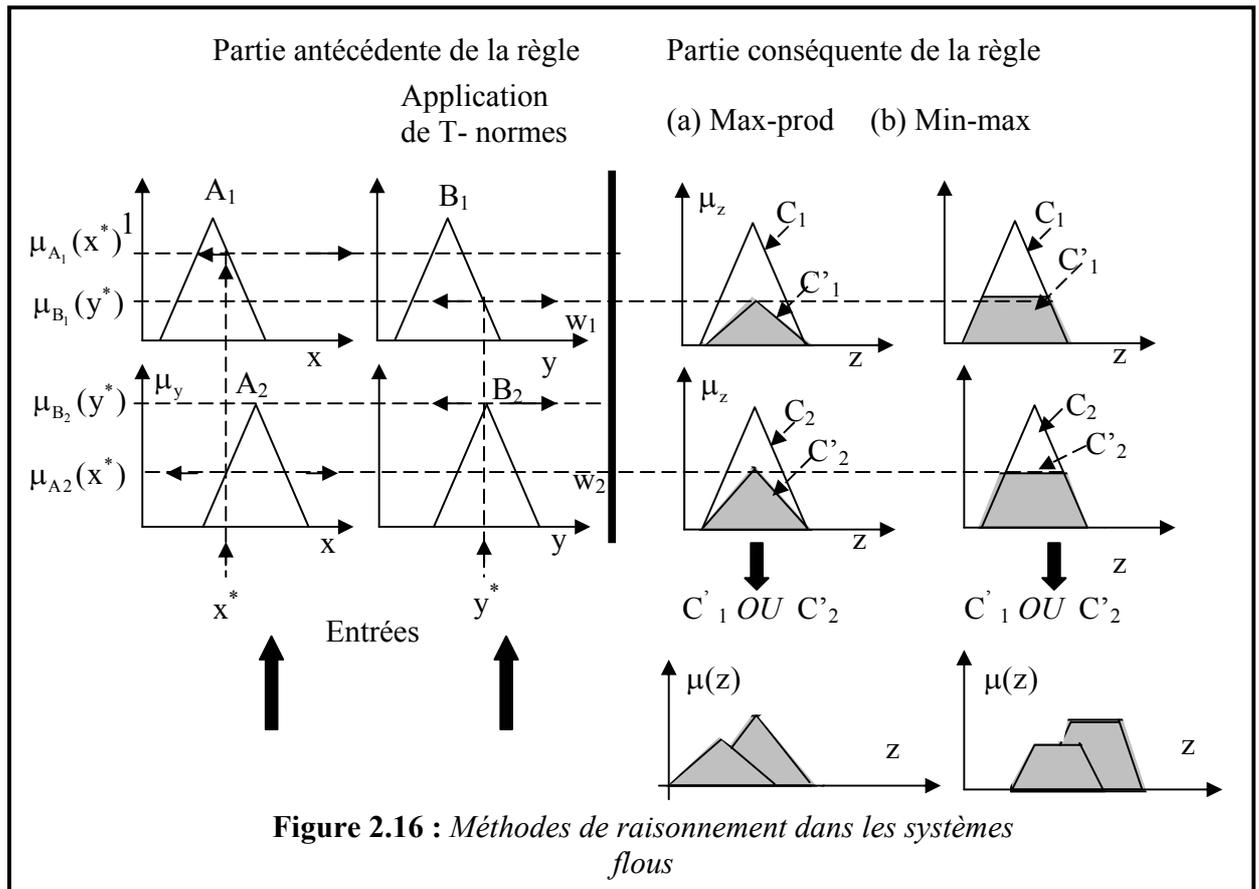
Comme on le voit le **OU**, liant les règles est réalisé par la formation du maximum et le **ALORS** est réalisé par la formation du produit. D'où la désignation de cette méthode d'inférence par max-prod.

La représentation graphique du principe de la méthode d'inférence max-prod se trouve à la figure (2.16-a).

Comme dans le cas du paragraphe précédent, la première condition prend le facteur d'appartenance  $\mu_{B_1}(y^*)$ . La fonction d'appartenance  $\mu_{C_1}(z)$  pour la variable de sortie est cette fois-ci multipliée par ce facteur ( $\mu_{B_1}(y^*)$ ), (à cause de la formation du produit lié à **ALORS**).

De même manière pour la deuxième règle, la fonction  $\mu_{C_2}(z)$  sera multiplié par  $\mu_{A_2}(x^*)$  (formation du produit).

La fonction d'appartenance résultante s'obtient également par la formation du maximum des deux fonctions d'appartenances partielles, réalisant ainsi l'opérateur **OU** entre les règles.



### II.3.5 Combinaison des règles

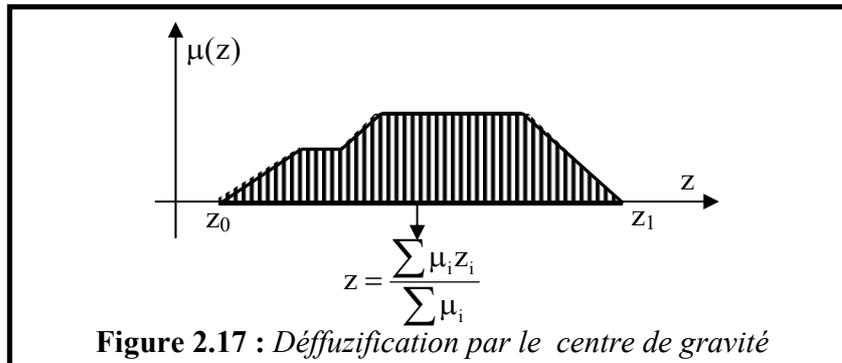
Cette étape (aussi appelée défuzzification) est nécessaire lorsque plusieurs règles d'inférence sont validées car on se retrouve dans ce cas avec plusieurs sous-ensembles flous de sortie. Il faut donc appliquer une méthode pour trouver une valeur de sortie [Rac-02]. Il en existe au moins deux : la technique du maximum et celle du centre de gravité.

#### II.3.5.1 Méthode du centre de gravité

La méthode de centre de gravité est une des méthodes les plus mentionnées dans la littérature. L'abscisse du centre de gravité peut être déterminée en utilisant la formule générale :

$$Z = \frac{\int_{z_0}^{z_1} z\mu(z)dz}{\int_{z_0}^{z_1} \mu(z)dz} \tag{2.46}$$

L'intégrale au dénominateur donne la surface, tandis que l'intégrale au numérateur correspond au moment de la surface.



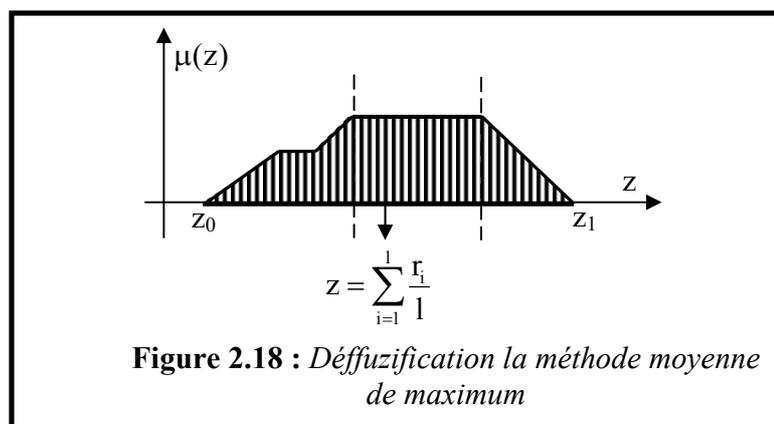
Lorsque la fonction  $\mu(z)$  est discrétisée (figure (2.17)), le centre de gravité est donné par :

$$z = \frac{\sum_{i=1}^n \mu_i z_i}{\sum_{i=1}^n \mu_i} \quad (2.47)$$

Où  $n$  est le niveau de quantisation,  $z_i$  la valeur de sortie pour le niveau  $i$  et  $\mu_i$  sa valeur d'appartenance [God-99].

### II.3.5.2 Méthode de moyenne du maximum

Pour une variable de sortie donnée, la valeur numérique délivrée est calculée comme la moyenne des valeurs appartenant à la caractérisation floue de sortie et ayant comme degré d'appartenance le maximum de la fonction caractéristique de cette caractérisation floue [Gar-92].



Si la fonction est discrétisée, comme montré à la figure (2.18), la valeur déffuzifiée est donnée par :

$$z = \sum_{i=1}^l \frac{r_i}{l} \quad (2.48)$$

Où  $l$  est le nombre de valeurs quantifiées,  $r_i$  pour lesquelles l'appartenance est maximale [God-99]

## II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit les notions de base de la théorie des ensembles flous et de la logique floue. Alors nous pouvons dire que la logique floue ouvre des possibilités remarquables de codification des connaissances des experts. Cependant, les applications utilisant la logique floue ne sont pas fondamentalement plus performantes. Elle sont tout simplement plus facile à réaliser et à utiliser. L'utilisation faite par la logique floue d'expressions du langage courant permet aux systèmes flous de rester compréhensible pour les personnes non expertes.

Malheureusement la manipulation de règles non précises peut générer un nombre d'erreur non négligeable. La mise en place d'un système flou nécessite donc une attention particulière lors de la phase de test de manière à détecter les éventuelles aberrations du système.

Dans le chapitre qui suit, nous présentons une étude sur la modélisation du claquage de l'air dans un système pointe (positive) -plan avec l'introduction de la logique floue. Pour ce but nous avons utilisé Le module FUZZY LOGIC TOOLBOX (sous MATLAB)

## II.5 références

- [Bor-98]. P. Borne, J. Rozinoer, J.Y dieulot, L. Dubois, " Introduction à la commande floue ", Edition Technip, 1998, Paris.
- [Buh 98]. Hansruedi Buhler, " Réglage par logique floue", édition Presse polytechnique et université Romande, 1998
- [Cop-97]. " Fuzzy Logic for G Toolkit Reference Manual ", Copyright 1997 National Instruments Corporation. March 1997Edition, Part Number 321511A-01.  
[eig.unige.ch/~allenbach/Documents/SAth12T.pdf](http://eig.unige.ch/~allenbach/Documents/SAth12T.pdf)
- [Che-98] F. Chevie F. Guély, "La logique floue", Cahier technique n° 191,CT 191 édition mars 1998.

[www.schneider-electric.com/cahier\\_technique/fr/pdf/ct191.pdf](http://www.schneider-electric.com/cahier_technique/fr/pdf/ct191.pdf)

[Gar-92]. P. Garnier, "Contrôle d'exécution réactif de mouvement de véhicules en environnement dynamique structuré ", thèse doctorat, institut national polytechnique de Grenoble, 30 mars 1992.

[tel.ccsd.cnrs.fr\\_documents\\_archives0\\_00\\_00\\_50\\_45\\_tel-00005045-00\\_tel-00005045](http://tel.ccsd.cnrs.fr_documents_archives0_00_00_50_45_tel-00005045-00_tel-00005045)

[God-97]. J. Godjevac, " Neuro -Fuzzy controllers – Design and application " presses polytechniques et universitaire romandes, Lausanne 1997.

[God-99]. J. Godjevac, " Idées nettes sur la logique floue ", Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne, 1999.

[Hug-04]. G. Huguenin, " Logique floue et processeur « flou » ", EIAJ / GHU 24 mars 2004.

[http://www.eiaj.ch/v2/support\\_de\\_cours/electricite/Cours\\_GEL/Branches\\_techniques/Electronique\\_analogique/Cours%20PDF/Fuzzy.PDF](http://www.eiaj.ch/v2/support_de_cours/electricite/Cours_GEL/Branches_techniques/Electronique_analogique/Cours%20PDF/Fuzzy.PDF)

[IBR-04]. A. M. Ibrahim, "Fuzzy logic for embedded systems applications ", Presses Elsevier, Elsevier Science (USA), 2004

[Idr-03]. A. Idri, " Un modèle intelligent d'estimation des coûts de développement de logiciels", thèse doctorat, Université du Québec à Montréal, septembre 2003.

[www.lrgl.uqam.ca\\_publications\\_pdf\\_805](http://www.lrgl.uqam.ca_publications_pdf_805)

[Idr-04]. A. Idri, A. Abran, " La logique floue appliquée aux modèles d'estimation d'effort de développement de logiciels-cas du modèle COCOMO'81".

[Jam-04]. Y. Jamont, J. Duplan, "Eléments d'épistémologie pour une soutenabilité complexe" Université Montesquieu Bordeaux IV-France.

[Leg-04] L. Legay. "Interfaces floues, interfaces collectives", Projet de recherche RU3, SETIT 2004, March 15-20, 2004 – Tunisia.

[Lem-05]. M. Lemay, "Systèmes flous pour le contrôle d'une formation de robots", Département de génie électrique et de génie informatique, Université de Sherbrooke.

[www-edu.gel.usherbrooke.ca\\_lemm01\\_papers\\_Lemay-gei739-2003](http://www-edu.gel.usherbrooke.ca_lemm01_papers_Lemay-gei739-2003)

[Rac-02]V. Racine, " Compartimentation et dynamique cellulaires Service d'Imagerie ", Mémoire de fin d'études, Institut Curie, UMR144 – CNRS, Mars –Septembre 2002

perso.curie.fr\_Victor.Racine\_rapports\_rapport\_stage\_M5.

[SL1-05]. " Logiquefloue.free.fr/main64b4.html", site web.

[SL2-05]. "Reflet.via.ecp.fr/\_ren/TIPE/lf.htm", site web.

[SL3-05]. "www.chez.com/bmantel/pages/logfloue.html", site web.

[SL4-05]. " www.etis.ensea.fr/\_revel/html/cours\_IA/cours\_IA.html", site web.

[SL5-05] "www.inra.fr/bia/M/fispro/fisprodofr/node1.html", site web.

[SL6-05] "www.tn.refer.org/hebergement/cours/logique\_floue/plan.html", site web.

[SL7-05] "www.univ-perp.fr/see/ens/iupgsi/polit/chapo.html#sign2", site web

# CHAPITRE III : Simulations et résultats

## III.1 INTRODUCTION

## III.2 CLAQUAGE EN CHAMP NON UNIFORME

### III.2.1 Les décharges couronne

### III.2.2 Critère du streamer

## III.3 MODELE PHYSIQUE PROPOSE POUR LA DETERMINATION DU SEUIL DE CLAQUAGE DE L'AIR

### III.3.1 Calcul des champs actifs dans l'intervalle inter- électrodes

#### III.3.1.1 Champ dû à la pointe ( $E_{max}$ )

#### III.3.1.2 Champ de charge d'espace dû aux ions et électrons

##### III.3.1.2.1 Charge d'espace dû aux ions et aux électrons

##### III.3.1.2.2 Calcul du champ dû aux électrons et aux ions

## III.4 SIMULATION NUMERIQUE

### III.4.1 Résultats du modèle physique et discussions

### III.4.2 Prédiction des conditions de la décharge par la logique floue

### III.4.3 Application de la logique floue à la prédiction des conditions de décharge

#### III.4.3.1 Etape 1 (définition des entrées et sorties)

#### III.4.3.2 Etape 2 (Fuzzification)

#### III.4.3.3 Etape 3 (Création des règles d'inférence)

#### III.4.3.4 Etape 4 (Défuzzification)

### III.4.4 Test et résultats

### III.4.5 Interprétation des résultats

## III.5 CONCLUSION

## III.6 REFERENCES

### III-1 Introduction

**E**n champ non -uniforme, les phénomènes de décharge apparaissent initialement au niveau de l'électrode de plus faible rayon de courbure. Nous observons d'abord l'effet de couronne, suivi des aigrettes, puis finalement la décharge disruptive.

La connaissance de la répartition du champ électrique joue un rôle primordial dans l'étude des phénomènes de décharge dans l'air ou dans d'autres isolants [Mok-92]. Le développement des streamers résultant d'une avalanche électronique a été étudié intensivement par Raether (1964) qui a suggéré que l'avalanche peut se transformer en streamer si le nombre de charges de l'avalanche principale atteint  $10^8$  à  $10^{10}$  électrons. Critère énoncé pour une pression atmosphérique.

Cependant, dans ces calculs, le champ de charge d'espace de l'avalanche pendant sa croissance est négligé. En outre, beaucoup de chercheurs (Hopwood, 1949, Tool 1963, Hepworth et al 1971) considèrent seulement le champ de charge d'espace des ions positifs créés pendant la croissance d'avalanche, alors que d'autres considèrent seulement la charge d'espace des électrons à la tête de l'avalanche [Ame-88].

Dans ce chapitre, l'effet des deux champs de charge d'espace (des électrons et des ions) sera pris en compte pour le calcul de la tension de seuil d'apparition du streamer avec un choix de l'espace inter -électrodes et de tension appliquée. Il est à noter que la configuration des électrodes proposées pendant cette étude est la configuration " pointe (positive) -plan ", ce qui implique la formation d'un champ non uniforme sur tout l'intervalle inter- électrodes.

Dans ce chapitre et pour étudier la répartition du champ et le seuil de formation du streamer, un programme dans l'environnement MATLAB a été élaboré. En se basant sur les résultats obtenus par ce programme nous avons introduit la logique floue comme outil de prédiction du seuil de claquage d'un intervalle, ainsi que la prédiction de l'état d'isolement de cet intervalle.

### III.2 Claquage en champ non uniforme

En champ non uniforme (par exemple dans le système pointe (positive) –plan), le coefficient d'ionisation efficace  $\bar{\alpha}$  varie le long de l'intervalle inter- électrodes, sachant que :

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (3.1)$$

$\alpha$  : le premier coefficient d'ionisation de Townsend.

$\eta$  : le coefficient d'attachement.

La multiplication électronique est gouvernée par l'intégral ( $\int \bar{\alpha} dx$ ). Pour les pressions élevées et en champs non- uniforme, le critère du Townsend (décharge autonome) prend la forme [Kuf-84]:

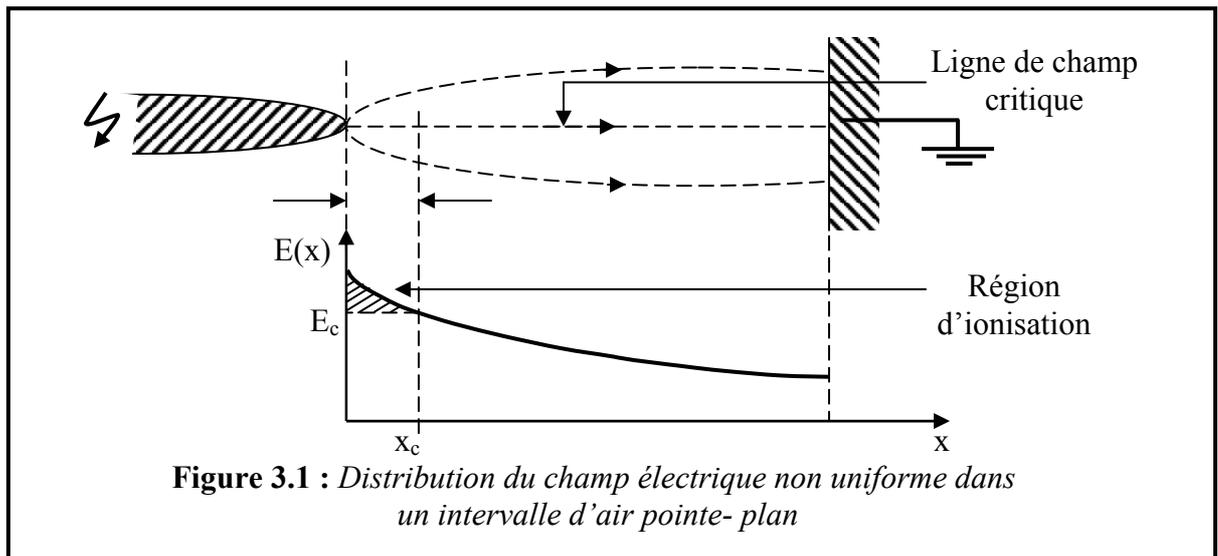
$$\gamma \left( \exp \left( \int_0^d \bar{\alpha} dx \right) - 1 \right) = 1 \quad (3.2)$$

$\bar{\alpha}$  : Le coefficient d'ionisation efficace

$\gamma$  : Le deuxième coefficient d'ionisation de Townsend

$d$  : la longueur de l'intervalle

L'intégrale est en général calculée le long de la ligne de champ la plus intense (figure 3.1),



Quand le champ atteint une valeur critique minimale  $E_c$ , l'intégrale  $\int \bar{\alpha} dx$  cesse d'exister, et le mécanisme de Townsend perd sa validité. Par conséquent le phénomène d'ionisation n'apparaît que dans la région de l'espace inter-électrodes qui vérifie la condition  $\bar{\alpha} > 0$  [Ame-88].

La condition de claquage peut être donnée en modifiant l'expression (1.34) et en prenant en compte la non-uniformité de la distribution de  $\bar{\alpha}$  comme suit :

$$N_{cr} = \exp \left( \int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \right) \quad (3.3)$$

$N_{cr}$  : est la concentration de la charge critique dans l'avalanche donnant un niveau d'ionisation permettant la propagation du streamer (approximativement  $10^8$ - $10^{10}$ ) [Moh-95],  $x_c$  est la distance critique de l'avalanche. Alors l'équation (3.3) devient:

$$\int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \geq k \quad (3.4)$$

$x_c$  : est la longueur de l'avalanche à partir de la pointe HT.

Le coté gauche de cette équation stipule que l'ionisation efficace a lieu dans la région du champ où  $0 \leq x \leq x_c$  avec la condition  $\bar{\alpha} > 0$ . Pour le coté droit,  $k$  est le nombre qui tient compte de toutes sortes de processus de retour ( $k=18-20$ ) [Mok-92].

### III.2.1 Décharges couronnes

Les décharges couronnes sont caractéristiques des champs fortement non uniformes et ont de faibles intensités. Du fait d'une forme et d'une taille particulière des électrodes, le champ électrique est beaucoup plus fort en certains points proches d'une électrode. Cette situation se produit en particulier lorsque la taille caractéristique de l'électrode est très petite devant la distance inter-électrodes. L'effet de pointe traduit le fait que la valeur du champ électrique est considérablement augmentée au voisinage d'une pointe ou d'une aspérité, par le resserrement des surfaces équipotentielles, restant parallèles à la surface de l'électrode au voisinage de la pointe. Pour une modélisation précise il faut effectuer le calcul électrostatique correspondant à la géométrie des électrodes.

Le processus d'ionisation par multiplication des électrons dépend de l'électrode à partir de laquelle se développe la couronne. Pour les cas où elle part de la cathode, on parle alors de couronne négative. Après l'avalanche primaire, c'est essentiellement l'émission cathodique qui produit les électrons. Le processus de claquage est alors semblable au claquage de Townsend et le critère de claquage s'écrit en tenant compte des processus d'attachement et en intégrant sur la distance  $x$  perpendiculaire à l'électrode [S2-04] :

$$\int_0^{x_1} [\alpha(x) - \eta(x)] dx = \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (3.5)$$

$\gamma$  : le deuxième coefficient d'ionisation de Townsend

La borne d'intégration supérieure  $x_1$  correspond au point où la multiplication des électrons cesse et est entièrement compensée par l'attachement  $\alpha = \eta$ , en effet  $\alpha$  décroît avec  $x$  en même temps que le champ électrique. Au-delà de  $x_1$ , il y a très peu d'électrons et absence de luminosité, cette distance délimite la taille de la couronne.

Pour les cas où la couronne dite positive se développe de l'anode, on pense que la multiplication des électrons se fait à partir de l'anode par des streamers produits par photo-ionisation. Le critère de claquage s'écrit alors [Kuf-84] :

$$\int_0^{x_1} (\alpha - \eta) dx = 20 \quad (3.6)$$

Dans la région extérieure à la couronne, les ions négatifs pour la couronne négative et les ions positifs pour la couronne positive, sont portés par le faible champ électrique dans un gaz non ionisé. La charge d'espace créée par ces ions s'oppose au mouvement vers l'électrode et limite le courant [S2-04].

Pour les différentes polarités, on distingue les apparences de la couronne. Sous la polarité positive, la couronne apparaît sous forme d'une enveloppe bleue- blanchâtre uniforme au delà de la surface de la décharge. Sous la polarité négative, la couronne apparaît comme un spot rougeâtre incandescent le long de la décharge

### III.2.2 Critère du streamer

En champ non uniforme, les phénomènes apparaissant entre l'application de tension et l'amorçage sont beaucoup plus compliqués que dans le cas où le champ est uniforme.

Pour le système pointe – plan, le champ à la pointe aura pour effet, la création de charges d'espace qui entraîne une forte modification de la répartition du champ.

Avec le développement des théories de décharges, des critères variés basés soit sur le mécanisme de Townsend soit sur le mécanisme des streamers, sont avancés pour déterminer la rigidité diélectrique des intervalles d'air [Mok-92]. La vitesse de propagation des streamers et celle des électrons ne sont pas liées l'une à l'autre puisque l'avancement du streamer résulte plutôt de l'efficacité du processus de multiplications électronique au sein d'une avalanche que de la vitesse des électrons eux mêmes. De plus, un grand nombre d'avalanches peuvent contribuer simultanément à la propagation du streamer [Roy-84]. Comme il est montré précédemment, la propagation d'un streamer dans un champ non -uniforme n'entraîne plus nécessairement le claquage de l'intervalle inter -électrodes, comme dans le cas d'un champ uniforme.

Les critères de passage d'une avalanche au streamer pour un champ non –uniforme sont présentés par (3.3) et (3.4). Comme les critères cités sont basés sur la connaissance du premier facteur d'ionisation de Townsend, la connaissance de la grandeur du champ électrique appliqué ( $E_0$ ) dans l'intervalle avant la formation de la charge d'espace est nécessaire [Pet-95]. Le rapport du facteur d'ionisation efficace à la pression ( $\bar{\alpha}/P$ ) dépend de la grandeur de ( $E_0/P$ ).

Le critère des streamers peut être donné par l'équation (3.4), l'application de cette équation se confronte à quelques problèmes dus à la distribution du champ électrique. Cette distribution change d'une configuration à une autre en fonction du rayon de courbure de la pointe (D) de la longueur de l'intervalle d'air pointe –plan (S) [Mok-92], [Pet-95]. Différentes

situations apparaissent pour la valeur du champ critique en dessous de laquelle l'ionisation n'aura pas lieu.

**Situation 1 :** (petites valeurs  $S/D$ ). Le champ le long de l'axe de symétrie est presque uniforme, donc l'équation (3.4) sera applicable pour  $x_c$  égale à toute la longueur de l'intervalle. Cela veut dire que l'avalanche critique ne se transforme en streamer que lorsqu'elle atteint le plan. Ici il apparaît qu'il n'y a pas de dépendance entre la polarité de l'électrode HT et la distance à partir de la pointe où les lignes de champ les plus intenses se localisent. Par conséquent la tension disruptive pour les impulsions n'est pas trop différente de celle à courant continu ou alternatif.

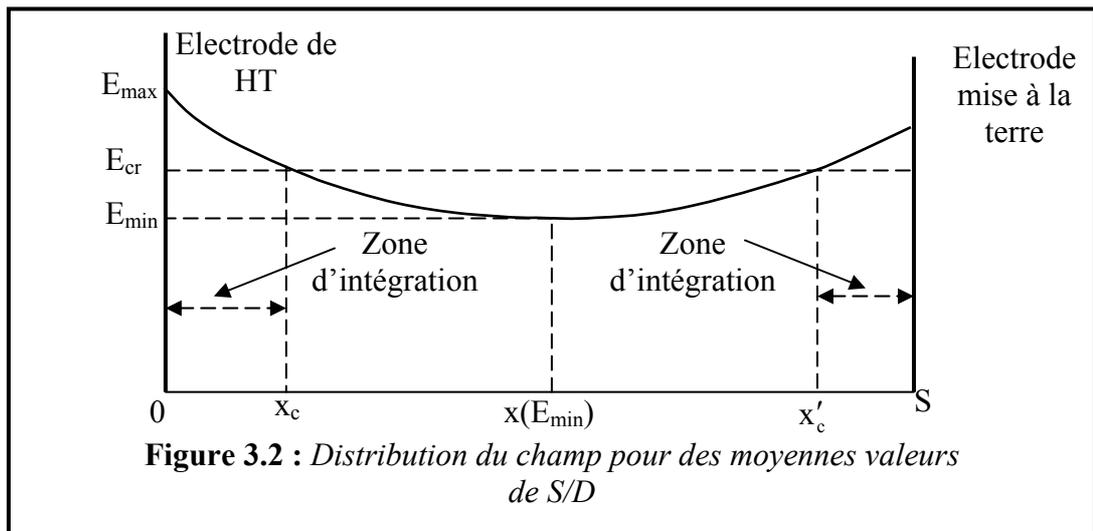
**Situation 2 :** (grandes valeurs de  $S/D$ ). Les valeurs du champ sur l'axe de la pointe HT aux deux extrémités de l'intervalle, présentent un gradient important à cause de la dissymétrie du système, donc la zone d'ionisation est réduite, elle est limitée au près de la pointe, d'où l'avalanche se développe dans cette région où  $\bar{\alpha} > 0$  c.à.d  $E > E_{cr}$ .

$E_{cr}$  : Champ critique

**Situation 3 :** (moyenne valeurs de  $s/D$ ). L'équation (3.4) s'écrira :

$$\int_0^{x_c} \bar{\alpha}_1 dx + \int_{x'_c}^s \bar{\alpha}_2 dx \geq k \quad (3.7)$$

Avec  $\bar{\alpha}_1$  et  $\bar{\alpha}_2$  sont les coefficients d'ionisation correspondant aux zones illustrées à la figure (3.2). Dans ce cas, on a deux tensions disruptives différentes, les premiers streamers commenceront dans la région où le champ est plus élevé.



$E_{max}$  : Champ maximum

$E_{min}$  : Champ minimum

### III.3 Modèle mathématique proposé pour la détermination du seuil de claquage de l'air

Pour avoir une information sur la rigidité de l'intervalle d'air pointe- plan, on doit connaître la valeur du champ électrique ambiant. Le champ électrique résultant en chaque point du domaine d'étude (figure 3.3) est exprimé par :

$$\vec{E}_r = \vec{E}_0 + \vec{E}_i + \vec{E}_e \quad (3.8)$$

$\vec{E}_0$  : Le champ appliqué

$\vec{E}_i$  : Le champ dû aux ions positifs

$\vec{E}_e$  : Le champ dû aux électrons

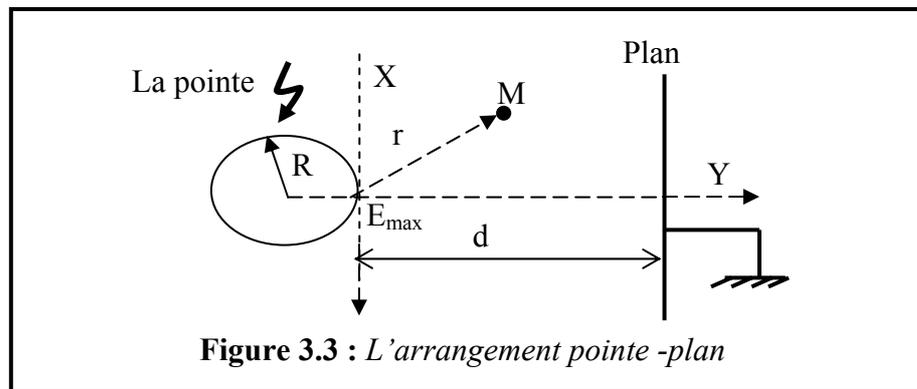


Figure 3.3 : L'arrangement pointe -plan

M : un point de l'intervalle inter -électrodes défini par ses coordonnées cartésiennes (x, y)

R : le rayon de courbure de la pointe

d : la distance inter -électrode

r : la distance entre la pointe est un point (M) de l'espace inter- électrode

#### III.3.1 Calcul des champs actifs dans l'intervalle inter -électrodes

Nous avons trois types de champs à calculer :

##### III.3.1.1 Champ dû à la pointe de HT ( $E_0$ )

Le champ appliqué maximum au niveau de la pointe ( $E_{max}$ ) est donné dans [Kuf-92] par :

$$E_{max} = 0.9 \frac{V}{d} \left( \frac{R+d}{R} \right) \quad (3.9)$$

Ce champ est calculé dans un point (M) de l'intervalle d'air par la même équation (3.9) en remplaçant R du dénominateur par (r+R)

Tel que :

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (3.10)$$

$x, y$ , les coordonnées cartésiennes du point (M)

### III.3.1.2 Champ de charge d'espace dû aux ions et électrons

On doit calculer d'abord la quantité de charge d'espace créée dans l'intervalle d'air pointe -plan, sous l'effet du champ appliqué.

#### III.3.1.2.1 Charge d'espace due aux ions et aux électrons

Nous considérons dans notre travail l'état électrostatique de la décharge.

Le nombre d'ions positifs est calculé comme suit :

$$n = n_0 \left[ \exp \left( \int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \right) - 1 \right] \quad (3.11)$$

Le calcul du nombre d'électrons initial  $n_0$ , est fait à partir de la valeur de courant de saturation de l'air ( $i_s$ ) pour des électrodes planes (trouvé dans la littérature) [Agu].

Connaissant le facteur géométrique de l'intervalle d'air  $\beta = \frac{E_{\max}}{E_{\text{moy}}}$ , on aura :

$$i_0 = i_s \beta \quad (3.12)$$

Pour un système (plan-plan) le champ  $E_{\text{moy}}$  est :

$$E_{\text{moy}} = \frac{V}{d} \quad (3.13)$$

$V$  : la tension appliquée

$d$  : la distance inter - électrodes

$i_0$  : est le courant dissipé dans l'air, à l'application de la HT, et à partir duquel on détermine la charge initiale dans un système d'électrodes non – homogènes et en fin :

$$n_0 = \frac{q_0}{e} \quad (3.14)$$

Avec :

$\bar{e}$  : Charge élémentaire de l'électron

La charge d'espace due aux ions positifs est donnée par :

$$q_i = \bar{e} n_0 \left[ \exp \left( \int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \right) - 1 \right] \quad (3.15)$$

De même pour la charge d'espace due aux électrons, on aura :

$$q_e = \bar{e} n_0 \left[ \exp \left( \int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \right) \right] \quad (3.16)$$

Sachant que le nombre des électrons est :

$$n = n_0 \left[ \exp \left( \int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \right) \right] \quad (3.17)$$

Pour les faibles valeurs du champ appliqué ( $\bar{\alpha} < 0$ ), l'ionisation n'a pas eu lieu, par conséquent la charge d'espace est nulle en ces points.

### III.3.1.2.2 : Calcul du champ dû aux électrons et aux ions

La répartition non uniforme de la charge d'espace est due à la dépendance du facteur d'ionisation efficace  $\bar{\alpha}$  de la valeur du champ  $E_0$  [Mok-92]. A partir du calcul du champ appliqué  $E_0$  en chaque point et ayant une base de données du facteur d'ionisation efficace ( $\bar{\alpha} = f(E/P)$ ), on choisit  $\bar{\alpha}$  en chaque point, en prenant les conditions de pression  $P=760$  torrs (pour notre étude).

Les champs de charges dûs aux électrons et aux ions peuvent être calculés respectivement par le théorème de GAUSS discret, où nous avons pris des surfaces d'un disque.

$$E_i = \frac{\sum_{i=1}^{n_i} q_i(i)}{\pi \varepsilon_0 r_i^2} \quad (3.18)$$

$$E_e = \frac{\sum_{i=1}^{n_e} q_e(i)}{\pi \varepsilon_0 r_e^2} \quad (3.19)$$

$n_i$ : nombre de points de discrétisation contenant des ions positifs

$n_e$ : nombre de points de discrétisation contenant des électrons

$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$  [F/cm or C<sup>2</sup>/cm-J]

$r_e$ ,  $r_i$  sont respectivement les rayons de Gauss englobant les électrons et les ions positifs respectivement. Dans notre cas ils sont égaux.

Nous notons que la distribution de la charge est faite comme suit : dans l'avalanche; les électrons sont situés à la tête et à la queue de l'avalanche et les ions sont à l'intérieur.

## III.4 simulation numérique

Pour la simulation numérique nous avons suivi deux étapes :

-La première est consacrée à la détermination de la tension du seuil de claquage de l'intervalle d'air à étudier et de discuter l'influence de certains paramètres comme le rayon de courbure de la

pointe et de la longueur de l'intervalle. Les résultats obtenus dans cette étape sont utilisés pour construire la table d'inférence utilisée pour la prédiction floue.

-La deuxième est pour introduire un système **d'inférence floue (SIF)** pour prédire le seuil de claquage de l'intervalle d'air, ainsi que l'estimation d'autres étapes dans la décharge : couronne, avalanche, arc

### III.4.1 Résultats du modèle physique et discussions

En se basant sur les étapes de calcul précédentes un programme sous "MATLAB" a été réalisé. Pour déterminer la tension du seuil de claquage nous avons utilisé l'équation (3.4).

L'intégrale (3.4) est calculée par la somme :

$$I = \sum_{i=1}^n \bar{\alpha}_i r_i \quad (3.20)$$

$n$  : est le nombre des points où  $\bar{\alpha} > 0$

$r_i$  : distance à partir du point de calcul à la pointe

et la valeur de  $k$  choisi est ( $k = 18$ )

La première étape est de donner une valeur à la tension  $V$  en fixant le rayon de courbure de la pointe et la distance inter – électrode, si la condition donnée par l'intégrale (3.4) n'est pas vérifiée nous incrémentons la tension appliquée  $V$  jusqu'à la vérification de la condition donnée par cette même équation. Cette tension obtenue sera celle du seuil d'apparition du streamer dans l'intervalle d'air à étudier. Pour notre travail nous avons obtenu la valeur :

$V_S = 290$  kV, pour un rayon de courbure de la pointe  $R = 0.1$  cm, et une distance inter – électrodes  $d = 100$  cm.

Cette valeur peut être aussi le seuil d'amorçage de l'intervalle d'air.

La connaissance de  $\bar{\alpha}$ , comme il est montré précédemment est liée nécessairement à la connaissance du champ appliqué ( $E_0$ ) dans tout l'intervalle.

Ce champ est calculé par l'équation (3.9), prenons en considération l'équation (3.10)

Le champ résultant ( $E_r$ ) est calculé comme suit :

-1-Le champ  $E_r$  résultant aux extrémités de l'avalanche est donné dans l'intervalle pour lequel  $\bar{\alpha} > 0$  par:

$$E_r = E_0 - E_i + E_e \quad (3.21)$$

$E_i$  : Le champ dû aux ions positifs

$E_e$  : Le champ dû aux électrons

$E_i$ ,  $E_e$  sont calculés respectivement par les équations (3.18) et (3.19)

2-Le champ résultant  $E_r$  au sein de l'avalanche est :

$$E_r = E_0 + E_i - E_e \quad (3.22)$$

L'application de ces dernières équations est pour :

-R=0.1 cm

-d=100cm

-V=290 kV

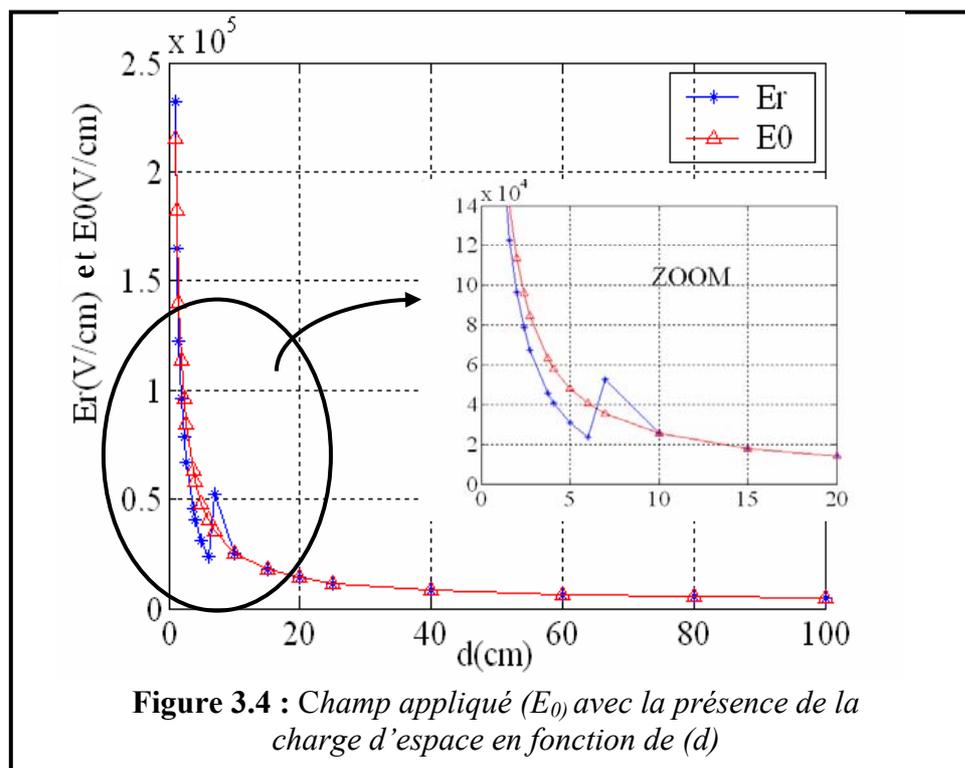
-Le plan est d'une forme circulaire de rayon de 50cm (suffisant pour éviter l'effet de bord de plan)

- P=760 torrs (1 atm)

Nous a permis à obtenir les résultats montrés si dessous.

La figure (3.4) représente le champ appliqué ( $E_0$ ) et le champ résultant ( $E_r$ ) en fonction de la distance inter -électrodes(d), cette figure montre que le champ appliqué est très élevé au voisinage de la pointe(effet de pointe) et puis sa valeur diminue dans la direction du plan.

Sur cette même figure nous remarquons que la répartition du champ appliqué  $E_0$  est fortement modifiée, car dans notre cas (pointe positive- plan), le champ subit deux modifications, la première est dans la zone occupée par les électrons libres et la deuxième dans la zone d'ions positifs. Nous remarquons que le champ est amplifié par la présence des électrons et diminué par les ions. Le pic de champ représente la tête de l'avalanche.

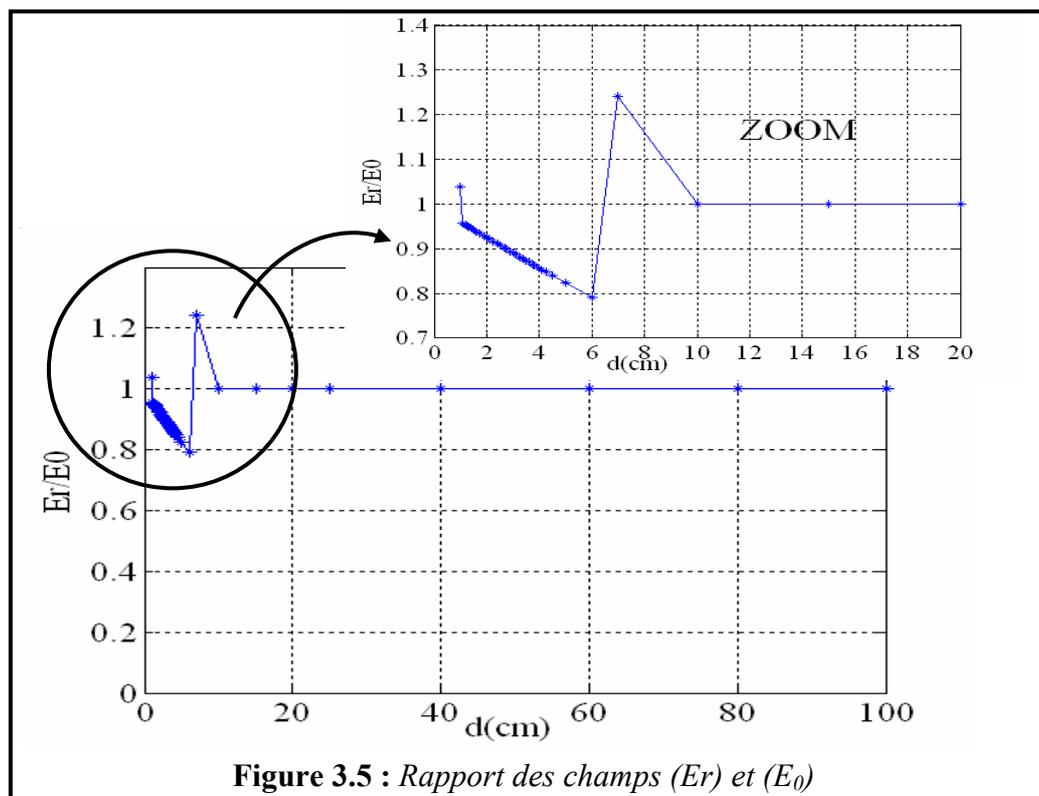


Nous remarquons aussi comme il est montré sur la figure (3.5), que pour  $7 \leq d \leq 10$  cm le champ de la charge d'espace  $E_r$  est supérieur au champ appliqué  $E_0$  de plus de 1.2 fois, et pour  $0 \leq d \leq 1$  cm, il est supérieur au champ appliqué  $E_0$  de 1.1 fois, d'où le processus de multiplication d'avalanche est autonome dans cette zone. Cette situation est définie dans la littérature par l'amorçage, les paramètres qui donnent cette situation de champ sont :

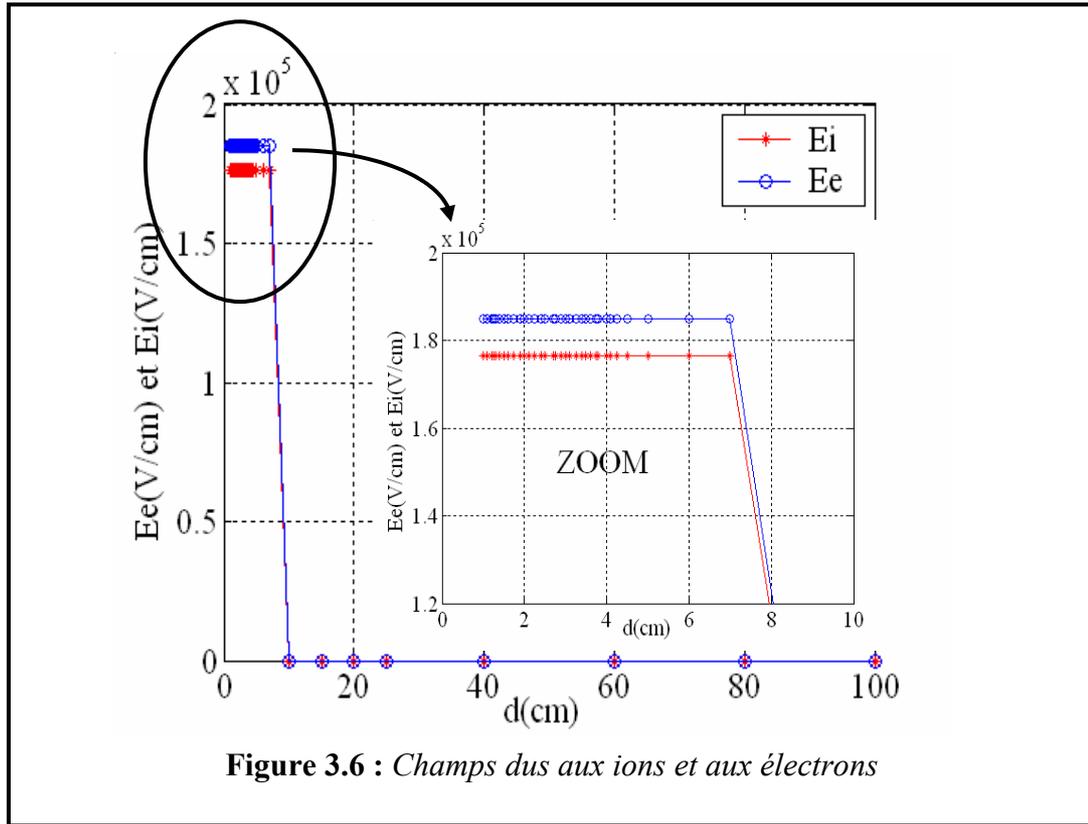
$$V=290 \text{ kV}$$

$$d=100 \text{ cm}$$

$$R=0.1 \text{ cm}$$



La figure (3.6) représente les champs dus aux ions et aux électrons, l'existence des deux champs est le résultat de l'apparition des ions et des électrons dans l'espace inter-électrodes, leurs valeurs sont élevées (de l'ordre de  $10^5$  (V/cm)) ce qui explique l'importance des deux champs dans le processus de multiplication électronique, et surtout celui dus aux électrons. C'est lui qui est responsable en grande partie de l'avancement de l'avalanche.



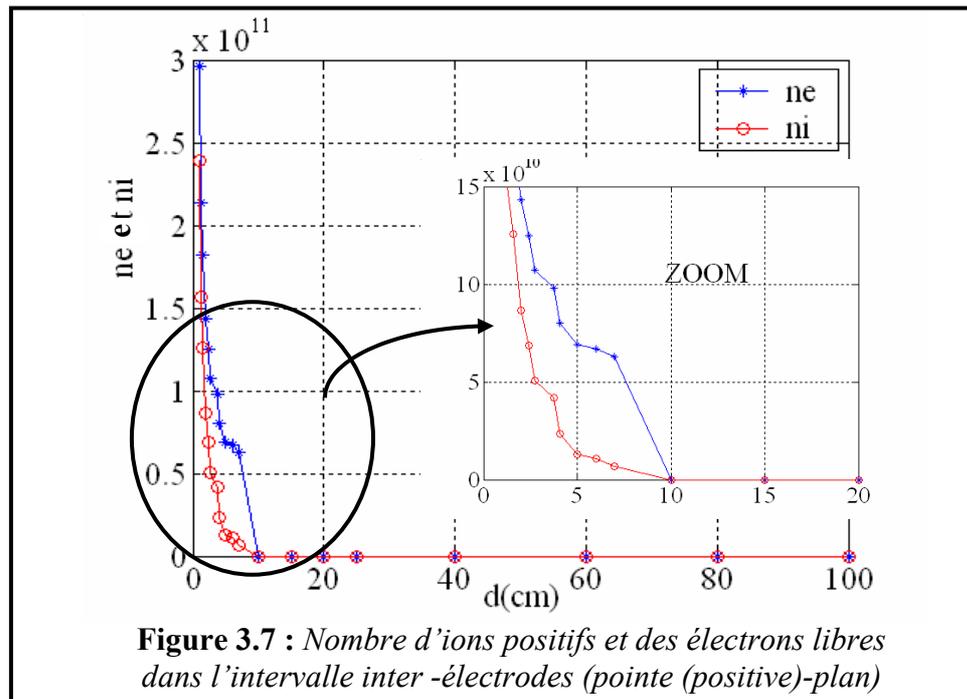
**Figure 3.6 :** Champs dus aux ions et aux électrons

La figure (3.7) représente le nombre des particules chargées (électrons( $n_e$ ) et ions positifs ( $n_i$ )), cette densité est très élevée au voisinage de la pointe puis elle diminue jusqu' à ce qu'elle s'annule sur l'intervalle où le processus d'ionisation n'a pas eu lieu ( $\bar{\alpha} \leq 0$ ), on remarque aussi que la densité des électrons est plus élevée que celle des ions, sur l'intervalle ionisé ( $\bar{\alpha} > 0$ ). C'est le résultat de l'ionisation par collision (la formation d'un ion positif éjecte au moins deux électrons libres).

Nous remarquons aussi que le critère de Raether est vérifié (pour  $V=290\text{kV}$ ,  $d=100\text{cm}$ ,  $R=0.1\text{cm}$ ) où le nombre des électrons formés dans l'avalanche dépasse ( $10^{10}$ ). Ce qui implique

que la condition définie par l'équation ( $\int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \geq 18$ ) est vérifiée aussi.

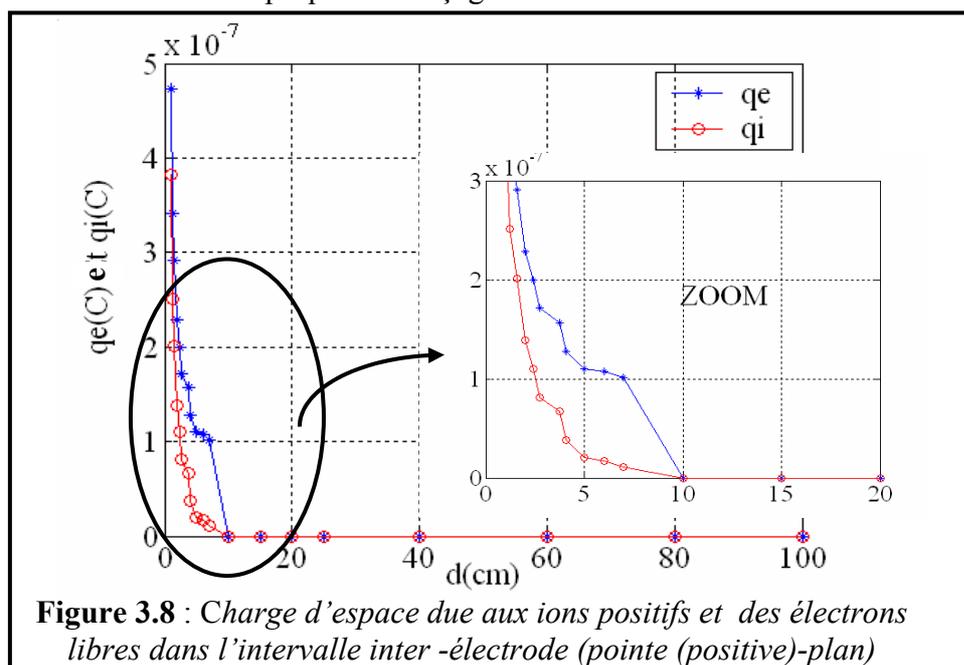
Alors on peut dire que le seuil de déclenchement du streamer dans l'intervalle est atteint.



La figure (3.8) montre que la charge d'espace due aux électrons et aux ions est considérable, ce qui conduit à la formation d'un courant élevé.

D'après des travaux publiés donnant la valeur de la charge d'espace durant l'amorçage, nous pouvons dire que la tension appliquée ( $V=290$  V) est probablement un seuil d'amorçage de l'intervalle (le critère des streamers est vérifié pour cette tension)

En général, dans un intervalle d'air non symétrique (pointe - plan) la formation d'un streamer n'implique pas le claquage de l'intervalle d'air. Mais nous le considérons comme un seuil minimal à l'amorçage contrairement aux intervalles symétriques (plan - plan) où, le déclenchement du streamer implique l'amorçage de l'intervalle.



En fin, on peut dire que le calcul de l'intégrale donnée par (3.4) nous a aidé à déterminer la tension du seuil de claquage de l'air, par la connaissance du champ appliqué ( $E_0$ ) et du champ de charge d'espace dû aux électrons et aux ions et qui a assuré le déclenchement du streamer.

Il est à noter que la valeur de l'intégrale (3.4) calculée varie pour chaque variation des paramètres ( $V$ ,  $d$ ,  $R$ ). Elle est des fois petites, des fois moyenne et des fois grande par rapport à la valeur choisie ( $k=18$ ). Chaque valeur de cette intégrale peut indiquer une étape de la décharge. Ceci peut être codé dans un système flou pour la prédiction du claquage d'un intervalle d'air pointe (positive)-plan donné.

### III.4.2 Prédiction des conditions de la décharge par la logique floue

La formulation d'un problème en logique floue nécessite l'identification d'un univers intérieur dans lequel peuvent s'appliquer les règles d'inférences floues et un univers extérieur lié aux entrées- sorties du système.

On définit ainsi :

- Les Entrées/Sorties (paramètres de l'intervalle d'air et tension)
- Les caractéristiques floues (valeurs de vérité : ``petit, grand..."
- L'univers de discours (intervalles de ces valeurs de vérité)
- Les fonctions d'appartenances
- Les règles d'inférences floues

Les grandes étapes pour passer du monde réel au monde "flou" sont l'étape de "fuzzification" (passage des entrées nettes aux entrées floues) et l'étape de "défuzzification" (passage des sorties floues aux sorties nettes).

Pour le système d'inférence floue, il est formé de trois blocs comme indiqués sur la figure (3.9). Le premier, l'étage de fuzzification transforme les valeurs numériques en degrés d'appartenance aux différents ensembles flous de la partition. Le second bloc est le moteur d'inférence, constitué de l'ensemble des règles. Enfin, un étage de défuzzification permet, si nécessaire, d'inférer une valeur nette, utilisable en une application préférée, à partir des résultats de l'agrégation des règles.

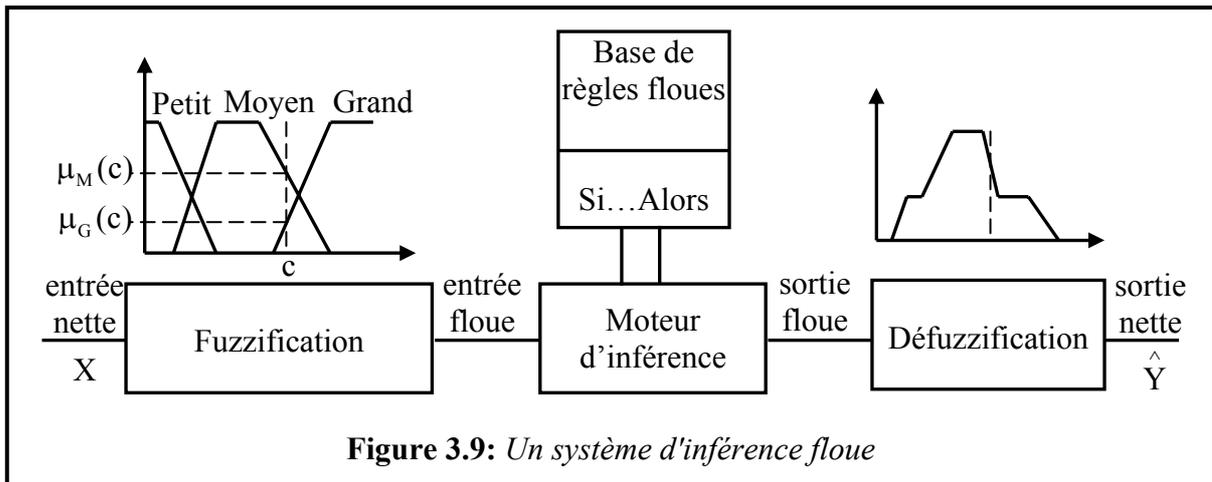


Figure 3.9: Un système d'inférence floue

$\hat{Y}_i$  : est la sortie inférée pour l'exemple  $i$ . Elle dépend bien entendu de la base de règles mais aussi des opérateurs d'agrégation et de défuzzification, et de la nature de la sortie : nette ou floue.

### III.4.3 Application de la logique floue à la prédiction des conditions de décharge

Maintenant, essayons d'appliquer le concept du système précédent pour notre étude et de suivre les étapes expliquées ci-dessous pour pouvoir prédire le seuil de claquage de l'intervalle d'air à étudier utilisant la logique floue.

#### III.4.3.1 Etape 1 (Définition des entrées / sorties)

Les variables d'entrées sont :

- 1- La tension continue positive appliquée (V)
- 2- La distance inter- électrodes (d)
- 3- Le rayon de courbure de la pointe(R)

Et la variable de la sortie est la valeur de l'intégrale (3.4) dite (I)

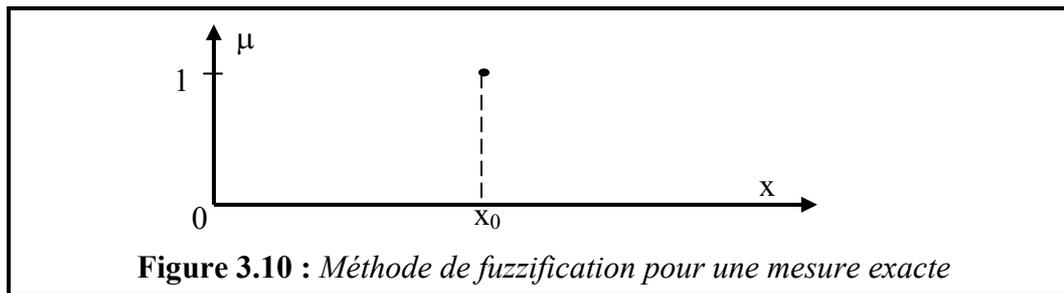
#### III.4.3.2 Etape 2(Fuzzification)

La fuzzification ou définition des fonctions d'appartenance des variables d'entrées et de sorties consiste à fixer à chaque variable les valeurs linguistiques ainsi que la forme des fonctions d'appartenance et le degré d'appartenance à différents états que l'on doit définir.

La fuzzification dépend de la confiance que l'on accorde aux mesures effectuées. Ainsi si la mesure  $x_0$  est exacte, le sous ensemble flou  $x_0$  doit être représenté par un fait précis. Par conséquent, on utilise la transformation dite de singleton. La fonction d'appartenance du sous-ensemble flou  $x_0$  est alors définie par:

$$\mu_{x_0} : U \rightarrow U, \mu_{x_0}(x) = 1 \text{ si } x = x_0; \mu_{x_0}(x) = 0 \text{ si } x \neq x_0 \quad (3.23)$$

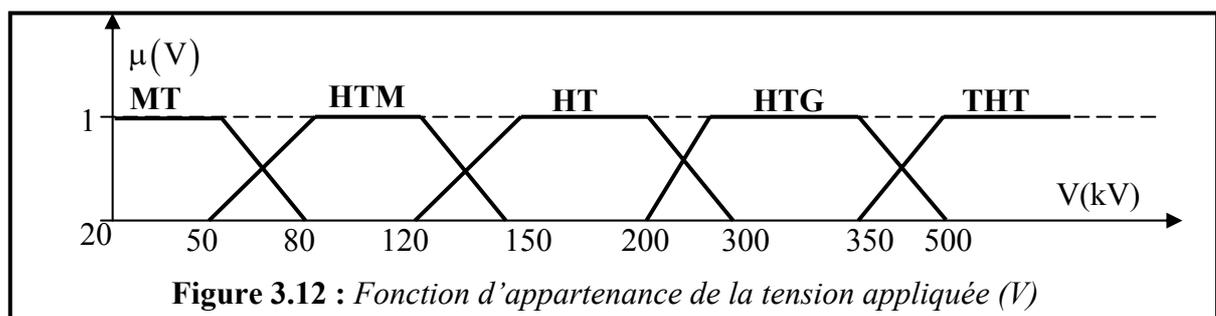
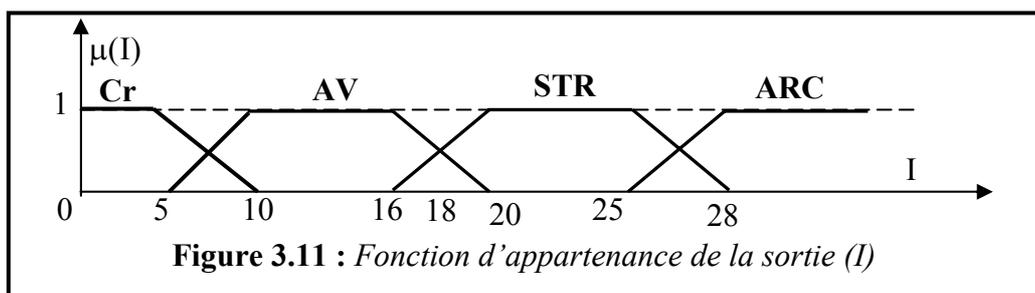
La figure (3.10) montre l'aspect de cette fonction d'appartenance.



Par contre, si la mesure de la variable est incertaine, le sous-ensemble flou  $x_0$  doit être représenté par un fait imprécis. On utilise alors une méthode de fuzzification qui associe à la variable mesurée  $x_0$  une fonction d'appartenance bien définie.

Il est à noter que pour notre travail, le manque des données expérimentales nous a obligé d'utiliser les résultats et les données de la simulation numérique présentée précédemment pour le calcul de l'intégrale (I). L'objectif de cette étude est de prédire le seuil d'amorçage de l'air pour différentes valeurs des variables d'entrées. Ceci implique des valeurs différentes de l'intégrale (I) aussi et par conséquent plusieurs étapes de la décharge auront lieu. Alors les fonctions d'appartenance définissant les entrées et les sorties choisies comme suit :

Pour notre cas nous avons choisi la fonction d'appartenance de forme **trapézoïdale**, pour représenter les variables linguistiques des entrées et de la sortie du système, comme il est montré sur les figures suivantes :



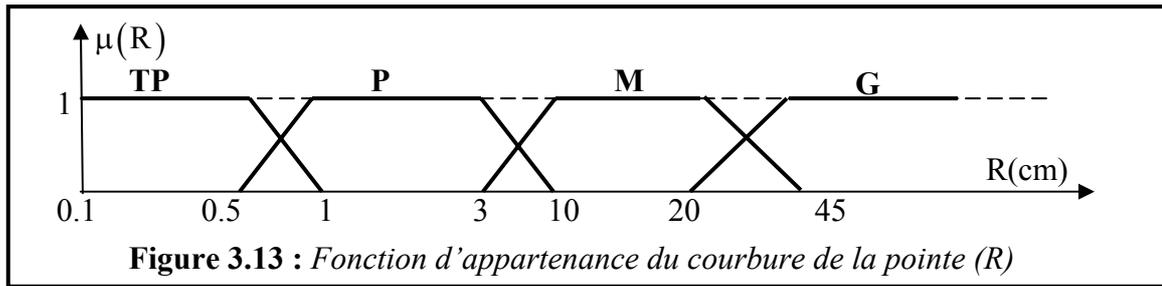


Figure 3.13 : Fonction d'appartenance du courbure de la pointe ( $R$ )

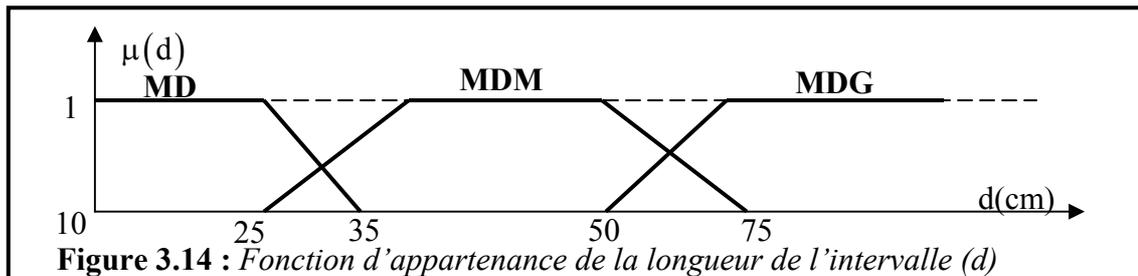


Figure 3.14 : Fonction d'appartenance de la longueur de l'intervalle ( $d$ )

Les variables linguistiques utilisées sont les suivantes :

#### a- pour la sortie

**CR**: couronne, **AV** : Avalanche, **STR** : Streamer, **ARC** : claquage

#### b- pour les entrées

##### b-1 La tension appliquée ( $V$ )

**MT** : moyenne tension, **HTM** : haute tension moyenne, **HT** : haute tension, **HTG** : haute tension grand, **THT** : très haute tension

##### b-2 La distance inter- électrodes ( $d$ )

Pour cette entrée, l'étude est faite pour les moyennes intervalle  $20 \text{ cm} \leq d \leq 1 \text{ m}$ . Nous restons donc dans les moyennes distances et nous gardons la notation **MD**

**MDP** : moyennes distances "petites", **MDM** : moyennes distances "moyennes", **MDG** : moyennes distances "grandes".

##### b-3 Le rayon du courbure de la pointe ( $R$ )

**TP** : très petit, **P** : Petit, **M** : moyen

### III.4.3.3 Etape 3(règles d'inférence)

Il s'agit tout simplement, comme nous le ferions naturellement, de donner les règles qui lient les données aux actions

Pour simplifier cette étape, et de mieux représenter les règles linguistiques reliant les entrées aux sorties nous avons utilisé une représentation, appelée **matrice d'inférence**. Le tableau (3.1) donne cette matrice pour notre étude.

Nous avons abouti a cette matrice par la simulation numérique expliqué par l'organigramme montré dans (l'annexe A)

	V	MT			HTM			HT			HTG			THT		
I	d	MD	MDG	MDM	MD	MDG	MDM	MD	MDM	MDG	MD	MDM	MDG	MD	MDM	MDG
r	TP							AVA	AVA	CR	ARC	STR	STR	ARC	ARC	ARC
	P							CR	CR		STR	AVA	AVA	ARC	STR	STR
	M													CR	CR	AVA

**Tableau 3.1 : Matrice d'inférence**

Les intervalles de I encadrés donnent les situations de seuil d'amorçage pour (STR) et d'amorçage sur pour (ARC). L'établissement des règles s'est appuyé sur les résultats données par la simulation de tension de seuil de l'apparition du streamer.

Les variables d'entrée sont liées par l'opérateur **ET**, tandis que la variable de sortie des différentes règles sont combinées par l'opérateur **OU**, afin d'obtenir la variable de sortie de l'inférence. Comme il est expliqué dans le chapitre précédent, Le chevauchement des fonctions d'appartenance conduit à l'activation de deux ou plusieurs règles en même temps (une règle  $i$  est activée si le poids  $w_i$  est différent du zéro), nous avons choisi la méthode de raisonnement de Min- Max pour la sortie de chaque règle.

### III.4.3.4 Etape 4(Défuzzification)

Pour la transformation des informations floues en vue de la prédiction du claquage en une information (valeur de l'intégrale), on a choisi pour cette défuzzification, la méthode dite du **centre de gravité**.

### III.4.4 Tests et Résultats

Pendant cette étape du travail nous nous sommes basés sur l'utilisation FUZZY LOGIC TOLBOOX sous MATLAB. Les résultats présentés ci-dessous concernant la configuration pointe (positive)-plan:

La tension continue appliqué est :  $V=290$  kV

Le rayon de la pointe est ( $R=0.1$  cm)

Et la distance inter- électrodes  $d$  est 100 cm

Après la définition des entrées et sorties et l'introduction de leurs fonctions d'appartenance données précédemment, et après l'implémentation des règles d'inférences et le choix des méthodes d'inférence floue et de la défuzzification, nous obtenons les résultats montrés sur la figure (3.15)

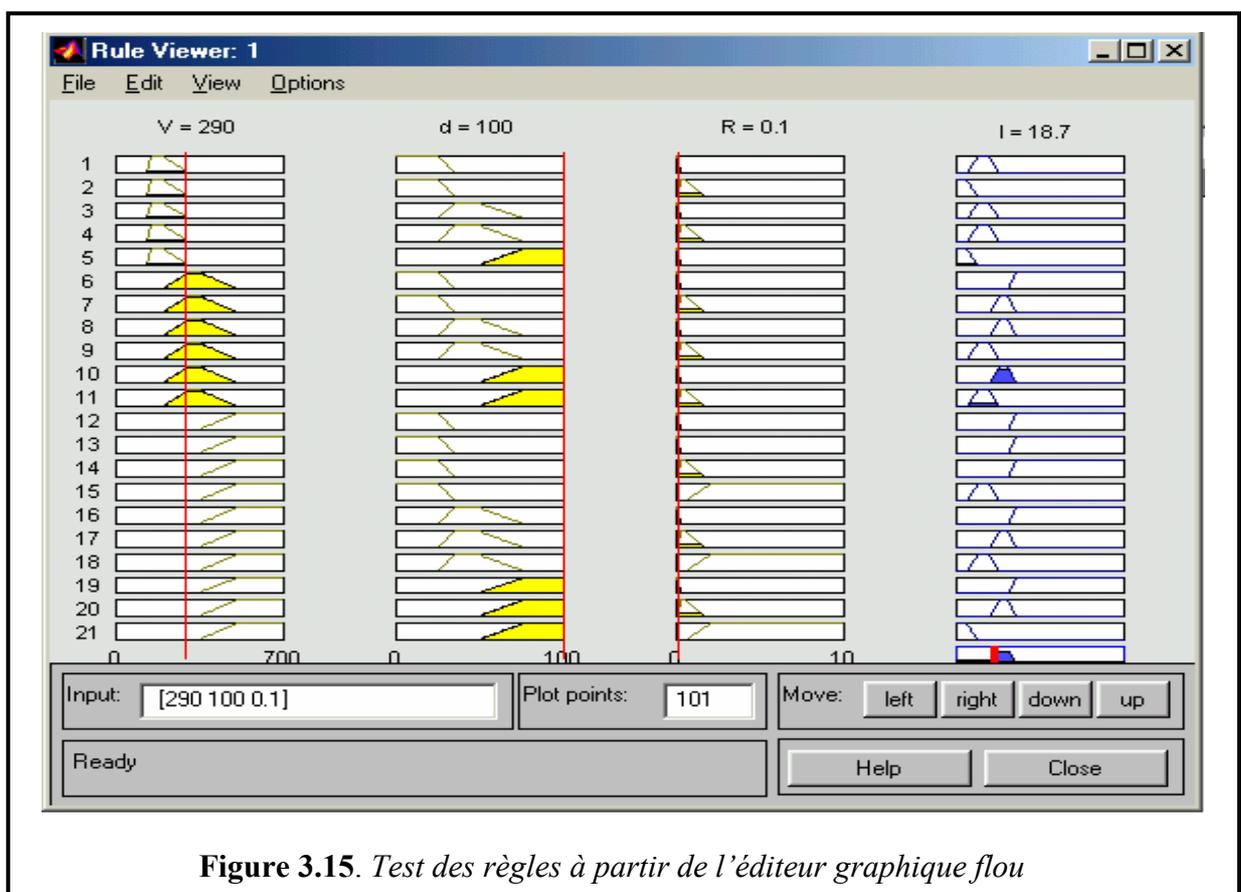


Figure 3.15. Test des règles à partir de l'éditeur graphique flou

En fin de la déffuzification, le calcul du centre de gravité donne une valeur de 18.7 pour l'intégrale I, cette valeur appartient au sous-ensemble " Streamer " avec un degré d'appartenance de "1" et de "0" pour les sous ensembles "couronne ", " Arc " et " Avalanche " .

La valeur de l'intégrale obtenue par l'exécution du programme de calcul pour les mêmes données (V=290 kV, R=0.1 cm, d=100cm) est de I= 19.05.

Il est à noter que nous avons effectué pendant cette partie d'autres tests concernant des valeurs différentes de (V, R, d), utilisant les deux programmes (calcul et logique floue), les résultats obtenus sont montrés dans le tableau (3.2)ci-dessous.

Nous avons fixé les paramètres "R", "d", et nous avons fait varier la tension appliquée jusqu'à l'obtention de la valeur de l'intégrale comprise entre "18" et "20". Cette tension obtenue est considérée comme tension du seuil d'amorçage de l'intervalle d'air.

Les fonctions d'appartenances des entrées et sorties du système d'inférence floue utilisés dans cette partie d'études sont les fonctions d'appartenances montrées dans les figures (3.11), (3.12), (3.13), (3.14), et la matrice d'inférence utilisée est celle donnée dans le tableau (3.1).

Paramètres		Tension de seuil d'amorçage			Valeur de l'intégrale ( I )	
R(cm)	d(cm)	V <sub>pratique</sub> (kV)	V <sub>programme</sub> (kV)	V <sub>logique floue</sub> (kV)	I <sub>programme</sub>	I <sub>logique floue</sub>
0.12	40	210	240	270	19.1	18.5
0.12	30	160	230	202	19.94	18.6
0.12	20	140	205	203	18.44	18.3
2	20	180	300	280	19.67	18.4
2	40	280	330	450	18.3	18.2
2	60	380	350	450	18.67	18
2	80	430	365	450	19.82	18.2

**Tableau 3.2 :** Comparaisons des données par la pratique, le programme et la logique floue

Le tableau (3.2) contient quelques données expérimentales collectées de la littérature[Moh-95], [Lar-95]. Les résultats de simulation obtenus par le programme de calcul et ceux obtenus par la logique floue. Dans le calcul de l'intégrale obtenue par l'exécution du programme de calcul ou bien par logique floue, nous avons considéré dans cette partie du travail seulement les valeurs de "k"(éq.(3.20)) comprises entre 18 et 20, puisque se sont les valeurs qui indiquent le

déclenchement des streamers, et les tensions correspondantes peuvent être celles du seuil d'amorçage de l'intervalle d'air.

Nous remarquons aussi, que certaines tensions de seuil d'amorçage de l'air obtenus par la logique floue sont les mêmes pour différentes distances "d", puisque les distances choisies appartiennent à la même fonction d'appartenance.

Pour améliorer les résultats obtenus par la logique floue, notre travail est effectué comme suit :

Nous avons fixé des valeurs correspondant aux variables (d, R), pour la tension nous introduisons pour chaque test, la tension d'amorçage expérimentale, et nous avons changé les fonctions d'appartenances de chaque variable floue comme il est montré sur les figures (3.16), (3.17), (3.18), (3.19), et nous vérifions à chaque fois la sortie. Jusqu'à ce que l'intégrale soit supérieure à 18. Ce changement de fonction d'appartenance est fait d'une façon à ne pas avoir de chevauchement des sous ensembles flous.

La sortie subit aussi un changement dans ses fonctions d'appartenance, cet ajustement de fonction d'appartenance est fait avec précaution aussi où il est nécessaire d'éviter le chevauchement des sous ensembles flous de chaque variable.

Cet ajustement n'est pas fait pour les états : couronne, avalanche car il n'y a pas de valeurs numériques qui caractérisent ces étapes de la décharge, c'est une estimation qui nous avons proposé concernant une pointe positive.

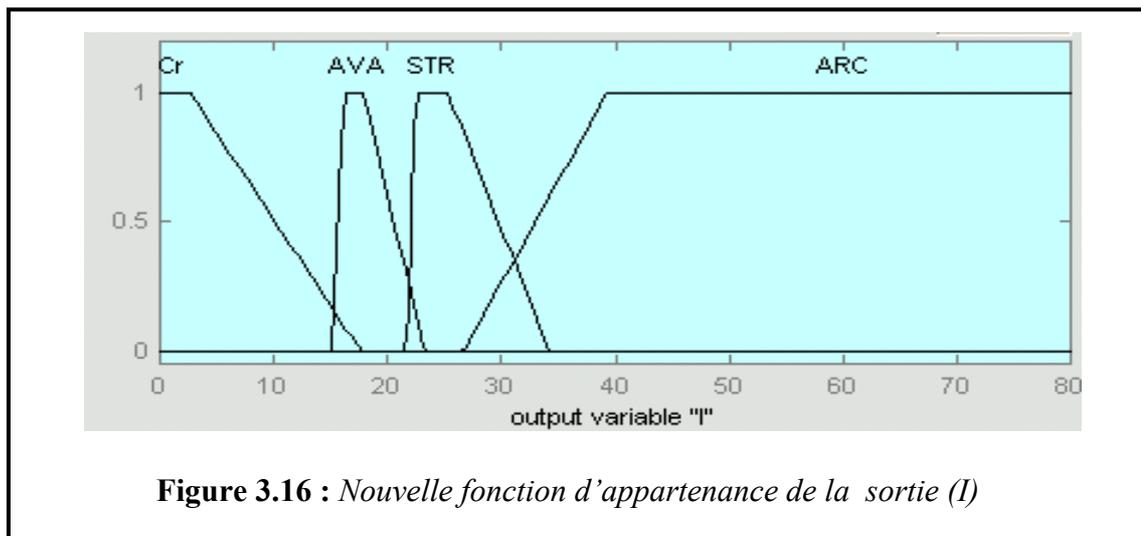
Nous donnons deux inférences de données sur les figures (3.20), (3.21) avec le nouvel ajustement de fonctions d'appartenances, et le nouveau tableau des résultats est donné ci-dessous :

Paramètres		Tension de seuil d'amorçage			Valeur de l'intégrale ( I )	
R(cm)	d(cm)	V <sub>pratique</sub> (kV)	V <sub>programme</sub> (kV)	V <sub>logique floue</sub> (kV)	I <sub>programme</sub>	I <sub>logique floue</sub>
0.12	40	210	240	200	19.1	18.8
0.12	30	160	230	160	19.94	18.5
0.12	20	140	205	140	18.44	18.4
2	20	180	300	180	19.67	18.6
2	40	280	330	280	18.3	18.4
2	60	380	350	380	18.67	19
2	80	430	365	430	19.82	18.4

**Tableau 3.3 :** Comparaisons des différentes tensions du seuil d'amorçage de l'air après le changement des fonctions d'appartenances

Les sous ensembles flous que nous avons attribués à la variable de sortie "I" sont:

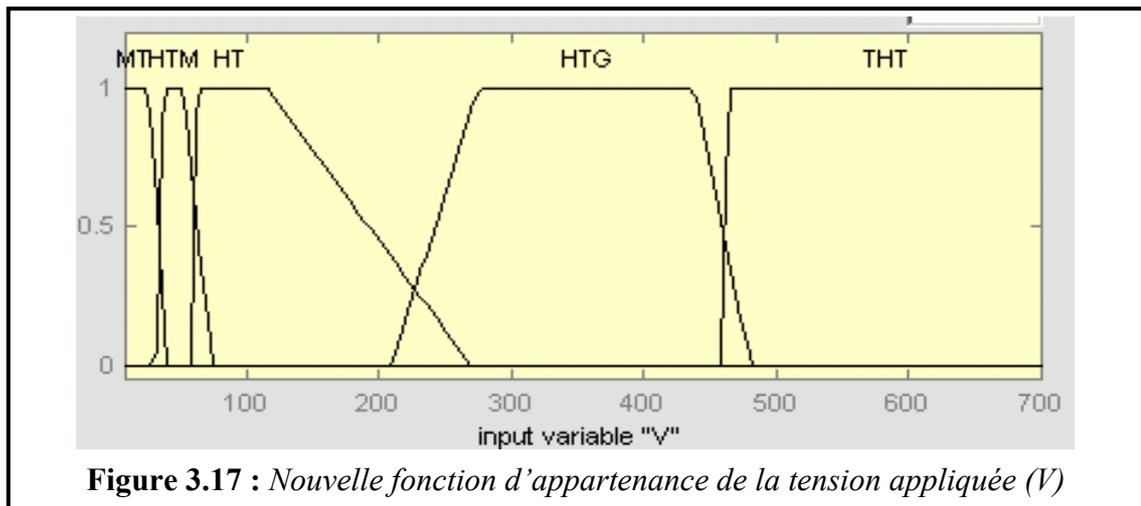
**CR:** couronne, **AV :** Avalanche, **STR :** Streamer, **ARC :** claquage



**Figure 3.16 :** Nouvelle fonction d'appartenance de la sortie (I)

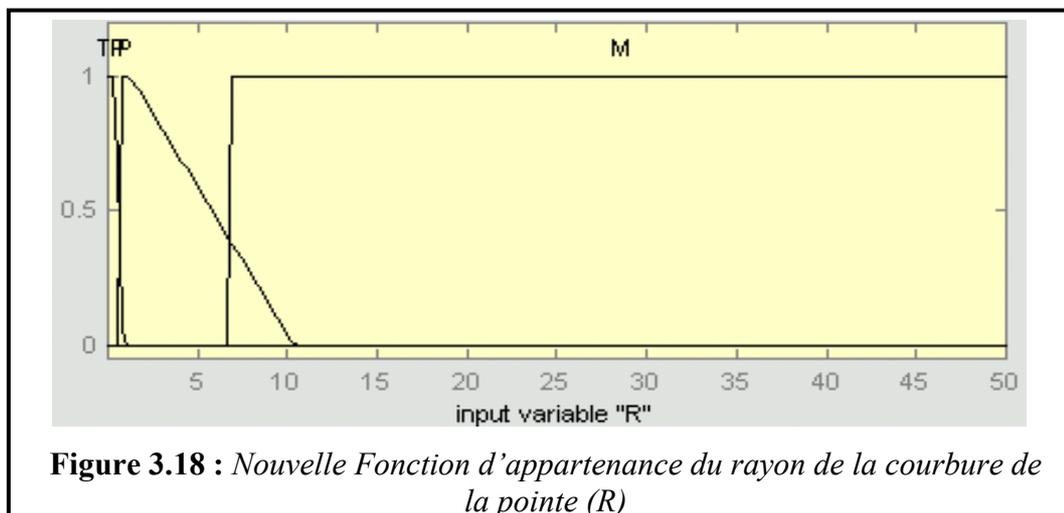
Les sous ensembles flous que nous avons attribués à la variable d'entrée "V" sont:

**MT :** moyenne tension, **HTM :** haute tension moyenne, **HT :** haute tension, **HTG :** haute tension grand, **THT :** très haute tension



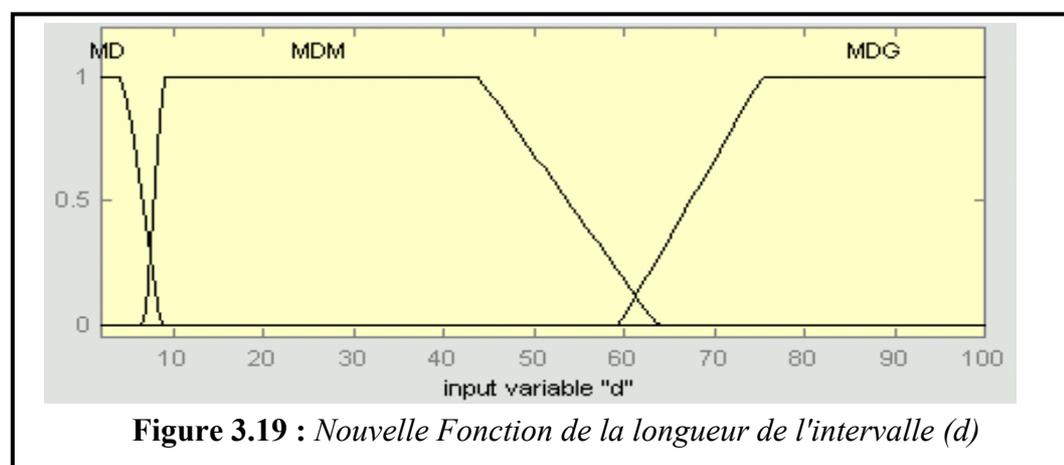
Les sous ensembles flous que nous avons attribués à la variable "R" sont:

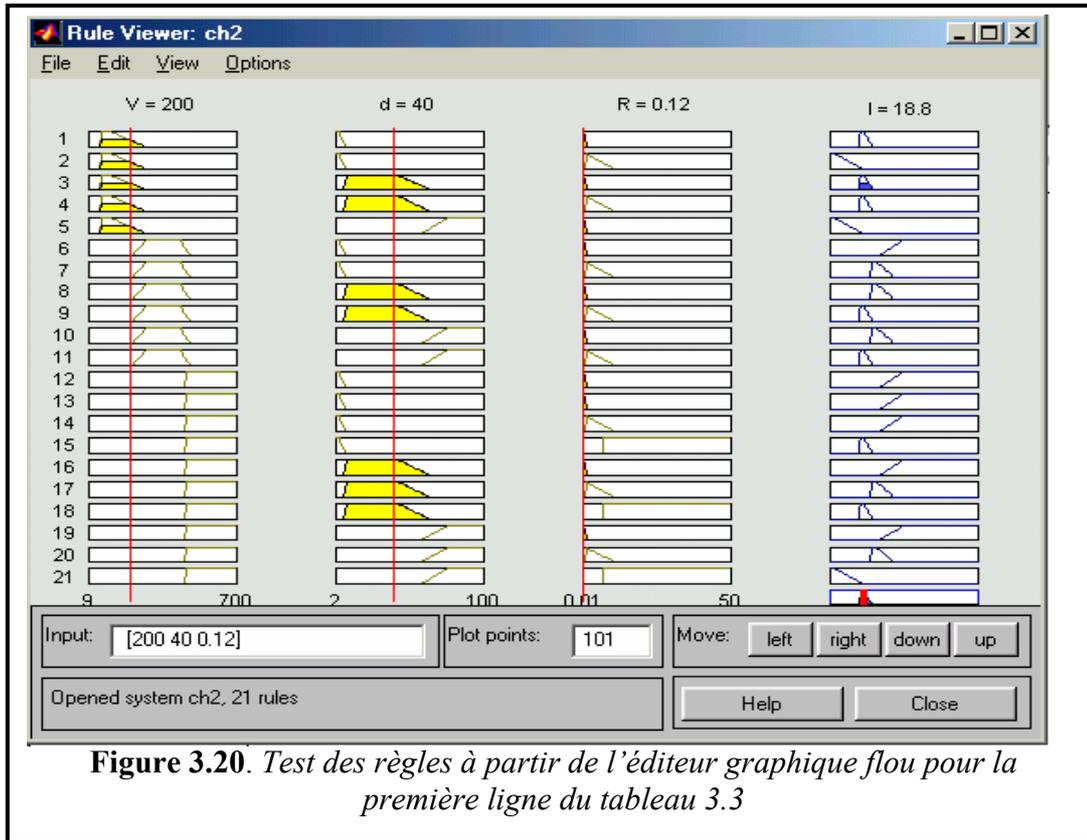
**TP** : très petit, **P** : Petit, **M** : moyen



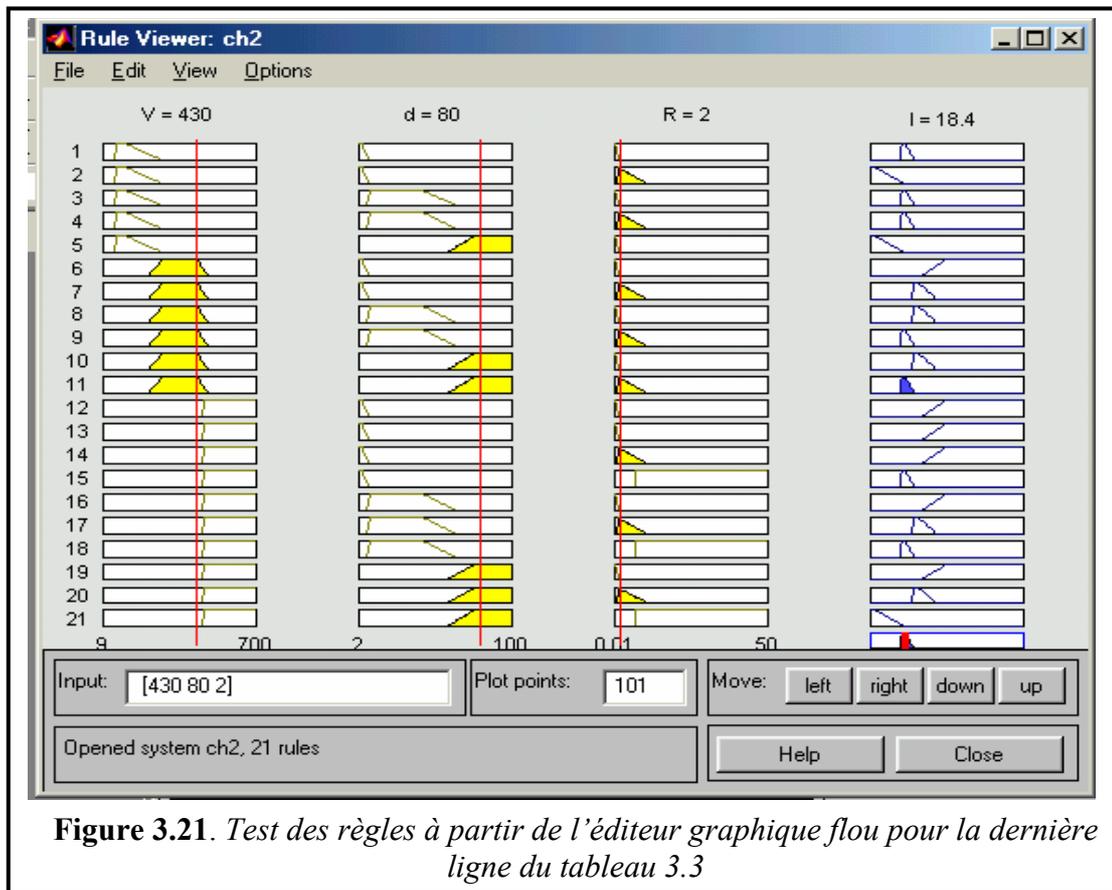
Les sous ensembles flous que nous avons attribués à la variable "d" sont:

**MDP** : moyennes distances "petites", **MDM** : moyennes distances "moyennes", **MDG** : moyennes distances "grandes".





**Figure 3.20.** Test des règles à partir de l'éditeur graphique flou pour la première ligne du tableau 3.3



**Figure 3.21.** Test des règles à partir de l'éditeur graphique flou pour la dernière ligne du tableau 3.3

### III.4.5 Interprétation des résultats

Il est clair d'après les résultats obtenus bien que la logique floue à une grande puissance dans la résolution des problèmes de prédiction, et que même si nous ne maîtrisons pas tout le phénomène à prédire où que nous avons un manque de données, nous pouvons en tirer l'expertise après l'adaptation des fonctions d'appartenances de chaque variable.

- La forme trapézoïdale de la fonction d'appartenance que nous avons choisi a donné de bonnes représentations des variables linguistiques

- Il faut bien déterminer l'univers de discours de chaque sous ensemble qui représente les variables d'entrées (V, R, d) et celle de sortie (I). Pour notre travail, nous avons réalisé cela en se basant sur les tests effectués utilisant le programme de calcul dans (Annexe (A)). Puisque nous n'avons pas assez de données expérimentales, cette étape était la plus délicate dans cette session de travail.

Nous nous sommes basés sur les résultats de simulation de la tension d'apparition de streamer et sur quelques données expérimentales publiées.

### III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les étapes de la détermination des conditions d'ionisation qui caractérisent le seuil d'amorçage d'un intervalle d'air Pointe (positive)-plan. Cette étude basée sur la théorie des streamers nous a aidé dans une deuxième approche de développer un système de prédiction de seuil de claquage de ce même intervalle d'air utilisant la logique floue. Ce système prédit aussi d'autres étapes dans la décharge (couronne, avalanche).

La logique floue par sa souplesse dans son implantation, nous a aidé à améliorer, notre étude pour la prédiction du claquage d'un intervalle d'air, malgré le manque d'informations sur l'influence de chaque paramètre sur le claquage de l'air. Nous avons pu généraliser l'étude effectué pour  $V=290$  kV,  $R=0.1$ cm,  $d=100$ cm sur différentes distances, rayons et tensions.

Dans l'étude basée sur les système d'inférence flous (SIF), nous remarquons bien les avantages apportés à la prédiction du seuil de claquage d'un intervalle d'air (champ non - uniforme) par la logique floue. L'utilisation de cette technique a montré une capacité de manipuler et traiter des variables vagues, imprécises et d'utiliser un raisonnement approximatif proche de la démarche humaine dans l'expérimentation pour induire un état précis et pertinent.

### III.6 Références

- [Adj-03]. N.Adjim, M.Kamli et B.Senouci, " Identification des électrons germes dans l'air en champs électriques non homogènes", 5<sup>ème</sup> Conférence sur la Haute Tension-USTMB. Oran-1 à 3
- [Agu]. M. Aguet, M. Ianoz, " Haute tension – Traité d'électricité d'électronique et d'électrotechnique- ", Publier sous la direction de J. Neiryneck, Dunod.
- [Ame-88]. R.Y. Amer, " Effect of avalanche space charge fields on the calculating breakdown voltage ", Electrical Engineering Department, Faculty of Engineering, Cairo Un. Cairo, Egypt. 1988, pp 423-425.
- [Ben-03]. D. Benyoucef et B. Belmadani, " Etude d'une décharge luminescente continue dans l'argon par la méthode de Monte Carlo ", CNHT'2003, 5<sup>ème</sup> Conférence sur la Haute Tension- USTMB. Oran 2003, Algérie.
- [Bou-04]. A.Boubakeur, " FOUORE - zone d'attraction d'un paratonnerre - ", support pour conférence, Alger, 2004.
- [Geo-84]. G. Le roy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lalot, C. Dubanton, " Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions ", Editions Eyrolles, 1984.
- [Gov-95]. G. R. Govinda Raju and Jianfen liu, "Simulation of electrical discharge in gases uniform electric fields ", IEEE Trans on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 2 N° 5, Oct 1995, pp 1004-1015.
- [Ham-03].A. Hamid, A. Bouchikhi, A. Hennad et M. Yousfi, "Détermination des caractéristiques électrique d'une décharge luminescente en 1D", 5<sup>ème</sup> Conférence sur la Haute Tension- USTMB.CNHT'2003, Oran 2003, Algérie.
- [Jia-95]. G. R. Govinda Raju and Jianfen liu, "Simulation of electrical discharge in gases nouniform electric fields ", IEEE Transactions on Dialectical and Electrical Insulation, vol. 2 N° 5, Oct 1995, pp 1016- 1041.
- [Kuf-84]. E. Kuffel, " High voltage engineering ", Pergamon press, 1984.
- [Lar-95]. A.Larsson, F.Gutfleisch, V.Scuka, "Calculation of the positive lightning impulse withstand of the voltage for long air gaps ", Ninth international symposium on high

- voltage engineering, 9ISH, August 28-september, 1995, pp 2169-1, Graz convention Center Austria, Europe.
- [Moh-95]. H. Mohseni, A. Akbari Azirani, " The field of rod-plane electrodes and partial discharge inception voltage in air ", Ninth international symposium on high voltage engineering, 9<sup>th</sup>ISH session 2148, Graz Convention center Austria, Europe1995, pp. 1-4.
- [Mok-92]. L.Mokhnache, "Contribution à l'étude de l'influence des barrières dans les intervalles d'air pointe-plan par le calcul numérique du champ à l'aide de la méthode des éléments finis avec et sans charge d'espace", thèse de Magister, Université de Batna 1997
- [Mok-02] L. Mokhnache, A. Boubakeur, S. Boukhtache " Numerical Model Describing the effect(s) of a Barrie rand the Space Charge Fields on the Electrical Strength of a Point-Plane Air Gap using the finite elements", IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena,2000,pp 466-469.
- [Pet-95]. K.Petcharaks and W.S.Zaengl, " Numerical calculation of breakdown in voltage of standard air gap (IEC 52) based on streamer breakdown criteria ", session 2173, 9<sup>th</sup> ISH, Graz 1995, pp. 1-4.
- [Pyr -92]. E. Pyrgioti, C.Menemenlis, "Factors affecting the discharge parameters of small positive rode- plan gaps in atmospheric air", ETEP Vol.2, No. 3 May/June 1992.
- [Roy-84]. G. Le Roy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lalot, Ch. Dubanton , " Les propriétés diélectriques de l'air et les très haute tension ", Edition Eyrolles, Paris 1984.
- [Set-99]. A. Settaouti and A. Mimoni, " Simulation of avalanche growth in gases in uniform electric fields", troisième conférence nationale sur la haute tension, Geulma, 1999, Algérie.
- [Set-03]. L. Settaouti, A. Settaouti and M. Sebbani, "Analysis of low pressure RF glow discharges using Monte Carlo Method", 5<sup>ème</sup> Conférence sur la Haute Tension-USTMB, CNHT'2003, Oran 2003, Algeria.
- [You-87]. M. Yousfi, N. Azzi, P. Ségur, I. Gallimberti, S. Stangherlin, " Electron-Molecule collision cross sections and electron swarm parameters in some atmospheric gases (N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, and H<sub>2</sub>O ", Toulouse-Padova, 1987.
- [S1-04]. "www.ens-lyon.fr\DSM\magistere\projets\_biblio\2003\lblaise-\memoire.html", Site Web.

# Conclusion générale

**C.1 TRAVAIL ACCOMPLI**

**C.2 DIFFICULTES RENCONTREES ET REMARQUES**

**C.3 PERSPECTIVES ET SUGGESTIONS**

## C1. Travail accompli

On emploie fréquemment un gaz comme diélectrique, dans le domaine de la haute tension, les lignes aériennes et les disjoncteurs en sont les exemples les plus représentatifs. La technique de l'isolation gazeuse fait l'objet des développements importants, liés à l'élévation des tensions et courants utilisés dans les grands réseaux de distribution.

Si la conduction dans le gaz n'est généralement pas souhaitée en haute tension, elle est par contre exploitée dans d'autres secteurs, tels que l'éclairage par tubes fluorescents, la détection d'incendies ou de particules radioactives par sondes à ionisation, certains lasers, divers composants électroniques, etc...[Rob-87].

Pour suivre les étapes que prend une ionisation de l'air sous l'effet d'un champ électrique, plusieurs paramètres de formation et de développement des décharges qui se produisent doivent être connus. Nous nous sommes fixés, dans une première étape de ce travail à expliquer ces différents paramètres et leurs influences sur le développement des avalanches électroniques et les streamers. Le développement des avalanches est l'une des causes essentielles de la décharge et même du claquage d'un intervalle d'air dans un champ appliqué uniforme ou non.

L'élaboration des lois générales de prédétermination de seuil d'amorçage entraîne le besoin d'une meilleure compréhension des phénomènes en jeu et la détermination d'un seuil de claquage d'un intervalle d'air passe nécessairement par la connaissance de sa physique et donc des conditions et des paramètres en jeu. Dans une première étape de ce travail, nous avons introduit un modèle physique qui tient compte des champs de charge d'espace (ions et électrons), caractérisant une géométrie pointe (positive)-plan.

Ce modèle nous a permis de déterminer la tension de seuil de claquage pour une tension continue positive donnée, une distance inter-électrodes (de 20 cm jusqu'à 100cm), et un rayon de courbure de la pointe, en utilisant la technique de prédiction basée sur la logique floue utilisée dans ce mémoire pour la détermination des conditions d'ionisation qui caractérisent le seuil de claquage de l'air en utilisant la logique floue.

La conception d'un système flou commence par le choix de variables linguistiques qui déterminent son état, puis des règles linguistiques qui établissent les relations d'inférence entre ces variables. En général, les règles sont proposées par un expert. On partitionne ensuite le domaine de chaque variable linguistique en un ensemble de fonctions d'appartenance, qui expriment les valeurs de façon approximative : petit, moyen, grand, énorme par exemple.

## C2. Difficultés rencontrées et remarques

Le manque de données expérimentales qui donnent la tension de claquage en fonction des différents paramètres influant sur le claquage d'un intervalle d'air, nous a obligé de limiter notre étude sur trois paramètres (tension appliquée, distance inter-électrodes, rayon de courbure de la pointe). Il est à noter aussi que la limitation des modèles de décharge, nous a obligé à prendre en étude seulement une phase qui nous donne le seuil de l'amorçage de l'intervalle d'air.

Même chose pour l'étude par la logique floue, l'absence des données expérimentales, nous a conduit à l'utilisation d'un programme de calcul des tensions de seuils d'amorçage pour construire le tableau d'inférence exploité dans le dernier chapitre.

## C3. Perspectives et suggestions

Nos suggestions peuvent être formulées comme suit :

1/Développer un modèle numérique pour le calcul de champ électrique appliqué et les champs de charge d'espace, et même le coefficient d'ionisation efficace de Townsend. Quelque soit le champ électrique appliqué uniforme ou non uniforme

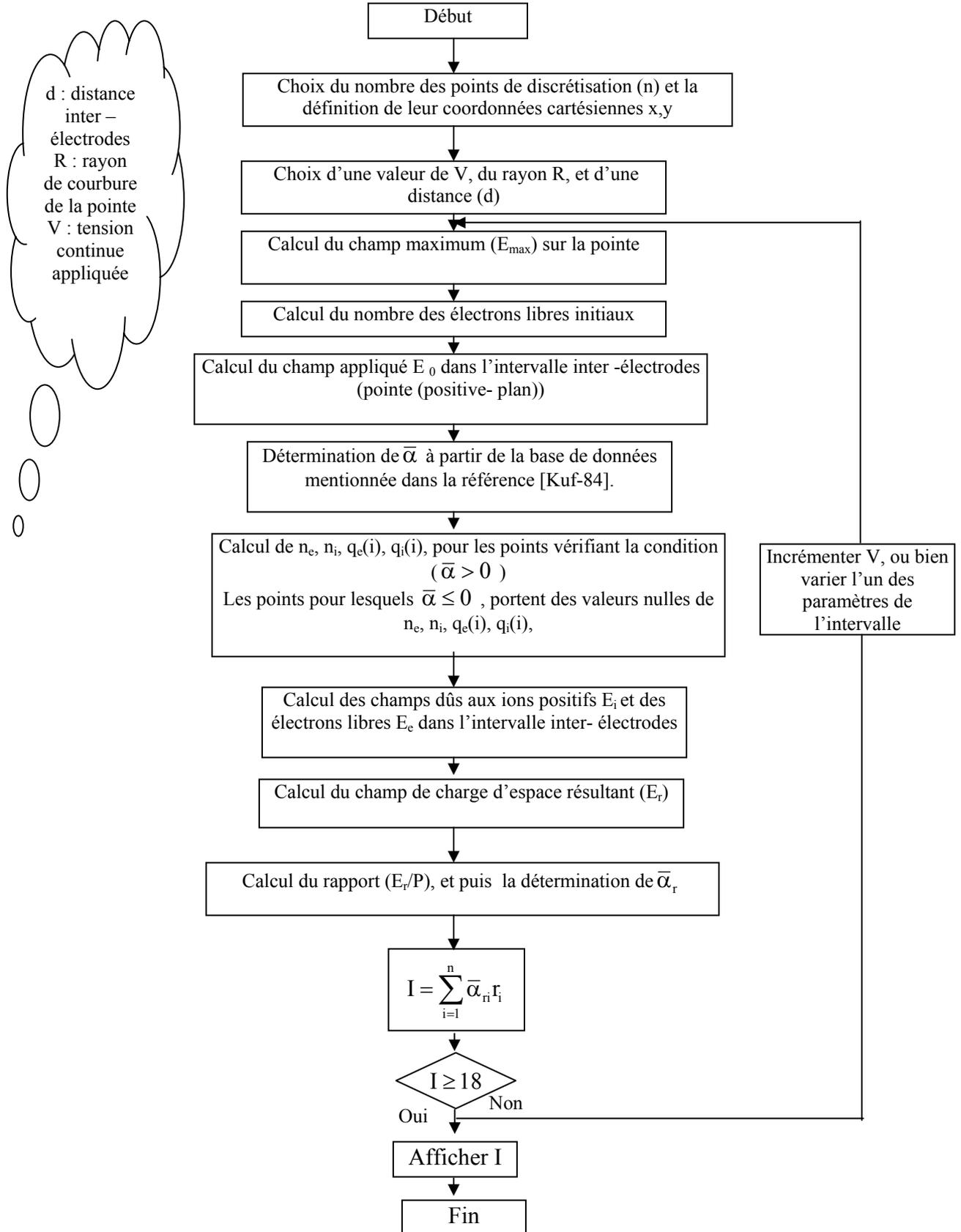
2/ Collections de base de données expérimentales de la tension du seuil de claquage pour des différentes configurations d'un intervalle d'air donnés par des tests pratiques effectués dans les laboratoires spécialisés à ce type d'étude (Ex : laboratoire de la haute tension).

Enfin, nous espérons que ce travail sera d'une aide appréciable à ceux qui veulent poursuivre cette étude, en évoquant les parties absentes dans ce mémoire

- L'effet des autres paramètres comme l'humidité, la densité du gaz, la nature des matériaux constituant les électrodes sur le claquage d'air, quelque soit le champ électrique appliqué uniforme ou non
- Le traitement du même sujet de ce mémoire avec autres méthodes d'intelligence artificielle, comme les réseaux de neurones artificielles, les algorithmes génétiques etc..., et comparer les performances de chaque méthode.

# Annexe (A)

ORGANIGRAMME DE CALCUL DE LA TENSION DU SEUIL DE CLAQUAGE DANS  
L'AIR D'UN INTERVALLE (POINTE (POSITIVE)-PLAN, POUR UNE PRESSION  
ATMOSPHERIQUE P=760 TORRS



**Figure A.1 :** Organigramme de calcul de la tension du seuil de claquage dans l'air d'un intervalle (pointe (positive)-plan, pour une pression atmosphérique  $P=760$  torrs

# Annexe (B)

## B.1 : LES FONCTIONS D'APPARTENANCES LES PLUS CONNUES

B.1.1 : Fonction d'appartenance monotone croissante :

B.1.2 Fonction d'appartenance monotone décroissante

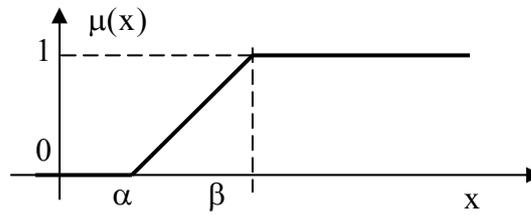
B.1.3 Fonction d'appartenance triangulaire :

B.1.4 La fonction trapézoïdale

B.1.5 La fonction gaussienne

## B.1 : Les fonctions d'appartenances les plus connues

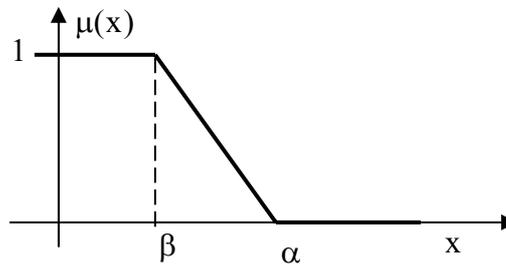
### B.1.1 : Fonction d'appartenance monotone croissante :



Elle est défini par :

$$\mu(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x < \alpha, \\ (x - \alpha) / (\beta - \alpha) & \text{si } \alpha < x < \beta, \\ 1 & \text{si } \beta > x. \end{cases}$$

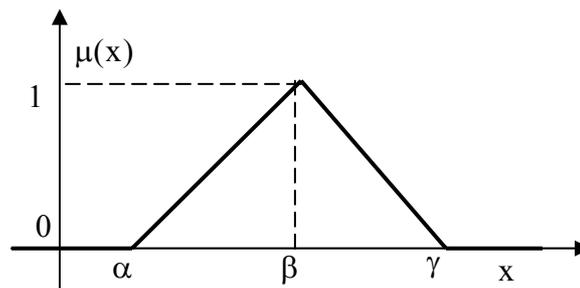
### B.1.2 Fonction d'appartenance monotone décroissante



Elle est défini par :

$$\mu(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x < \beta, \\ (\alpha - x) / (\alpha - \beta) & \text{si } \beta < x < \alpha, \\ 1 & \text{si } \alpha < x. \end{cases}$$

### B.1.3 Fonction d'appartenance triangulaire :

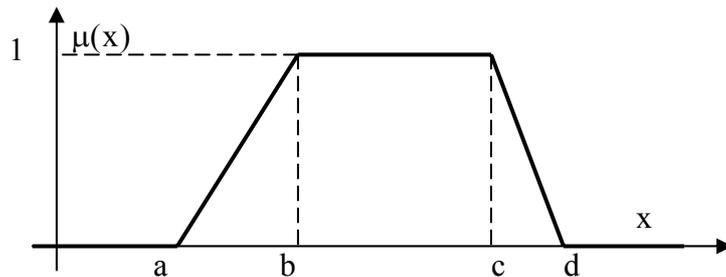


Elle est défini par :

$$\mu(x) \begin{cases} 0 & \text{si } x < \alpha, \\ (x - \alpha)/(\beta - \alpha) & \text{si } \alpha < E < \beta, \\ (\beta - x)/(\gamma - \beta) & \text{si } \beta < E < \gamma, \\ 0 & \text{si } \gamma < x. \end{cases}$$

**B.1.4 La fonction trapézoïdale:** Elle est caractérisée par quatre paramètres (a,b,c,d):

$$\mu(x) = \begin{cases} 0 & x \leq a \\ \frac{x-a}{b-a} & a \leq x \leq b \\ 1 & b \leq x \leq c \\ \frac{d-x}{d-c} & c \leq x \leq d \\ 0 & d \leq x \end{cases}$$



**B.1.5 La fonction gaussienne:** Symétrique et elle dépend de deux paramètres c et  $\delta$ , le centre et l'épaisseur de la fonction gaussienne respectivement:

$$\mu(x) = e^{-\frac{(x-c)^2}{2\delta^2}}$$

