

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE –  
SCIENTIFIQUE

جامعة حسيبة بن بوعلي – الشلف –

Université Hassiba Benbouali de Chlef (U.H.B.C)

Faculté de Technologie

Département d'Electrotechnique



Projet de Fin d'Etude en vue de l'obtention du diplôme

MASTER

Domaine : Sciences & Technologies

Filière : Electrotechnique

Thème

**Effet de l'argon sur la dissociation de l'oxygène  
et la production d'ozone**

Présenté par :

BOUKRARI Rafik

BENAZZOUZ Sadek

Soutenu le 24/09/ 2025 devant le jury composé de :

Président

BOUCHAIBE

Encadreur

BENYOUCEF

Examineur

MASTFAOUI

Examineur

HAMICI

Promotion : 2024/2025

## *Remerciements*

*Avant tout, nous remercions Dieu le Tout-puissant de nous avoir donné la force, le courage, la patience et la volonté nécessaires pour mener à bien ce travail.*

*A l'issue de ce mémoire, il nous est particulièrement agréable d'exprimer notre reconnaissance et nos sincères remerciements à toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à sa réalisation.*

*On remercie les membres du jury qui ont accepté d'évaluer ce modeste travail.*

*On remercie aussi du fond du cœur nos parents pour leurs soutiens inconditionnels.*

## *DEDICASE*

*Avec un énorme plaisir, je dédie ce modeste travail:*

*A mes parents*

*Grâce à vous j'ai appris le sens du travail et de la responsabilité. Je voudrais vous remercier pour l'amour, la générosité, la compréhension et le soutien qui fut une lumière dans tout mon parcours. Aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour, l'estime et le respect que j'ai toujours eu pour vous. Ce modeste travail est le fruit de tous les sacrifices que vous avez déployés pour mon éducation et ma formation. Je vous aime très fort et j'implore le tout-puissant pour qu'il vous accorde une bonne santé et une vie longue et heureuse et vous garde encore longtemps à nos côtés.*

*A ma sœur et mes frères Rayane et Younes.*

*Merci d'être partie dans tous mes heureux moments je vous souhaite beaucoup de réussite et de bonheur.*

*A ma famille*

*Pour leur soutien tout au long de ce projet.*

# Table des matières

|  |           |
|--|-----------|
| <b>CHAPITRE I : Généralité sur les décharges électriques .....</b> | <b>14</b> |
| <b>I.1. Introduction .....</b>                                     | <b>15</b> |
| <b>I.2. Aspect historique.....</b>                                 | <b>15</b> |
| <b>I.3. Définitions .....</b>                                      | <b>15</b> |
| <b>I.3.1. Plasma .....</b>   | <b>16</b> |
| <b>I.3.2. La décharge luminescente.....</b>                        | <b>17</b> |
| <b>I.3.3. La décharge couronne.....</b>                            | <b>17</b> |
| <b>I.3.4. La décharge à barrière diélectrique.....</b>             | <b>17</b> |
| <b>I.4. Phénomènes de collisions.....</b>                          | <b>18</b> |
| <b>I.4.2. Collisions inélastiques .....</b>                        | <b>18</b> |
| <b>I.4.2.1 Excitation.....</b>                                     | <b>18</b> |
| <b>I.4.2.2. Ionisation .....</b>                                   | <b>19</b> |
| <b>I.4.2.3. Photo ionisation.....</b>                              | <b>19</b> |
| <b>I.4.2.4. Recombinaison.....</b>                                 | <b>20</b> |
| <b>I.5. Paramètres physiques d'un plasma .....</b>                 | <b>20</b> |
| <b>I.5.1 Libre parcours moyen .....</b>                            | <b>20</b> |
| <b>I.5.2. Longueur de Debye.....</b>                               | <b>21</b> |
| <b>I.5.3. Taux d'ionisation .....</b>                              | <b>21</b> |
| <b>I.5.4. Fréquence du plasma .....</b>                            | <b>22</b> |
| <b>I.5.5. La température du plasma .....</b>                       | <b>22</b> |
| <b>I.6. Avalanche électronique.....</b>                            | <b>22</b> |
| <b>I.6.1. Limite du critère de Townsend .....</b>                  | <b>25</b> |
| <b>I.7. Loi de Paschen .....</b>                                   | <b>26</b> |
| <b>I.8. Claquage de type streamer .....</b>                        | <b>27</b> |
| <b>I.8.1. Le streamer positif.....</b>                             | <b>28</b> |
| <b>I.8.2. Le streamer négatif.....</b>                             | <b>29</b> |
| <b>I.9. Différents régimes de la décharge .....</b>                | <b>29</b> |
| <b>I.9.1. Régime de non autonomie (AB) .....</b>                   | <b>30</b> |
| <b>I.9.2. Régime Décharge de Townsend (BC).....</b>                | <b>31</b> |
| <b>I.9.3. Régime Décharge luminescente (CDEFG) .....</b>           | <b>31</b> |
| <b>I.9.4. Régime d'Arc électrique .....</b>                        | <b>32</b> |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>I.10. Conclusion</b> .....   | <b>32</b> |
| <b>Table de références</b> .....  | <b>33</b> |
| <b>CHAPITRE : II</b> .....  | <b>34</b> |
| <b>Décharge à Barrière diélectrique DBD</b> .....   | <b>34</b> |
| <b>II.1-Décharge à Barrière diélectrique</b> .....  | <b>35</b> |
| <b>II.2-Historique</b> .....  | <b>36</b> |
| <b>II.4.-Alimentations pour les DBD</b> .....   | <b>38</b> |
| <b>II.4.1. Tension alternative</b> .....  | <b>38</b> |
| <b>II-4.2-Tension impulsionnelle</b> .....  | <b>39</b> |
| <b>II.6- Principe des DBD</b> .....   | <b>40</b> |
| <b>II7-Régimes de décharge a barrière diélectrique</b> .....  | <b>41</b> |
| <b>II-7.1. Décharge filamentaire</b> .....  | <b>41</b> |
| <b>II7-.2. Théorie du streamer</b> .....  | <b>41</b> |
| <b>II7.2.1-transition avalanche-streamer</b> .....  | <b>42</b> |
| <b>II.7.2.2-Formation d'un canal</b> .....  | <b>42</b> |
| <b>II.7.2-décharges homogènes</b> .....   | <b>43</b> |
| <b>II.7.3-Application des DBD</b> .....   | <b>44</b> |
| <b>II.7.3.1-Découverte de l'ozone</b> .....   | <b>44</b> |
| <b>II.7.3-2-Production d'Ozone</b> .....  | <b>45</b> |
| <b>II.7.3.3. Traitement des gaz</b> .....   | <b>46</b> |
| <b>II.7.3.5. Eclairage et écrans à plasma</b> .....   | <b>47</b> |
| <b>II.7.3.6-Excilampes</b> .....  | <b>48</b> |
| <b>II.7.3.7-Applications médicales</b> .....  | <b>49</b> |
| <b>II.7.3.3-CONCLUSION</b> .....  | <b>50</b> |
| <b>Référence chapitre II</b> .....  | <b>51</b> |
| <b>CHAPITRE III : Modélisation de la décharge à barrière diélectrique dans l'oxygène pur</b><br>..... | <b>53</b> |
| <b>III .2. Données de base des particules chargées dans l'oxygène</b> .....                           | <b>59</b> |
| <b>III.2.1 Mobilité ionique</b> .....   | <b>59</b> |
| <b>III.2.2 Section efficace des électrons-Oxygène</b> .....   | <b>59</b> |
| <b>III.3.3. Résultats de simulation</b> .....   | <b>64</b> |
| <b>III.4. Conclusion</b> .....  | <b>69</b> |
| <b>Référence Chapitre III</b> .....   | <b>70</b> |
| <b>CHPITRE IV :Modélisation des décharges à barrière diélectrique (DBD) dans les mélanges</b>         |           |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>argon–oxygène et étude de la génération d’ozone.....</b>                   | <b>72</b> |
| <b>IV.1 Introduction .....</b>  | <b>73</b> |
| <b>IV.2-Différences entre la DBD dans l’oxygène et dans l’argon.....</b>      | <b>73</b> |
| <b>IV.3.1. Modèle cinétique chimique du mélange.....</b>                      | <b>75</b> |
| <b>III.4.2. Variation temporelle des densités des espèces chargées .....</b>  | <b>78</b> |
| <b>IV.4.3. Variation temporelle des espèces excitées .....</b>                | <b>80</b> |
| <b>IV.4. 4.. Variation temporelle des espèces neutres .....</b>               | <b>81</b> |
| <b>IV.5-.Effet de la température de l’air sur la production d’ozone .....</b> | <b>82</b> |
| <b>IV.6. Effet de la tension appliquée sur la production d’ozone .....</b>    | <b>83</b> |
| <b>IV.7. Conclusion .....</b>   | <b>85</b> |
| <b>Référence Chapitre IV .....</b>  | <b>86</b> |

## Liste des figures :

---

### **Chapitre I :**

Figure I-1 : Les différents états et principaux changements d'états de la matière

Figure I-2 : Schéma d'une avalanche électronique.

Figure I-3 : Processus de multiplication électronique initié par un électron germe

Figure I-4. Loi de Paschen pour différents gaz

Figure I-5: Phases 1 et 2 de la formation du streamer.

Figure I-6: Phase 3 de la formation du streamer.

Figure I-7: Streamer positif.

Figure I-8 : Caractéristique courant-tension d'une décharge à électrodes planes et parallèles

### **Chapitre II :**

Figure II-1: Différentes configurations de Décharges contrôlées par Barrières Diélectriques (DBD)[8]

Fig. II-2: Discharge tube of Werner Von Siemens

Fig. II-3: Schéma simple d'un condensateur avec un diélectrique

Fig II-4: Tension alternative (formes d'ondes sinusoïdale, carrée, triangulaire et en dents de scie)

Fig. II-5 : Tension impulsionnelle de foudre (Božidar Filipović-Grčić, 2015)

Figure II-6 : Principe de fonctionnement d'une DBD [05]

Figure II-7 : mécanisme de type streamer avalanche primaire : création d'une charge  $-[18]$

Figure II-8 : Création du streamer et développement jusqu'à la transition à l'arc [14]

Fig. II-9: Structure de la molécule (<https://fr.wikipedia.org/wiki/Ozone>)

Figure II-10: Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau [26].

Figure II.11 : Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques [28].

Figure II.12 : La DBD dans les écrans plats à plasma. DBD à électrodes parallèles (gauche). DBD à électrodes coplanaires (droite). Cellule élémentaire ou pixel (bas) [29].

### **Chapitre III :**

Fig. III-1 : Section efficace des molécules d'oxygène

Fig. III-2 : Section efficace de l'atome d'oxygène

Fig. III-3 : Section efficace de l'ozone

Fig. III-4 : Forme d'onde du courant et de la tension de décharge

Fig. III-5 : Variation temporelle des espèces chargées

Fig. III-6 : Variation temporelle des espèces neutres

Fig. III-7 : Densité numérique des espèces positives

Fig. III-8 : Densité numérique des espèces négatives

Fig. III-9 : Évolution temporelle de la puissance ionique déposée dans la DBD à oxygène

Fig. III-10 : Variation temporelle de la densité électronique pour différentes valeurs de la tension appliquée.

Fig. III-11 : Variation temporelle de la densité d'ozone en fonction de la tension appliquée.

#### **Chapitre IV :**

Fig. IV-1 : Densité électronique et courant de décharge dans argon

Fig. IV-2 : Densité électronique et courant de décharge dans l'oxygène

Fig. IV-3 : Variations temporelles du courant de décharge et de la tension appliquée

Fig. IV-4 : Composantes du courant total de décharge

Fig. IV-5: Variation temporelle du champ électrique réduit

Fig. IV-6: Variations temporelles des densités des espèces chargées positivement et des électrons

Fig. IV-7: Variation temporelle de la densité des espèces chargées négativement

Fig. IV-8 : Évolution temporelle de la densité des espèces excitées dans Ar/O<sub>2</sub>

Fig. IV-9 : Évolution temporelle des densités des espèces chargées positivement et des électrons.

Fig. IV-10 : Effet de la température du gaz sur la production d'ozone.

Fig. IV-11 : Effet de la tension appliquée sur le courant de décharge.

Fig. IV-12 : Effet de la tension appliquée sur la production d'ozone

Fig. IV-13 : Effet de la tension appliquée sur la densité de l'oxygène atomique

## Liste des tableaux :

---

### **Chapitre III :**

Tableau III-1 : Mobilité des ions de l'oxygène

Tableau III-2 : Ensemble des réactions pour l'oxygène

Tableau III-3 : Réactions de surface

### **Chapitre IV :**

Tableau IV-1 : Les espèces considérées pour le plasma de l'air

Tableau IV-2 : Ensemble de réactions additionnelles pour le modèle DBD de l'air

**Notation et symbole :**

|                 |  |
|-----------------|--|
| $\alpha$        | Degré d'ionisation   |
| $n_e$           | la densité des électrons                                   |
| $n^0$           | Densité des neutres  |
| $\lambda^L$     | La longueur de Landau                                      |
| $\lambda^D$     | La longueur de Debye                                       |
| $\mu$           | La masse réduite   |
| $V_r$           | La vitesse relative  |
| T               | La température   |
| K               | Conductivité thermique                                     |
| Cp              | La capacité thermique spécifique à pression constante      |
| Q               | Le terme source de la chaleur                              |
| $\rho$          | La viscosité dynamique                                     |
| p               | La pression du gaz   |
| $\varepsilon$   | L'énergie électronique en eV                               |
| $n^\varepsilon$ | La densité d'énergie                                       |
| $m_e$           | Masse d'un électron ( $9.109 \cdot 10^{-31}$ kg)           |
| $\mu_e$         | Mobilité électronique                                      |
| C               | La vitesse de lumière                                      |
| w               | La pulsation de la source                                  |
| R               | La partie imaginaire de la permittivité relative du plasma |
| $\sigma$        | La conductivité du plasma.                                 |
| $v_e$           | La vitesse des électrons                                   |

**Liste des abréviations :**

**APGD** : *Atmospheric Pressure Glow Discharge* (Décharge luminescente à pression atmosphérique)

**APTD** : *Atmospheric Pressure Townsend Discharge* (Décharge de Townsend à pression atmosphérique)

**HV** : *High Voltage* (Haute tension)

**OES** : *Optical Emission Spectroscopy* (Spectroscopie d'émission optique)

**RF** : *Radio Fréquence*

**Te** : *Température électronique*

**Ti** : *Température ionique*

**Tg** : *Température du gaz*

**UV** : *Ultraviolet*

## **INTRODUCTION GENERALE :**

Les plasmas froids, générés par des décharges électriques dans les gaz, représentent un domaine de recherche en pleine expansion en raison de leurs multiples applications dans les domaines scientifique, médical et industriel. Parmi eux, la décharge à barrière diélectrique (DBD) occupe une place de choix, car elle permet de produire des plasmas non thermiques à pression atmosphérique, caractérisés par une forte réactivité chimique et une faible élévation de température du gaz [1]. Ces propriétés particulières expliquent leur utilisation croissante dans le traitement de surface, la dépollution de l'air, la stérilisation, la microélectronique et les procédés énergétiques [2].

Le mélange Argon/Oxygène est largement étudié dans le cadre des plasmas DBD en raison de ses avantages spécifiques. L'argon, gaz noble à faible énergie d'ionisation, facilite l'amorçage et la stabilité de la décharge [3], tandis que l'oxygène introduit des espèces réactives ( $O$ ,  $O^-$ ,  $O_2^+$ ,  $O_3$ , etc.) essentielles pour des applications telles que l'oxydation, la désinfection ou encore la production d'ozone [4]. La synergie entre ces deux gaz permet d'obtenir des plasmas stables et particulièrement efficaces pour de nombreuses applications industrielles [5].

La compréhension et la modélisation de ces plasmas nécessitent une analyse détaillée des mécanismes physiques et chimiques en jeu. Parmi les processus dominants, on distingue les collisions élastiques et inélastiques, l'ionisation, l'attachement électronique, la recombinaison et la formation d'espèces actives [6]. La complexité de ces phénomènes justifie le recours aux outils de simulation numérique, qui constituent aujourd'hui un moyen essentiel pour explorer le comportement des plasmas et prédire leurs caractéristiques.

Parmi ces outils, COMSOL Multiphysics 6.3 occupe une place importante car il permet de modéliser simultanément le transport des particules, les réactions chimiques et la distribution des champs électriques. De nombreux travaux récents ont montré l'intérêt de ce logiciel pour l'étude des décharges DBD dans l'oxygène et les mélanges Argon/Oxygène, en mettant en évidence l'influence des conditions opératoires sur la densité électronique, la stabilité de la décharge et la production d'espèces réactives [7–8].

Afin de progresser vers une meilleure compréhension des plasmas DBD, ce mémoire est structuré en quatre chapitres. Le premier chapitre présente les généralités sur les décharges électriques et les plasmas, en posant les bases théoriques nécessaires. Le deuxième chapitre est consacré aux décharges à barrière diélectrique, avec une description détaillée de leur principe, de leurs régimes et de leurs applications. Le troisième chapitre traite de la simulation d'un plasma DBD dans l'oxygène pur, permettant d'identifier les mécanismes physiques et chimiques dominants. Enfin, le quatrième chapitre est dédié à la simulation d'une décharge DBD dans un mélange Argon/Oxygène, afin d'évaluer l'impact de la composition gazeuse sur la stabilité du plasma et la formation d'espèces actives [9–10].

Ainsi, ce travail vise à analyser en profondeur, à travers la simulation numérique avec logiciel COMSOL Multiphysics (6.3), les mécanismes fondamentaux des plasmas DBD dans l'oxygène et les mélanges Argon/Oxygène, et à apporter une meilleure compréhension de leur comportement, ouvrant la voie à de nouvelles applications scientifiques et industrielles.

Enfin, la conclusion générale reprend l'ensemble des résultats importants avec des discussions.

## **CHAPITRE I:**

---

### *Généralité sur les décharges électriques*

---

## I.1. Introduction

L'étude des décharges électriques ou plasma de décharge trouve des applications dans des disciplines aussi variées en physique qu'en ingénierie électrique [1]. Elle suscite un intérêt grandissant ces dernières années pour répondre au besoin technologique de la société moderne [2]. Cependant, malgré l'ancienneté des premières études datant de plus d'un siècle [3], ce type d'étude reste d'actualité, étant donné que de nouveaux modèles de décharges ont vu le jour ce qui rend leurs précédents obsolètes [1]. Nous abordons en premier lieu un bref historique, afin de positionner notre étude dans le temps puis nous donnerons quelques définitions usuelles, afin de se familiariser avec le vocabulaire de la discipline de la physique des décharges. Ensuite, nous rappellerons les différents paramètres et processus physiques qui interviennent au sein des décharges électriques et qui permettent ainsi de les classer et nous terminerons par les avantages des décharges électriques.

## I.2. Aspect historique

L'étude scientifique des décharges électriques a commencé au XVIIIème siècle par l'observation expérimentale d'étincelles produites par des générateurs électrostatiques et des éclairs d'orages. Ensuite l'invention de piles suffisamment puissantes a permis à V.V. Petrov de produire le premier arc électrique en 1803 dans l'air. Humphrey Davy en fit ensuite l'étude. Mais ce fut Michael Faraday qui, entre 1831 et 1835, découvrit et commença l'étude des décharges luminescentes en utilisant des tubes contenant des gaz à une pression de l'ordre de 100 Pa sous 1000 Volt. Par la suite, à la fin du XIXème siècle et au début du XXème siècle, la physique des décharges électriques dans les gaz a permis à la physique atomique de faire ses premiers progrès avec les travaux de William Crookes et de Thomson, avec en particulier la mise en évidence du rôle fondamental des électrons dans la décharge et la mesure du rapport  $e/m$ . Vers 1900, un élève de Thomson, Townsend, réalisa la première modélisation d'une décharge, correspondant au cas de la décharge luminescente en champ uniforme. Langmuir travailla aussi sur ces décharges et introduisit le concept du plasma. Au cours du XXème siècle on passa à l'exploration des décharges électriques en fonction de la fréquence, tandis que la modélisation progressait en raison du développement d'applications de plus en plus nombreuses des décharges [5].

## I.3. Définitions

Généralement, les gaz sont considérés comme des isolants parfaits car ils ne contiennent qu'une concentration infime de porteurs de charge. Si les gaz sont soumis à un champ électrique, le courant qui peut apparaître est typiquement de l'ordre du femto ampère, ceci

pour des dizaines de kilovolts appliqués sur quelques centimètres d'air.

Lorsqu'un champ électrique d'amplitude suffisante est appliqué, un courant nettement plus important est détecté, c'est la décharge électrique qui peut conduire au claquage.

### I.3.1. Plasma

Le plasma est un milieu méconnu qui possède pourtant de nombreuses applications. Couramment considéré comme le quatrième état de la matière, un plasma est généré en ionisant un gaz. Ce milieu est loin d'être artificiel puisqu'on estime que 99% de la matière de l'univers se trouve dans cet état. Plus proche de nous, des phénomènes comme les éclairs, les aurores boréales, les néons ou les écrans de télévision mettent en jeu des plasmas. Cet article a pour objectif de familiariser le lecteur avec les notions de base de la physicochimie des plasmas. Dans un premier temps, nous introduirons le vocabulaire nécessaire et nous examinerons les différents types de plasma ainsi que quelques systèmes expérimentaux permettant de les générer.

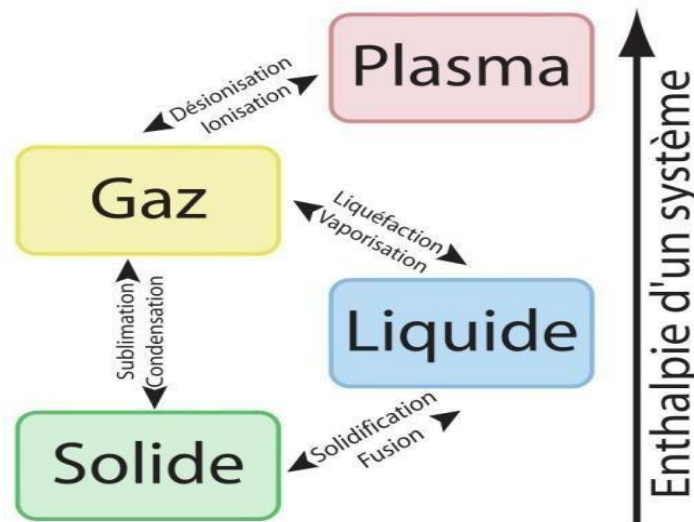


Figure I-1 : Les différents états et principaux changements d'états de la matière

Selon les valeurs de températures et/ou de degré d'ionisation les plasmas peuvent être classés en deux grandes catégories : les plasmas thermiques et les plasmas non thermiques hors équilibre.

- *Les plasmas thermiques* (ou chauds) présentent une température électronique qui

est proche de celle du gaz, de 5000 à 50 000 °K. Ces plasmas sont dits à l'équilibre thermodynamique. Les énergies mises en jeu sont importantes. Les arcs et les torches à plasmas (utilisées en industrie pour la découpe et la soudure) sont des exemples de ce type de plasma.

- *Les plasmas non thermiques* sont caractérisés par leur état hors équilibre thermodynamique. La température du gaz est dans ce cas proche de la température ambiante alors que celle des électrons (jusqu'à  $10^4$ °K) est suffisante pour permettre un taux élevé de collisions inélastiques [].

- *Les plasmas froids* sont des milieux faiblement ionisés obtenus par l'excitation d'un gaz sous l'effet d'une décharge électrique. Ces plasmas contiennent des molécules ou des atomes neutres (majoritaires) des ions, des électrons, des espèces radicalaires (chimiquement très actives) et des espèces excitées. Dans ce type de plasmas, seuls les électrons sont portés à haute température (haute énergie cinétique) et qui sont responsables à la majorité des réactions chimiques, les autres particules (ions, neutres, radicaux fragments de molécules)].

### **I.3.2. La décharge luminescente**

Il s'agit d'une décharge généralement réalisée à basse pression (inférieure à 10 mbar), entre deux électrodes planes. Dans ce genre de décharge, les électrons générés possèdent une grande énergie. Les atomes neutres en excitation et les molécules produisent une luminescence caractéristique, semblable à celle observée dans les tubes fluorescents. Cependant, les décharges lumineuses, également connues sous le nom de décharges glow, ne conviennent pas pour la synthèse chimique. Il convient de noter que des décharges luminescentes à pression atmosphérique ont été élaborées récemment.

### **I.3.3. La décharge couronne**

La décharge couronne est une décharge non homogène, générée à pression atmosphérique dans un système d'électrodes fortement dissymétriques (exemple : système pointe- plan). En effet, lors de la décharge, l'électrode de faible rayon de courbure soumise à une haute tension est le siège d'un fort champ électrique, qui constitue le facteur clé dans l'ionisation des espèces neutres présentes dans le gaz

### **I.3.4. La décharge à barrière diélectrique**

Ou ce qu'on appelle aussi la décharge silencieuse, combine le large volume d'excitation de la décharge glow avec les caractéristiques haute pression de la couronne. Dans ce

type de décharges, un diélectrique couvre l'une des électrodes. La surface entière de l'électrode devient effective pour les réactions chimiques. La DBD est initiée en chaque point du gap. Les charges ainsi cumulées sur le diélectrique forment un champ électrique qui s'oppose au champ appliqué et permet d'interrompre le courant pendant quelques nanosecondes. La durée du pulse de courant dépend de la pression, des propriétés du gaz et de la nature du matériau diélectrique [5].

#### **I.4. Phénomènes de collisions**

Il existe deux grands types de collision entre ces éléments

##### **I.4.1. Collisions élastiques :**

On dit qu'il y a collision élastique lorsque le nombre de particules reste constant et que l'énergie interne de chaque particule reste inchangée avant et après le choc. En d'autres termes, les particules ne se déforment pas ni ne changent de nature.

##### **I.4.2. Collisions inélastiques**

qui sont responsables de changements au niveau de l'énergie interne des molécules, de la nature des particules (ionisation, dissociation, attachement électronique...etc.), en fonction de l'énergie cinétique des électrons.

On distingue alors les phénomènes [6]

##### **I.4.2.1 Excitation**

Lorsqu'un atome a absorbé suffisamment d'énergie pour qu'un de ses électrons (en général, le plus éloigné du noyau) passe à un niveau d'énergie supérieur, on dit que cet atome a été excité

Excitation par les électrons :



Excitation par les ions ou les atomes





#### I.4.2.2. Ionisation

Lorsqu'un atome (ou une molécule) a absorbé suffisamment d'énergie pour qu'un de ses électrons s'échappe à l'infini, on dit que cet atome (ou cette molécule) a été ionisé.

Ionisation par les électrons :



Ionisation par les photons :

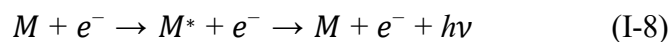


Ionisation par les ions, atomes ou molécules :



#### I.4.2.3. Photo ionisation

Les électrons peuvent être créés par photo ionisation. En effet des photons vont être libérés lors de la désexcitation des molécules suivant les mécanismes suivants :



Ces photons sont susceptibles d'être absorbés par des molécules neutres qui se séparent alors en un cation et un électron.



Ces électrons peuvent à leur tour engendrer des avalanches électroniques

#### I.4.2.4. Recombinaison

C'est le phénomène d'attachement de particules lors d'une rencontre entre ion positif et électron ou entre ion positif et ion négatif. Les ions peuvent être atomiques ou moléculaires.

L'attachement direct des électrons sur les atomes neutres est un cas particulier de la recombinaison :



Recombinaison ion-ion : On connaît trois types de recombinaison ion-ion :

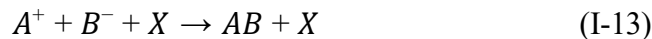
✓ La recombinaison radiative:



✓ La recombinaison mutuelle (échange de charge sans constitution de molécule) :



✓ La recombinaison à trois corps (X est en général, un atome ou une molécule)



#### I.4.2.5. Détachement

la collision d'un ion négatif avec un neutre donne deux neutres A et un électron émis [5].



### I.5. Paramètres physiques d'un plasma

#### I.5.1 Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen ( $\gamma$ ) est la distance qu'une particule (électron, ion, neutre, etc.) traverse entre deux collisions. A cause de la nature statistique des collisions, il a une distribution spécifique.

Il est décrit en général par l'équation suivante [6].

$$\gamma = \frac{1}{\pi N (r_1 + r_2)} \quad (\text{I-16})$$

Avec :  $r_1, r_2$  : Sont les rayons des particules en collisions.

$N$  est la densité de particules (nombres de particules par unité de volume).

### I.5.2. Longueur de Debye

La longueur de Debye  $\lambda_D$  définit la longueur à partir de laquelle le champ électrique Coulombien issue d'une particule chargée est neutralisé par un ensemble de particules désigné opposées dans le volume environnant. Elle est donnée par la relation suivante

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (\text{I-17})$$

- $\lambda_D$  = longueur de Debye [m]
- $\epsilon_0$  = permittivité du vide ( $8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ )
- $k_B$  = constante de Boltzmann ( $1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ )
- $T_e$  = température électronique [K] ou [eV] (attention à l'unité choisie !)
- $n_e$  = densité électronique [ $\text{m}^{-3}$ ]
- $e$  = charge élémentaire ( $1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$ )

### I.5.3. Taux d'ionisation

Le taux d'ionisations  $\tau_i$  représente le rapport du nombre d'électrons libre  $n_e$  sur le nombre de particules totales ( $n_e + N$ ), où  $N$  est le nombre de particules neutres par unité de volume. Le taux d'ionisation est alors donné par [16]:

$$\tau_i = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (\text{I-18})$$

On parle de gaz faiblement ionisé lorsque  $\tau_i < 10^{-4}$  (principales interactions de type collisions électrons-neutres) et de gaz fortement ionisés lorsque  $\tau_i > 10^{-4}$  (interactions de type collisions électrons-électrons ou électrons-ions) [9].

### I.5.4. Fréquence du plasma

Le comportement collectif des plasmas se manifeste lorsqu'on écarte le plasma de l'équilibre. Le milieu retourne alors à l'équilibre en oscillant à la fréquence plasma électronique. La pulsation plasma électronique s'écrit, si l'on ne considère pas les collisions, avec  $n_e$  la densité électronique et

$m_e$  la masse de l'électron [7].

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad \dots\dots(I-19)$$

### I.5.5. La température du plasma

La température du plasma est définie comme la moyenne des énergies de translation des particules dans la décharge. Étant donné la différence de masses qui existe entre les électrons et les espèces lourdes, ces deux populations sont souvent considérées comme étant deux systèmes chacun dans leur propre équilibre thermodynamique.

C'est pourquoi, lorsqu'on parle de plasma, on entend souvent parler de plusieurs températures (électronique, ionique, gaz) qui peuvent être toutes différentes. La température électronique est souvent considérée comme le paramètre le plus important pour déterminer et démontrer les phénomènes dans le plasma. En général,  $T_e \gg T_i > T_n$ , où  $T_e$  est la température électronique,  $T_i$  la température ionique et  $T_n$  la température des neutres, proche de la température ambiante [9].

Ces paramètres physiques définissent le milieu de décharge, qui dépend des éléments suivants :

- ✓ Nature du gaz;
- ✓ Pression et température du gaz ;
- ✓ Tension appliquée (responsable de l'intensité du champ électrique) ;
- ✓ Géométrie des électrodes (responsable de la forme des lignes de champ).

### I.6. Avalanche électronique

Si l'on considère un diélectrique gazeux contenu entre deux électrodes, Les deux électrodes sont connectées à un générateur de tension continue.

Un électron « *germe* », accéléré par le champ électrique appliqué, acquiert une énergie qui peut suffire, à partir d'une certaine valeur de champ électrique, à ioniser par collision une particule neutre du gaz. Les nouveaux électrons créés vont participer à leur tour au mécanisme d'ionisation des molécules neutres, produisant ainsi une multiplication ou avalanche électronique.

Le phénomène d'avalanche électronique est présenté sur la figure (I-2) :

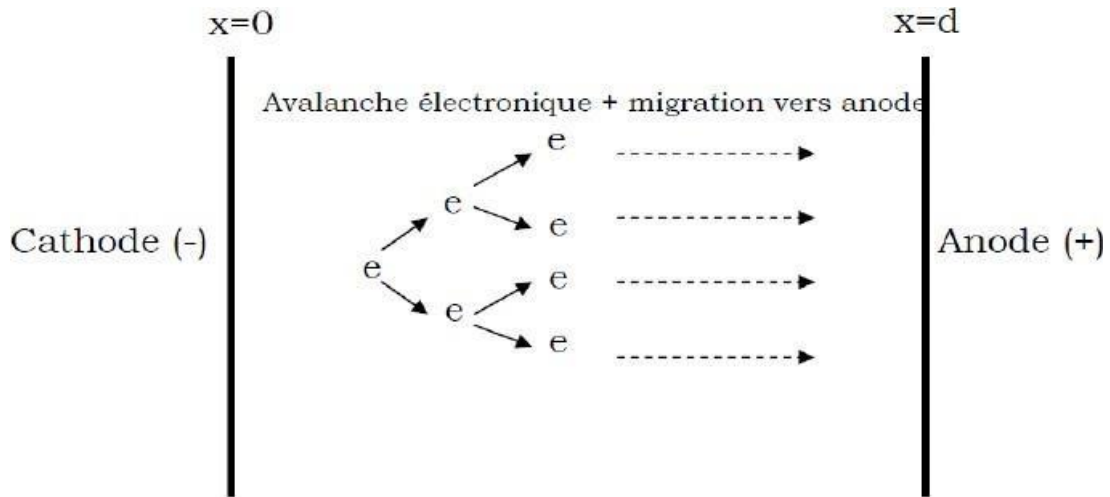


Figure I-2 : Schéma d'une avalanche électronique.

Townsend a proposé en 1914 l'introduction d'un coefficient d'ionisation «  $\alpha$  » appelé premier coefficient de Townsend en vue de traduire mathématiquement ce phénomène d'ionisation.

Ce coefficient dépend du champ réduit «  $\frac{E}{N}$  » (avec  $N$  désignant la densité du gaz) et de «  $\frac{1}{\alpha}$  »

Qui représente le libre parcours moyen d'un électron entre deux collisions ionisantes. L'apparition d'un électron primaire au niveau de la cathode se traduit par l'arrivée de «  $\exp(\alpha d)$  » électrons au niveau de l'anode. Ce processus est appelé *avalanche électronique*. Ceci est illustré sur la figure(I-3)[10].

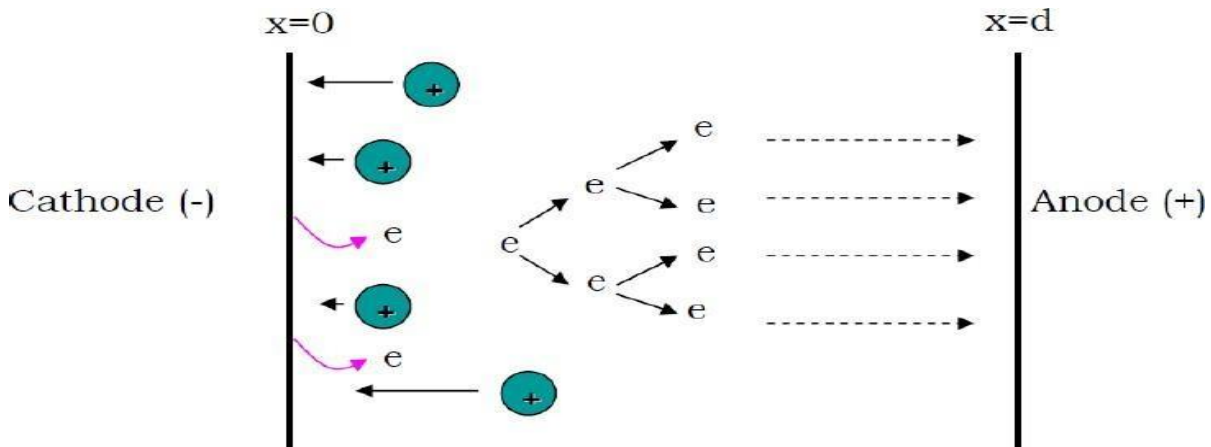


Figure I-3 : Processus de multiplication électronique initié par un électron germe

La relation de Townsend s'écrit alors :  $I = I_0 \exp(\alpha d)$  .....(I-20)

Avec :

$I$  : Courant ( $A$ ).

$I_0$  : Courant initial dû aux électrons primaires ( $A$ ).

$d$  : Distance inter électrodes ( $m$ ).

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

En dehors de ce mécanisme de multiplication des électrons proposé par Townsend, des électrons secondaires peuvent être émis par impact d'ions positifs «  $M^+$  » sur la cathode ou par impact de photons émis par désexcitation radiative après impact électronique. La probabilité de produire ainsi des électrons secondaires se traduit par le critère d'auto-entretien de la décharge, où la condition d'apparition d'une décharge disruptive autonome (claquage) s'écrit [10] :

$$\gamma \cdot (\exp^{\alpha d} - 1) = 1 \dots \dots \dots (I-21)$$

Avec :

$\gamma$  : Coefficient d'ionisation secondaire (2<sup>ème</sup> coefficient de Townsend)

Comme ce mécanisme est consommateur d'électrons, il est considéré comme compétitif du mécanisme d'ionisation. Pour prendre en compte ce phénomène, il convient alors d'introduire dans la relation de Townsend une probabilité d'attachement d'électrons «  $\eta$  » :

$$I = I_0 \cdot e^{(\alpha - \eta) \cdot d} \quad (I-22)$$

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

$$\gamma \cdot (\exp^{(\alpha - \eta) \cdot d} - 1) = 1 \quad (I-23)$$

Et par conséquence on a [46] :

- Si  $\gamma \cdot \exp^{\alpha d} < 1$ : la décharge est dite non autonome car elle ne peut se maintenir d'elle-même par le fait des mécanismes secondaires si l'apport d'électrons créés par une source extérieure est interrompu.
- Si  $\gamma \cdot \exp^{\alpha d} = 1$ : le nombre d'ions créés par l'avalanche primaire est un moyen juste suffisant à maintenir la décharge par bombardement de la cathode. La décharge est autonome, c'est-à-dire qu'elle peut se maintenir en l'absence d'une source extérieure de production de charges. Ce critère définit donc la tension d'amorçage.
- Si  $\gamma \cdot \exp^{\alpha d} > 1$ : le processus des avalanches successives est cumulatif et le courant de décharge croit d'autant plus rapidement que «  $\exp^{\alpha d}$  » dépasse l'unité

### I.6.1. Limite du critère de Townsend

Le mécanisme d'avalanche décrit par Townsend ne conserve sa validité que pour des valeurs de produits « $p \cdot d$ » inférieures à  $200 \text{ torr}$ . Au-delà, l'expérimentation montre qu'il se produit des phénomènes peu compatibles avec le mécanisme d'avalanche de Townsend [18]. A partir de l'instant où le critère de Townsend est satisfait, un temps minimum est nécessaire pour que puissent apparaître les mécanismes secondaires d'ionisation. Il est imposé par le transit des ions positifs vers la cathode sous l'effet du champ électrique. Or, à des pressions voisines d'un bar, les temps mesurés sont de l'ordre du centième de ceux que nécessite le transit des ions positifs, en raison de leur fiabilité quand la pression augmente. A cet égard, le domaine de validité du modèle pourrait être étendu par l'intervention d'autres mécanismes tels le bombardement de la cathode par des photons émis au sein de l'avalanche primaire.

La densité du courant de décharge croît avec la pression, la faible mobilité des ions positifs crée alors une concentration de la charge d'espace qui modifie le champ appliqué initialement, et donc la valeur du coefficient « $\alpha$ ». On peut alors réécrire le critère de Townsend sous la forme plus générale :

$$\gamma(\exp(\alpha d) - 1) = 1 \quad (\text{I-24})$$

On ne peut expliquer cependant que la constitution de la cathode, par l'intermédiaire du coefficient  $\gamma$ , n'ait plus d'influence sur la tension d'amorçage pour les grandes valeurs du produit « $p \cdot d$ ». Cette indépendance est particulièrement évidente dans le cas de la décharge couronne près d'une pointe positive, mais elle est confirmée en champ homogène par l'observation du streamer ou dard se développant à partir de l'anode ou dans l'espace inter-électrodes.

### I.7. Loi de Paschen :

La recherche de la tension d'amorçage en champ homogène dans des gaz ou des mélanges gazeux a fait l'objet de nombreuses expérimentations. Les courbes donnent généralement la tension d'amorçage  $V_s$  en ordonnée et le produit « $pd$ » en abscisse. On a vu précédemment avec l'étude de la décharge de Townsend que  $V_s$  pouvait s'exprimer comme une fonction implicite de « $p \cdot d$ », cette fonction étant donnée par la connaissance des premier et second coefficient d'ionisation de Townsend. Pratiquement cette fonction a été déterminée expérimentalement dans des gaz purs, ou des mélanges gazeux, généralement à de faibles pressions et des distances de quelques millimètres ou centimètres.

Il existe une relation qui lie la valeur de cette tension de claquage  $V_s$  à la pression ( $p$ ) du gaz et à la distance inter-électrodes : la loi de Paschen.

Dans Figure I-4, sont représentées les courbes de Paschen obtenues respectivement dans le cas de l'air et de l'hélium ainsi que celles obtenues dans le cas d'autres gaz [11].

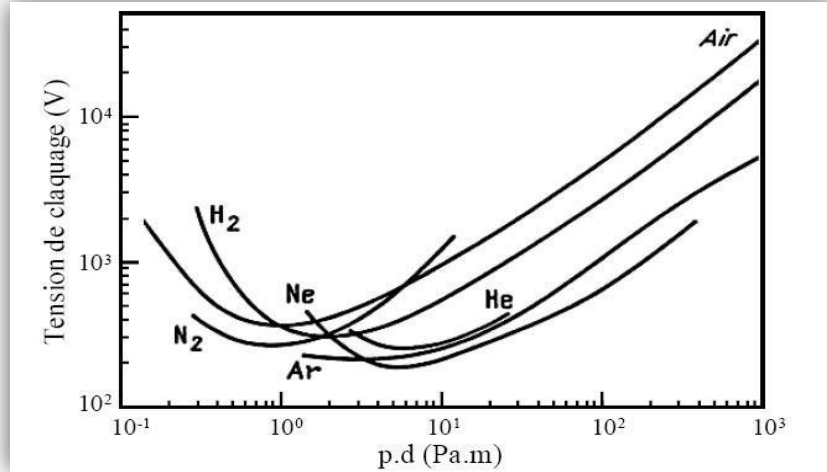


Figure I-4. Loi de Paschen pour différents gaz

Ces courbes montrent que  $V_s$  a un minimum unique, pour une valeur :  $pd = (pd)_{min}$

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

### I.8. Claquage de type streamer

Vers 1940, Craggs, Meek et Raether ont établi une théorie des streamers (ou théorie des décharges filamenteuses) complétée après par de nombreuses approches à caractère essentiellement expérimental. Une avalanche initiée par un électron multiplie exponentiellement le nombre d'électrons en tête de cette avalanche. Ces électrons diffusent et la longueur de l'avalanche s'étend, entraînant une croissance du champ électrique induit par la charge d'espace. Pour une certaine valeur critique de cette longueur, le champ électrique induit devient comparable au champ électrique extérieurement appliqué. Dès lors, l'avalanche électronique se transforme en streamer.

Le mécanisme se déroule en 3 phases [11]:

#### *Phase 1*

Une avalanche électronique primaire est provoquée par un électron primaire qui se trouve près de la cathode. La vitesse des électrons étant 100 fois environ supérieure à celle des ions

l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière elle une charge d'espace positive.

Les ions positifs forment dans le gaz une charge d'espace positive tandis que l'anode absorbe les électrons. Le champ  $E_c$  de cette charge est maximal en tête d'avalanche (figure I-5.a) [12].

*Phase 2*

Des électrons secondaires sont créés par photo-ionisation autour de la charge d'espace. Ces électrons provoquent en tête d'avalanche de petites avalanches secondaires figure (I-5.b). Le champ de la charge d'espace renforce le champ entre la tête de l'avalanche et la cathode et crée également une composante radiale.

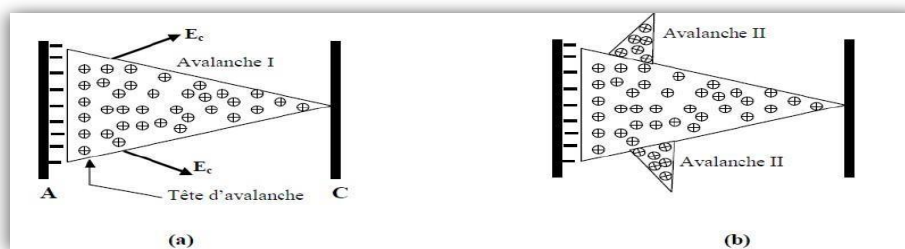


Figure I-5: Phases 1 et 2 de la formation du streamer.

*Phase 3*

La charge d'espace augmente en volume et devient un streamer. De nouvelles avalanches secondaires viennent s'ajouter à l'avalanche primaire et le streamer progresse figure (I-7.c).

Quand il touche la cathode, le claquage se produit figure (I-7.d).

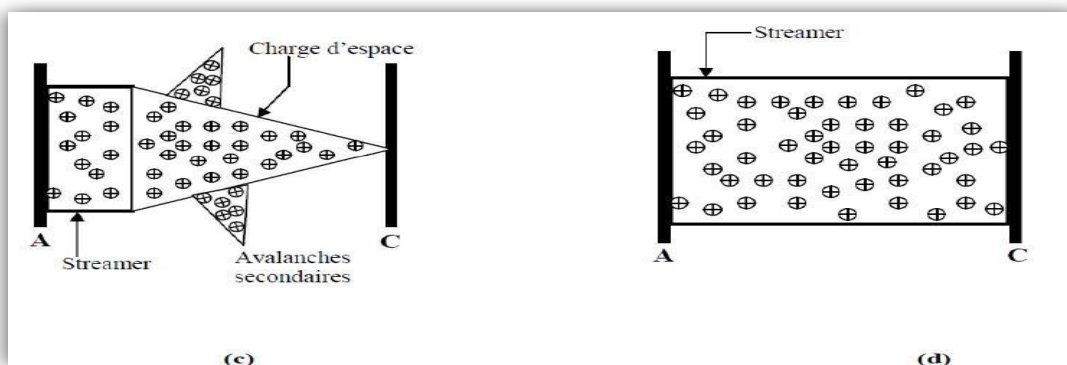


Figure I-6: Phase 3 de la formation du streamer.

**I.8.1. Le streamer positif :**

Le streamer positif (Anodique) se dirige de l'anode vers la cathode, dans le sens opposé au mouvement des électrons. La charge nette dans la tête du streamer est élevée et positive.

La propagation du streamer est gouvernée par le champ électrique élevé qui résulte de cette charge. Les électrons qui se trouvent à proximité de la tête contribuent à la propagation de la

manière suivante : ils neutralisent la charge d'espace positive et donc le champ électrique correspondant ; ensuite ils laissent les ions positifs derrière eux lorsqu'ils continuent leur dérive. Ce processus est répété tout au long de la distance parcourue par le streamer.

La vitesse de propagation à la pression atmosphérique dans l'air est très grande (des valeurs autour de  $10^8 \text{ cm s}^{-1}$  soit 1% de la vitesse de la lumière dans le vide).

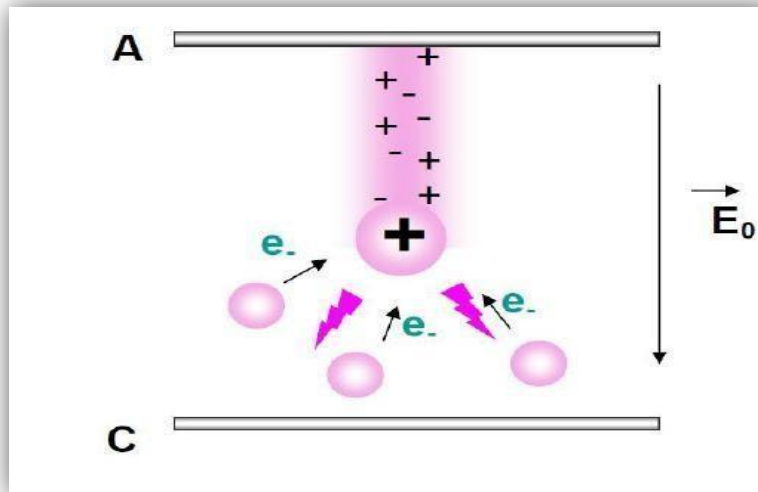


Figure I-7 : Streamer positif.

### I.8.2. Le streamer négatif

Le mécanisme de propagation est le même que celui qui vient d'être énoncé à la différence près que cette fois les électrons se propagent naturellement dans le sens de propagation du streamer.

Il faut noter que dans ce cas une propagation sans émission de photons est possible. Les électrons de la tête du streamer sont accélérés dans le très fort gradient de charge d'espace et vont ensuite être piégés électro statiquement par les ions positifs formant un canal de plasma quasi neutre le canal du streamer.

### I.9. Différents régimes de la décharge

La figure (I-8) représente la caractéristique classique courant – tension de la décharge dans un gaz à basse pression. Cette courbe fait apparaître plusieurs domaines correspondant aux différents régimes de fonctionnement résumés ci-dessous en partant d'une décharge non autonome jusqu'au claquage du gaz se traduisant par un arc électrique qui correspond aux courants les plus forts.

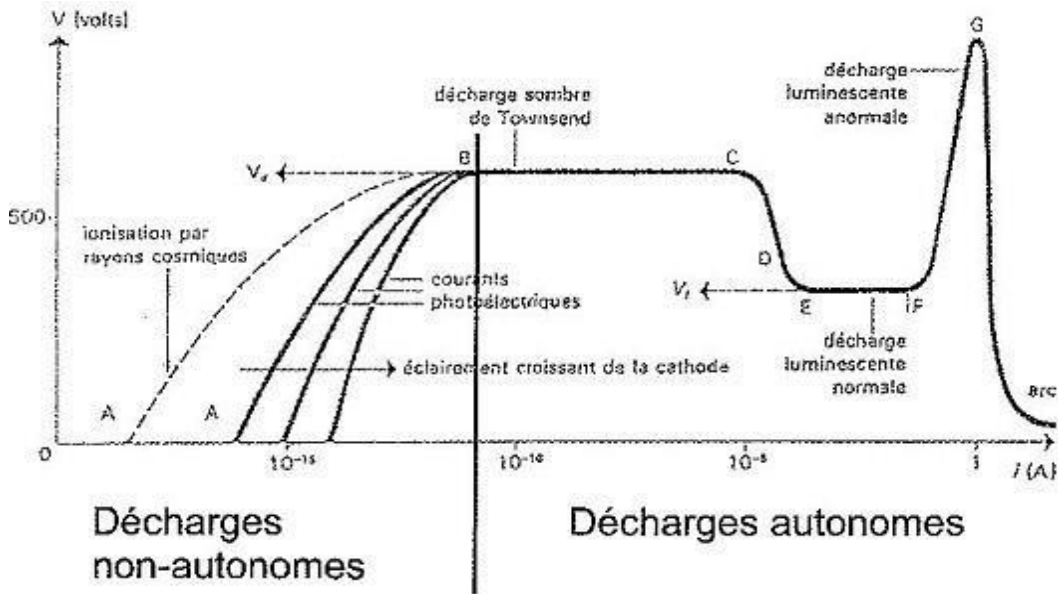


Figure I-8 : Caractéristique courant-tension d'une décharge à électrodes planes et parallèles

**(AB)** : Décharge non autonome

**(BC)** : Décharge de Townsend

**(CD)** : Décharge lumineuse subnormale

**(EF)** : Décharge lumineuse normale

**(FG)** : Décharge lumineuse anormale

**(G→)** : Transition à l'arc électrique

### I.9.1. Régime de non autonomie (AB)

En réalité, cette zone (AB), située au début de la caractéristique  $V(i)$  de la figure (I - 8), est composée de trois régions différentes. Si l'on applique une tension continue et croissante  $V$  aux bornes des électrodes, on produit un déplacement de charges. Pour des faibles valeurs de  $V$ , on peut considérer que le champ électrique appliqué est homogène et qu'il s'écrit :

$$E = \frac{V}{d} \dots\dots\dots (I-25)$$

Où :  $d$  est la distance inter-électrodes.

Sous l'action du champ électrique, les électrons apparaissant de manière occasionnelle au niveau de la cathode, sont entraînés vers l'anode sans forcément l'atteindre (recombinaison, etc.). La fraction des électrons perdus en chemin est d'autant plus faible que leur vitesse est grande et donc que le champ est fort. Par conséquent le courant électrique  $i$ , dans le circuit alimentant la décharge est déterminé par le nombre de particules chargées arrivant aux électrodes par seconde, croit avec la tension  $V$ . A partir d'une certaine valeur de cette tension, pratiquement toutes les particules chargées (électrons et ions) et créées dans le gaz atteignent les électrodes. Le courant atteint une valeur de saturation et ne dépend plus de  $V$ . Ce courant est déterminé par le taux de création de charges due aux sources extérieures. La décharge est

ainsi « *non autonome* »[13].

### I.9.2. Régime Décharge de Townsend (BC) :

Le mécanisme de la décharge de Townsend est caractérisé par un grand nombre d'avalanches d'électrons successives qui proviennent de la génération secondaire d'électrons conduisant au claquage de Townsend où le champ de la charge d'espace dû aux mouvements différentiels entre les électrons et les ions positifs est supposé faible comme il peut être complètement négligeable ; c'est-à-dire, le nombre d'électrons dans l'avalanche est inférieur à une certaine valeur critique. Cette décharge sera autonome en appliquant aux électrodes une tension égale à la tension de claquage  $v_s$ . Cette tension assure la production stationnaire des électrons éjectés de la cathode et poussés vers l'anode. Dans ce cas on a  $V(i) = V_s = Constante$  et Cette situation correspond au segment BC de la figure (I-8). Cette décharge est appelée décharge *sombre de Townsend*.

### I.9.3. Régime Décharge luminescente (CDEFG) :

La décharge luminescente est une décharge autonome avec une cathode froide émettant des électrons due généralement au bombardement par des ions positifs. Cette décharge est caractérisée par une grande charge d'espace positive formant une couche à la cathode, avec un champ intense à la surface et une chute considérable de tension de 100- 400V (ou plus). Cette chute est nommée "*la chute cathodique*", et l'épaisseur de la couche de chute cathodique est inversement proportionnelle à la densité (pression) du gaz. Si la distance inter électrode est suffisamment grande, une région de plasma électriquement neutre caractérisée par un champ assez faible est formée entre la couche cathodique et l'anode. La partie relativement homogène s'appelle la colonne positive, elle est séparée de l'anode par la zone anodique [14] Si l'on augmente le courant d'une décharge de Townsend, la tension V entre les électrodes diminue à partir d'une certaine valeur du courant et il finit par s'établir une décharge luminescente, caractérisée par l'apparition de plusieurs zones lumineuses diffuses. Les différents régimes de la décharge luminescente occupent tout le domaine CDEFG de la caractéristique tension-courant de la figure (I-8) [15]

#### **I.9.4. Régime d'Arc électrique :**

La décharge d'arc est une décharge autonome caractérisée par une faible chute cathodique. Si le courant augmente de façon notable, la petite chute cathodique résulte des mécanismes d'émissions cathodiques qui sont capables de fournir un courant important d'électrons égal à peu près au courant total de la décharge [16]. Les effets thermiques (le gaz est fortement chauffé, les électrodes également) à la cathode deviennent importants et il apparaît une abondante émission thermoélectronique (échauffement de la cathode) à cet endroit. La tension aux bornes des électrodes diminue, le courant peut alors augmenter de façon importante : c'est *le régime d'arc* [17].

#### **I.10. Conclusion :**

Dans ce chapitre introductif, nous avons fourni une vue d'ensemble des décharges électriques, abordant les principales définitions associées aux plasmas ainsi qu'aux diverses formes de décharges telles que la décharge couronne, lumineuse ou à barrière diélectrique. Nous avons aussi passé en revue les processus de base tels que l'ionisation, l'avalanche électronique, la loi de Paschen et la création des streamers. Ces concepts forment un socle indispensable pour comprendre les régimes de décharge et serviront de base aux chapitres ultérieurs.

**Table de références :****Référence introduction générale :**

- [1] Kogelschatz, U. (2003). Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics, and industrial applications. Plasma Chemistry and Plasma Processing.
- [2] Fridman, A. (2008). Plasma Chemistry. Cambridge University Press.
- [3] Lieberman, M. A., & Lichtenberg, A. J. (2005). Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. Wiley.
- [4] Raizer, Y. P. (1991). Gas Discharge Physics. Springer.
- [5] Nisa, A., Firdausi, K. S., Kanie, M. A. J., Susan, A. I., Yulianto, E., & Nur, M. (2019). Ozone production by dielectric barrier discharges plasma of coaxial cylindrical electrodes configuration using oxygen and argon source. Journal of Physics: Conference Series, 1170(1).
- [6] Chen, F. F. (1984). Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Springer.
- [7] Lahouel, M. H., Benyoucef, D., & Gadoum, A. (2023). One Dimensional Modeling Of Dielectric Barrier Discharge in Pure Oxygen at Atmospheric Pressure Using COMSOL Multiphysics. arXiv.
- [8] Mehrabifard, R. (2023). Two-dimensional simulation of Argon dielectric barrier discharge (DBD) in plasma actuator structure with COMSOL Multiphysics. arXiv.
- [9] Baadj, S., Larouci, B., Belasri, A., Pontiga, F., Benmoussa, A., & Saidia, L. (2024). Chemical and electrical aspects of plasma homogeneous DBD in argon-oxygen mixture for ozone generation. Plasma Medicine.
- [10] Jovanović, A. P., Hoder, T., Höft, H., Loffhagen, D., & Becker, M. M. (2022). Formation mechanisms of striations in a filamentary dielectric barrier discharge in atmospheric pressure argon. arXiv.

**Reference chapter I:**

- [1] Fridman, A. (2008). *Plasma Chemistry*. Cambridge University Press.
- [2] Lieberman, M. A., & Lichtenberg, A. J. (2005). *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (2nd ed.). Wiley-Interscience.
- [3] Townsend, J. S. (1915). *The Theory of Ionization of Gases by Collision*. Oxford University Press.
- [4] Kogelschatz, U. (2003). Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications.
- [5] J. S. Townsend, "Electricity in gases", Oxford at the clarendon press 1915.
- [6] Capitelli, M., Bruno, D., & Laricchiuta, A. (2000). *Fundamentals of Ionized Gases: Basic Topics in Plasma Physics*. Springer
- [7] Fitzpatrick, R. (2014). *Plasma Physics: An Introduction*. CRC Press.
- [8] Raizer, Y. P. (1991). *Gas Discharge Physics*. Springer
- [9] Chen, F. F. (1984). *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (Vol. 1: Plasma Physics). Springe
- [10] Shih, A., Yater, J., Hor, C., & Abrams, R. (1997). Secondary electron emission studies.

- [11] Ebert, U., Ebert, U., Montijn, C., Briels, T., Hundsdorfer, W., Meulenbroek, B., Rocco, A., Rocco, A., & Veldhuizen, E. (2006). The multiscale nature of streamers
- [12] Langmuir, I. (1929). The Interaction of Electron and Positive Ion Space Charges in Cathode Sheaths
- [13] Anders, A. (2024). Glows, arcs, ohmic discharges: An electrode-centered review on discharge modes and the transitions between them.
- [14] Ichikawa, Y., Wu, R., & Kaneda, T. (1990). Theoretical and experimental characterization of positive-column plasmas in oxygen glow discharge
- [15] Massines, F., Gherardi, N., Naudé, N., & Ségur, P. (2005). Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere
- [16] Mackeown, S. (1932). Cathode drop in arc discharges. *Electrical Engineering*
- [17] Santos, D., Almeida, N., Lisnyak, M., Gonnet, J., & Benilov, M. (2022). Numerical investigation of regimes of current transfer to anodes of high-pressure arc discharges.
- [18] Xiao, D. (2016). Fundamental Theory of Townsend Discharge.

## **CHAPITRE II:**

---

### *Décharge à Barrière diélectrique DBD*

---

## II.1-Décharge à Barrière diélectrique :

Les décharges à barrières diélectriques sont connues depuis plus d'un siècle ; elle a été introduite par Siemens en 1857 pour la génération d'ozone [06]. Encore aujourd'hui, la génération d'ozone par une DBD en atmosphère d'air est l'application principale de ce type de plasma à travers le monde utilisé surtout pour le traitement de l'eau. [03] Une DBD est une source de plasma froid hors d'équilibre, ce terme regroupe toutes les configurations de décharges pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant (diélectrique solide). Les matériaux couramment utilisés comme barrière diélectrique sont le verre, le quartz, l'alumine, des couches de polymères et certaines céramiques particulières ; La présence du diélectrique permet de limiter l'énergie qui passe dans chaque canal de décharge et ainsi d'éviter le passage à l'arc ; en contrepartie, cela impose l'utilisation d'une excitation électrique alternative. Des configurations planes et parallèles en volume sont représentées à la Figure (II-1)

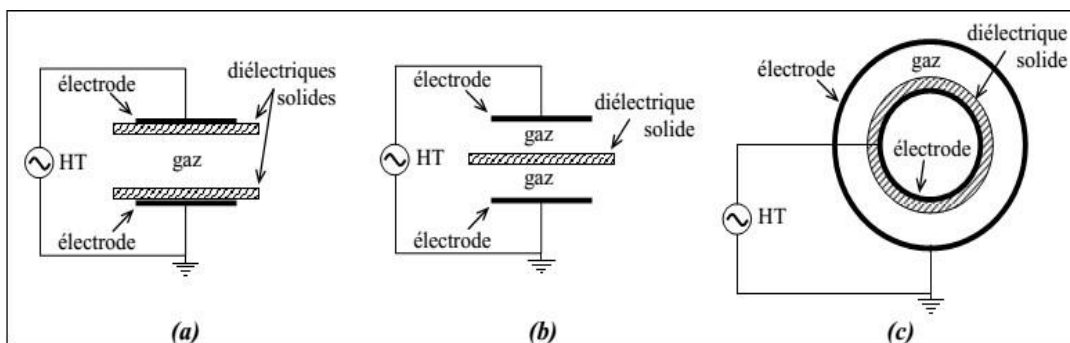


Figure II-1: Différentes configurations de Décharges contrôlées par Barrières Diélectriques (DBD)[8]

Les configurations co-planaires sont plutôt utilisées pour les applications de traitements de surface tandis que les cylindriques sont plus adaptées aux traitements des gaz plan-plan (a) de la Figure II-1 présente l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les électrodes métalliques, condition parfois utile lors de l'utilisation de plasma corrosif par exemple. La configuration (b) permet l'obtention simultanée d'une décharge de part et d'autre du diélectrique, propriété intéressante si, par exemple, la barrière diélectrique est réalisée à l'aide du matériau à traiter. Dans ce cas, le matériau est traité sur les deux faces simultanément. [05]

## II.2-Historique :

Les décharges barrière diélectrique (DBD), aussi appelées décharges silencieuses, trouvent leur origine au XIXe siècle avec les travaux de Christian Friedrich Schönbein et Werner von Siemens. En 1839, Schönbein découvre l'ozone en identifiant une odeur particulière lors de l'électrolyse de l'eau, marquant le début des recherches sur les réactions chimiques induites par des décharges électriques. En 1857, Siemens réalise les premières expériences sur les DBD et conçoit un ozoniseur breveté, utilisant deux tubes concentriques et une haute tension pour produire de l'ozone sans créer d'arcs électriques destructeurs. Ce dispositif, fondé sur une technologie simple mais ingénieuse, a permis une production efficace d'ozone et d'oxydes d'azote pour des applications sanitaires et industrielles. Le principe de fonctionnement de ces systèmes reste fondamentalement le même aujourd'hui.

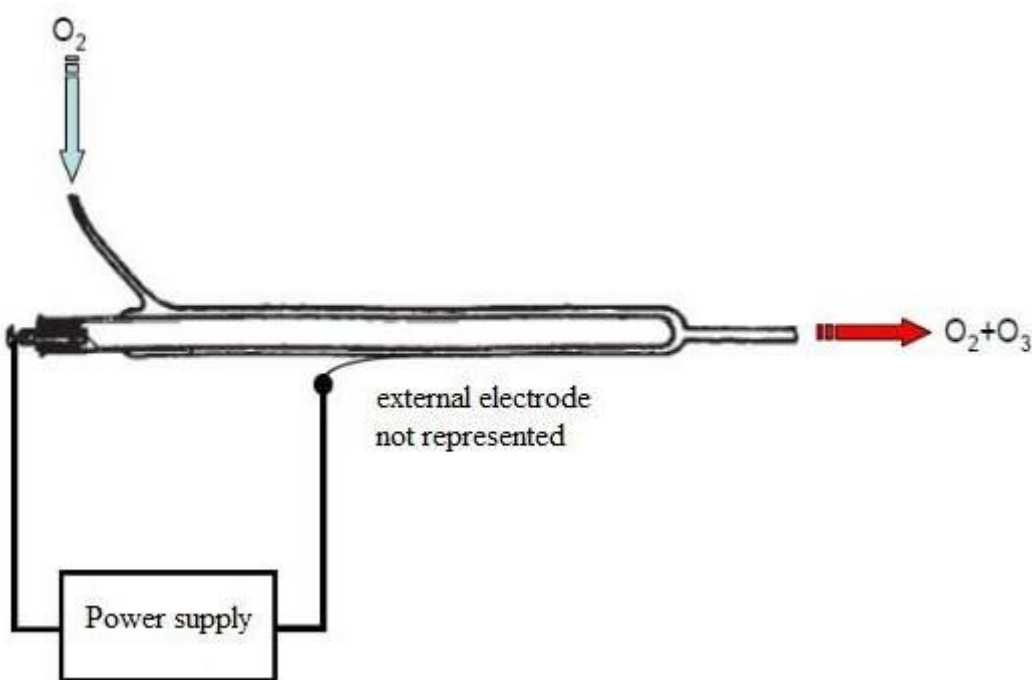


Fig. II-2: Discharge tube of Werner Von Siemens

Depuis les premières observations de Buss en 1932, qui révéla la structure filamenteuse des décharges barrière diélectrique (DBD) à l'aide de dispositifs photographiques et d'un oscilloscope, les recherches sur ces phénomènes n'ont cessé de progresser. Dans les années 1970, les premières modélisations ont permis d'élargir considérablement leurs applications, notamment dans les traitements de surface, le dépôt de couches minces, les lasers, les écrans plats et le traitement des effluents gazeux. Une avancée majeure survient en 1988 avec la découverte, par des chercheurs japonais, d'un régime homogène de DBD à pression atmosphérique. Depuis, les efforts scientifiques se sont intensifiés pour comprendre les mécanismes physiques impliqués. Lorsque le champ

électrique est suffisamment intense, un canal conducteur peut se former entre deux électrodes, risquant de provoquer un arc avec une forte densité électronique (jusqu'à  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). Pour éviter cette transition vers un plasma à haute température, une barrière diélectrique est interposée, limitant la décharge dans le temps grâce à l'accumulation de charges sur le diélectrique, ce qui finit par neutraliser le champ appliqué. Les DBD se définissent ainsi par la circulation d'un courant entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et au moins une couche diélectrique, permettant une décharge contrôlée sans arc destructeur.

Le rôle du matériau diélectrique, dans une décharge barrière diélectrique, est de créer une capacitance en série avec l'espace gazeux. Cette capacitance limite la tension appliquée au gaz, ce qui joue un rôle clé pour éviter la formation d'un arc. De plus, l'accumulation de charges sur le diélectrique, provenant du plasma, réduit progressivement l'intensité du champ électrique et le potentiel appliqué, ce qui finit par éteindre la décharge.

### **II.3-Matériaux diélectriques :**

Les isolants sont des matériaux qui s'opposent fortement au passage du courant électrique grâce à leur très haute résistivité ; des exemples courants incluent la porcelaine, le bois, le verre ou certains plastiques. Parmi ces isolants, les matériaux diélectriques se distinguent par leur capacité à se polariser sous l'effet d'un champ électrique. Dans un diélectrique, les électrons sont liés aux noyaux des atomes et ne peuvent pas circuler librement. Lorsqu'une tension est appliquée, les charges internes se déplacent légèrement : les noyaux sont attirés vers le côté négatif du champ, tandis que les électrons sont attirés vers le côté positif. Cela crée une polarisation, c'est-à-dire un champ électrique interne opposé au champ externe, réduisant ainsi le champ total à l'intérieur du matériau. Dans les matériaux composés de molécules faiblement liées, celles-ci peuvent même se réorienter pour s'aligner avec le champ électrique, renforçant la polarisation. Cette aptitude à se polariser est mesurée par la permittivité relative ou constante diélectrique  $\epsilon_r$ , qui reflète la capacité du matériau à stocker l'énergie électrique. Ainsi, bien que tous les diélectriques soient des isolants, tous les isolants ne sont pas nécessairement de bons diélectriques.

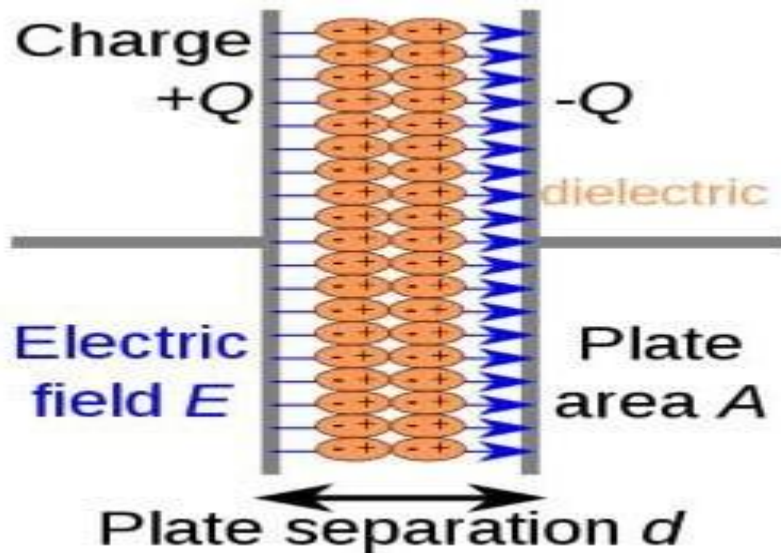


Fig. II-3: Schéma simple d'un condensateur avec un diélectrique

Ainsi, un diélectrique peut être défini comme un isolant capable de se polariser. Par conséquent, tous les diélectriques sont des isolants, mais tous les isolants ne sont pas nécessairement des diélectriques. Cette distinction est importante, car elle explique pourquoi les matériaux diélectriques sont si utiles dans certaines applications électriques et électroniques. Leur capacité à se polariser les rend particulièrement adaptés à la fabrication de condensateurs, où ils servent à stocker les charges électriques entre deux plaques conductrices. Tandis que les isolants classiques servent principalement à empêcher le passage du courant électrique – agissant comme une barrière ou un mur – les diélectriques, eux, jouent un rôle actif en modifiant le comportement du champ électrique et en permettant le stockage temporaire d'énergie.

#### II.4.-Alimentations pour les DBD :

Dans les réacteurs à décharge à barrière diélectrique (DBD), le diélectrique agit comme un isolant électrique. Ce matériau empêche le passage du courant continu, ce qui impose l'utilisation de tensions variables, telles que des signaux alternatifs ou pulsés, pour générer la décharge. Le courant qui circule dans ce système est un courant de déplacement, dépendant à la fois des propriétés du diélectrique (notamment sa constante diélectrique et son épaisseur) et de la variation temporelle de la tension appliquée ( $dv/dt$ ). En pratique, cela signifie que l'alimentation du réacteur DBD doit être soigneusement conçue pour répondre à ces exigences, notamment dans un contexte industriel où la stabilité et l'efficacité du plasma généré sont essentielles (Kogelschatz, 2003).

### II.4.1. Tension alternative

Les alimentations en tension alternative permettent de régler la fréquence ainsi que l'amplitude de la tension appliquée (voir Fig. II-4). En général, avec ce type d'alimentation, le courant ne circule dans le gaz que de manière instantanée, uniquement au moment de la décharge du gaz. Ces décharges correspondent aux pics de courant observés sur le signal fourni par l'alimentation.

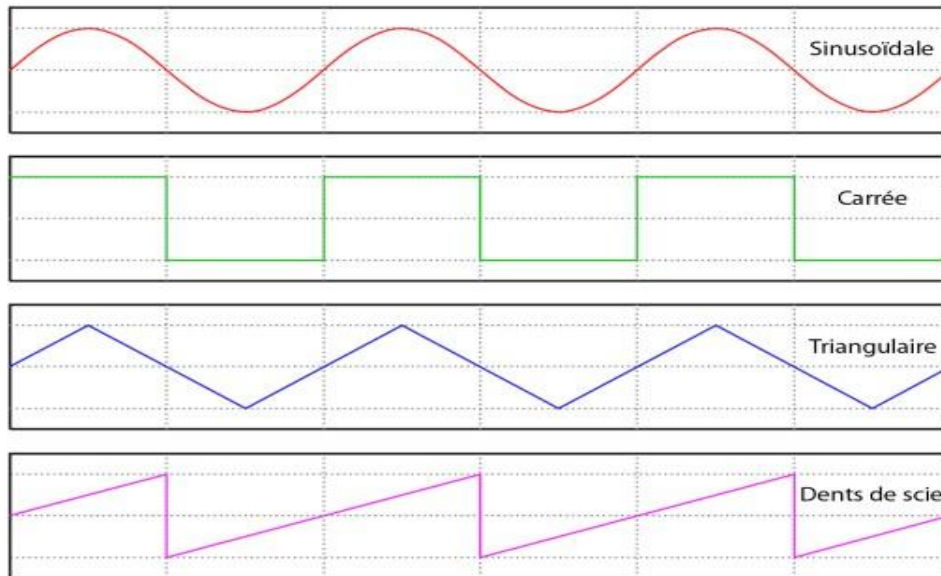


Fig II-4: Tension alternative (formes d'ondes sinusoïdale, carrée, triangulaire et en dents de scie)

### II-4.2-Tension impulsionnelle

Les alimentations impulsionnelles utilisées pour les DBD présentent généralement une amplitude de l'ordre de 10 kV, avec un temps de montée  $T_1$  de l'impulsion d'environ une centaine de nanosecondes, et une fréquence de fonctionnement de l'ordre de plusieurs dizaines de kilohertz

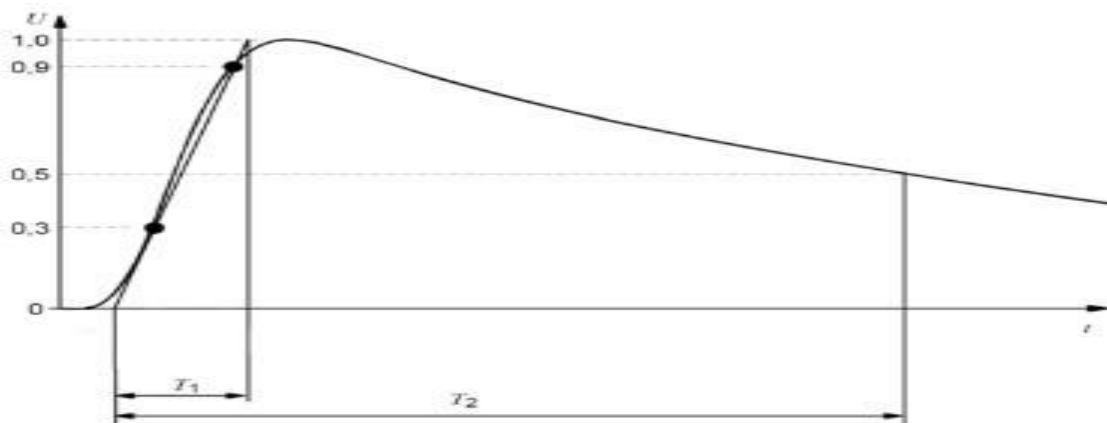


Fig. II-5 : Tension impulsionnelle de foudre (Božidar Filipović-Grčić, 2015)

Les sources de tension impulsionnelle sont actuellement utilisées dans certaines applications spécifiques en raison de leur rendement supérieur, notamment en ce qui concerne la puissance rayonnée, par rapport aux alimentations de type sinusoïdal. Elles permettent d'optimiser l'efficacité énergétique des dispositifs à décharge. Les caractéristiques temporelles d'une impulsion de type foudre sont représentées dans la figure II-5, où le paramètre T2 correspond au temps de demi-amplitude (ou demi-durée de l'impulsion), c'est-à-dire temps nécessaire pour que la tension retombe à la moitié de sa valeur maximale après le pic.

## II.6- Principe des DBD :

Les décharges barrière diélectrique (DBD) reposent sur un mécanisme d'auto-extinction contrôlé par un diélectrique. Lorsqu'une haute tension alternative est appliquée, le gaz s'ionise localement, formant des micro-décharges éphémères. Le diélectrique joue un rôle crucial : il accumule les charges générées, créant un champ électrique opposé qui réduit progressivement la tension dans le gaz ( $V_g = V_{app} - V_{die}$ ), entraînant l'extinction rapide de chaque micro-décharge avant qu'elle ne devienne un arc. À l'inversion de polarité, les charges résiduelles facilitent la formation de nouvelles décharges à d'autres positions, assurant une distribution homogène. Ce processus cyclique permet un fonctionnement stable à pression atmosphérique, idéal pour des applications telles que la génération d'ozone ou les traitements plasma.

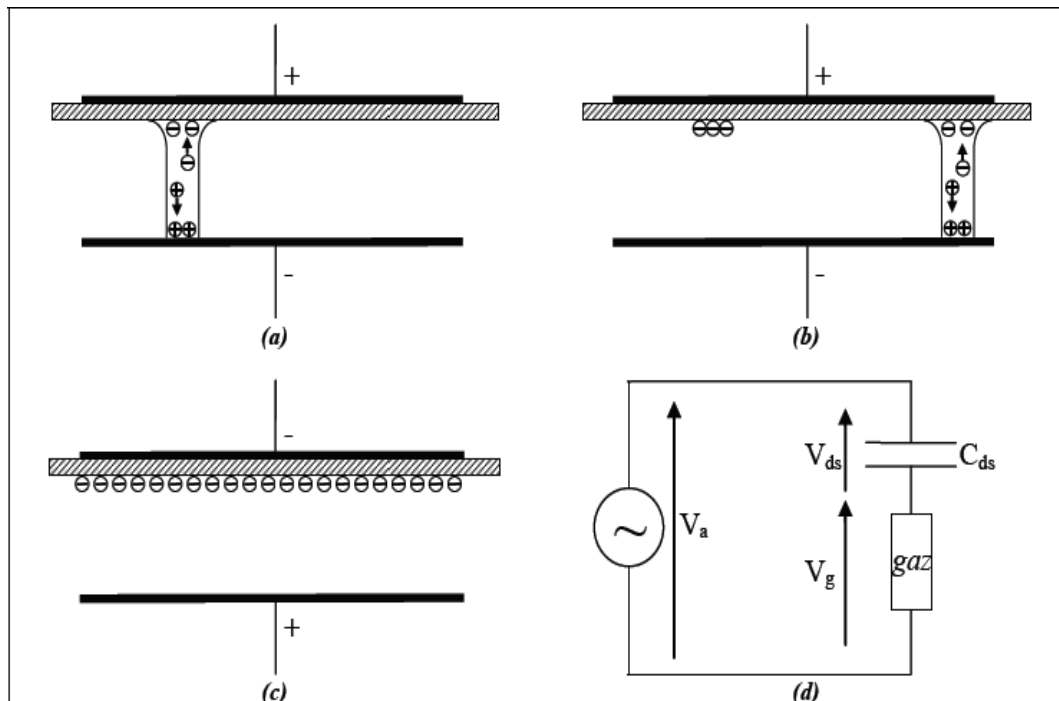


Figure II-6 : Principe de fonctionnement d'une DBD [05]

## II-7-Régimes de décharge a barrière diélectrique

Selon le type de claquage du gaz et la valeur du produit pression-distance ( $p \times d$ ), on peut distinguer deux régimes de décharge dans les systèmes DBD : la décharge filamenteuse et la décharge homogène (Bauville, 2003).

### II-7.1. Décharge filamenteuse

Le mécanisme de rupture d'un gaz est dépendant de la valeur du produit « pression\*distance inter-électrodes » (pd). Pour des valeurs plus élevées supérieures à quelques de Torr.cm, le claquage normalement observé est de type " filamenteuse " (aussi appelé streamer). A pression atmosphérique, les streamers se propagent en quelques dizaines de nanosecondes. Un streamer est une charge d'espace qui se propage de proche en proche, c'est une onde d'ionisation. De telles ondes ont aussi été étudiées pour des pressions de quelques dizaines de millibars [15]. Le mécanisme à l'origine de l'apparition d'un streamer est une avalanche de Townsend appelé avalanche primaire. Deux cas se présentent : soit le streamer se développe en direction de la cathode et on parlera de streamer positif, soit en direction de l'anode et dans ce cas, on parlera de streamer négatif [5]

### II-7.2. Théorie du streamer :

Le claquage dans un gaz à pression atmosphérique commence par la formation d'une avalanche électronique primaire, initiée par un électron isolé appelé électron germe, présent naturellement à cause des rayons cosmiques ou de la radioactivité des matériaux environnants. Sous l'effet d'un champ électrique suffisamment intense (supérieur au champ de claquage), cet électron est accéléré sur une distance correspondant à son libre parcours moyen, acquérant ainsi assez d'énergie pour ioniser les molécules du gaz par collision. Chaque ionisation génère un nouvel électron libre, qui à son tour ionise d'autres molécules, provoquant ainsi une multiplication exponentielle des électrons. Le nombre d'électrons  $N$  après une distance  $x$  dépend du nombre initial  $N_0$ , du coefficient d'ionisation  $\alpha$  (nombre moyen de paires électron/ion créées par unité de longueur) et du coefficient d'attachement  $\eta$  (nombre moyen d'électrons perdus par attachement aux molécules dans un gaz électronégatif), selon la relation  $N = N_0 e^{(\alpha-\eta)x}$ . En raison de leur faible masse, les électrons dérivent beaucoup plus rapidement que les ions positifs sous le champ électrique, ce qui provoque une séparation rapide des charges : les électrons en tête d'avalanche se déplacent vers l'anode tandis que les ions restent en arrière, créant un champ électrique induit opposer au champ extérieur. Cette dynamique génère une région de forte densité électronique ( $10^{-11} \text{ cm}^{-3}$ ) dans la tête de l'avalanche, dont le diamètre radial augmente par diffusion. Toutefois, cette séparation de charges signifie que l'avalanche primaire n'est pas un plasma au sens strict, car

la neutralité électrique locale n'est pas respectée. La séparation des charges crée une charge d'espace qui génère un champ électrique interne colinéaire au champ électrique externe appliqué entre les électrodes. Cette charge d'espace provoque une distorsion du champ électrique total : devant la tête de l'avalanche, les champs externe et induit par la charge d'espace s'additionnent, ce qui renforce localement l'intensité du champ électrique. En revanche, dans la zone située entre les charges positives et négatives, ces deux champs sont opposés, ce qui réduit l'intensité du champ électrique résultant dans cette région. Cette modification locale du champ joue un rôle important dans le développement et la propagation de l'avalanche électronique.

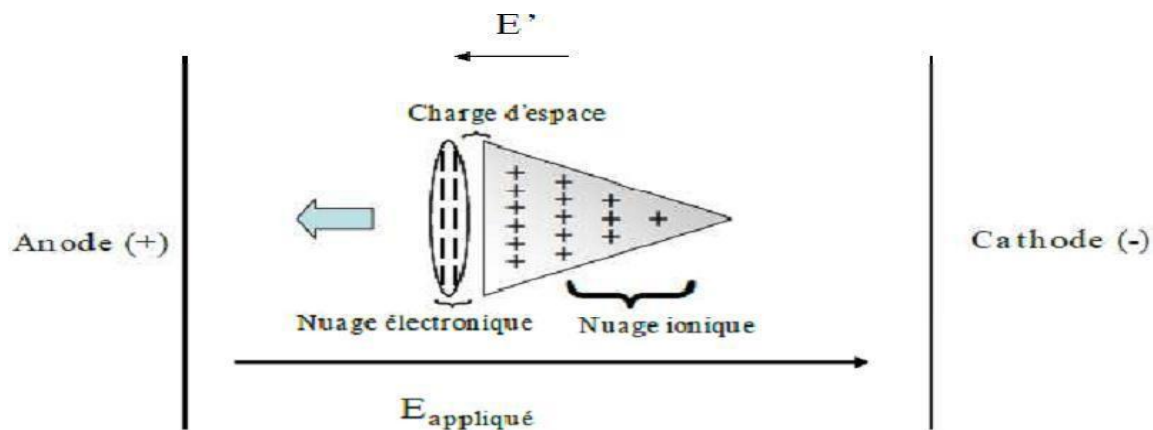


Figure II-7 : mécanisme de type streamer avalanche primaire : création d'une charge [18]

### II.7.2.1-transition avalanche-streamer :

Au processus d'ionisation par collisions électrons-ions s'ajoute un processus de photoionisations qui engendre des avalanches secondaires. Lors de cette étape, il est possible de distinguer deux types de streamer : le streamer négatif et le streamer positif [19]. Pour que l'avalanche primaire puisse se transformer en streamer, elle doit avoir acquis une amplification suffisamment élevée. Cette condition est atteinte lorsque l'avalanche primaire a généré  $10^8$  électrons. Cela équivaut à ce que le champ induit par le dipôle soit l'équivalent du champ appliqué. Ce critère est appelé « critère de Meek » [09].

### II.7.2.2-Formation d'un canal :

Une fois que le streamer atteint l'anode, la phase de claquage se termine et laisse place à la formation d'un filament, c'est-à-dire un canal de décharge étroit, partiellement ionisé. Dans le contexte d'une décharge à barrière diélectrique (DBD), la présence de la couche diélectrique joue un rôle fondamental : elle empêche le filament de se transformer en arc, c'est-à-dire en un canal hautement ionisé et conducteur de courant de forte intensité. Ce contrôle du régime de décharge est visible sur la figure II-8. Grâce au diélectrique, la durée de vie du filament est fortement limitée, ne

dépassant généralement que quelques dizaines de nanosecondes. Dans une configuration classique avec deux électrodes métalliques, en l'absence de barrière diélectrique, si le filament entre en contact avec les deux électrodes et si la source de tension le permet, un canal conducteur stable peut se former et évoluer vers un arc électrique. À l'inverse, dans les DBD, dès que le filament atteint la surface du diélectrique, il dépose des charges sur celui-ci. Ces charges induisent une réduction brutale du champ électrique local dans le gaz, ce qui entraîne l'extinction rapide du filament. Ce mécanisme d'extinction automatique permet ainsi de préserver un régime de décharge non thermique et réparti, caractéristique essentielle des DBD dans les applications de traitement de surface, de stérilisation ou encore de génération d'ozone.

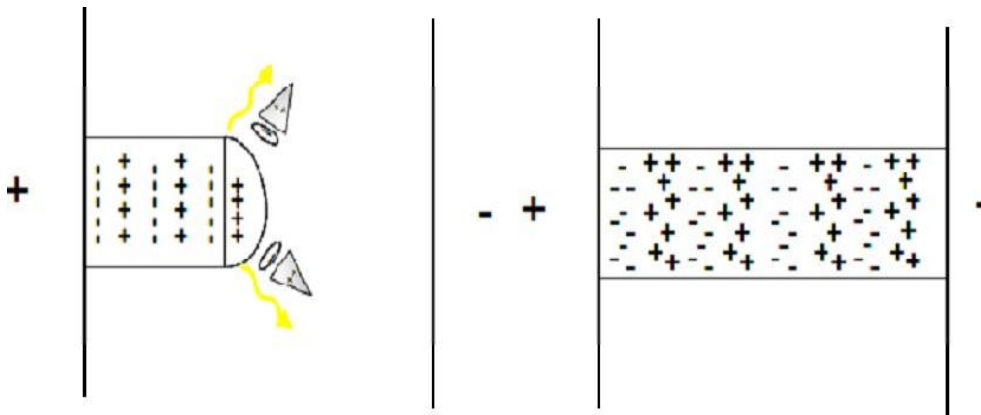


Figure II-8: Création du streamer et développement jusqu'à la transition à l'arc [14]

### II.7.2-décharges homogènes :

L'étude des décharges homogènes à haute pression remonte à 1933, lorsque Engel et al. [11] ont observé ce phénomène dans l'air et l'hydrogène. Toutefois, ces décharges devaient être amorcées à basse pression et requéraient un contrôle strict de la température des électrodes, ce qui les rendait instables et difficilement exploitables. Ce n'est qu'en 1971 que Bartnikas et al. [5] ont identifié un régime de décharge stable dans l'hélium, dans une configuration à barrière diélectrique (DBD), distinct du régime filamentaire habituel. La véritable avancée est survenue en 1987, lorsque Okazaki et al. [12] ont déterminé les conditions d'apparition d'un nouveau type de décharge stable, sans impulsions de courant caractéristiques des micro-décharges filamenteuses. Cette décharge uniforme fut appelée Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique (DLPA), ou Atmospheric Pressure Glow Discharge (APGD). À partir de ces résultats, Kogoma et al. [12] ont exploré différentes configurations DBD, telles que l'usage de grilles métalliques recouvertes de diélectrique, permettant d'étendre le domaine d'application des décharges homogènes dans différents gaz comme l'air, l'argon et l'oxygène. En parallèle, en France, les travaux de Massines et al. [13] ont approfondi la

compréhension des mécanismes physiques des DLPA, en particulier dans l'hélium puis dans l'azote, conduisant à la définition d'un nouveau régime : la Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique (DTPA), également connue sous le nom Atmospheric Pressure Townsend Discharge (APTD) [14]

### **II.7.3-Application des DBD :**

Les applications industrielles des décharges à barrière diélectrique (DBD) sont nombreuses et couvrent un large éventail de domaines scientifiques et technologiques. Ces décharges sont utilisées dans des secteurs aussi variés que le traitement de surface (notamment pour la déposition ou la modification de films minces), la stérilisation, ou encore la réduction des polluants atmosphériques grâce à la génération de rayonnements UV. L'une des premières et plus anciennes utilisations industrielles des DBD est la production d'ozone, un procédé encore largement utilisé aujourd'hui dans le traitement de l'air et de l'eau. La diversité des applications que permettent ces décharges rend leur étude particulièrement motivante, d'autant plus qu'elle ouvre des perspectives variées quant à l'exploitation des résultats obtenus

#### **II.7.3.1-Découverte de l'ozone :**

Est un gaz dont la découverte remonte au début du XIX<sup>e</sup> siècle. En 1840, le chimiste Christian Friedrich Schönbein observa que ce gaz se formait lors des décharges électriques et lui donna le nom d'ozone, qui signifie « sentir » en grec, en raison de son odeur caractéristique. Rapidement, on s'aperçut que l'ozone était un composant naturel de l'air. Schönbein développa des méthodes pour mesurer sa concentration, notamment améliorées plus tard à l'observatoire Montsouris à Paris, fournissant ainsi des données historiques sur les teneurs en ozone avant la révolution industrielle (1876-1910). En 1879, on découvrit que la quasi-totalité des rayons UV-B du soleil était filtrée avant d'atteindre la surface terrestre. L'année suivante, des recherches confirmèrent que cette filtration était due à l'ozone. Toutefois, comme la concentration d'ozone dans la basse troposphère était trop faible pour expliquer cette absorption, on en déduisit que l'ozone était principalement présent dans la haute atmosphère. Au début du XX<sup>e</sup> siècle, des avancées majeures furent faites avec le développement de spectromètres capables de mesurer l'ozone sur toute la colonne atmosphérique, instruments toujours utilisés aujourd'hui, bien que progressivement remplacés par des techniques modernes.

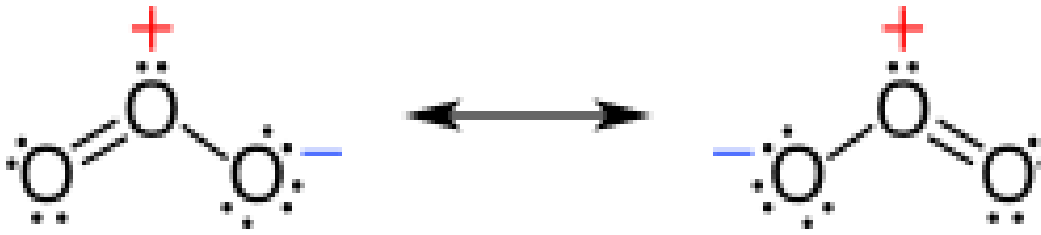


Fig. II-9: Structure de la molécule (<https://fr.wikipedia.org/wiki/Ozone>)

### II.7.3-2-Production d'Ozone :

L'ozone sert essentiellement au traitement de l'eau, en éliminant les bactéries, les virus et les odeurs désagréables. La production d'ozone « O<sub>3</sub> » à pression atmosphérique, est réalisée à partir de l'air (~ 4N<sub>2</sub> + O<sub>2</sub>), de l'oxygène (moléculaire à son état fondamental) « O<sub>2</sub> », ou d'autres mélanges gazeux composés d'oxygène et d'azote « N<sub>2</sub> » (moléculaire à son état fondamental). La (figure II.10) présente le schéma de principe d'un ozoniseur alimenté en oxygène. Ici la DBD est constituée de deux barrières diélectriques coaxiales, la décharge est effectuée dans le volume par lequel le gaz circule. Le courant électrique va convertir une partie du gaz entrant en ozone.

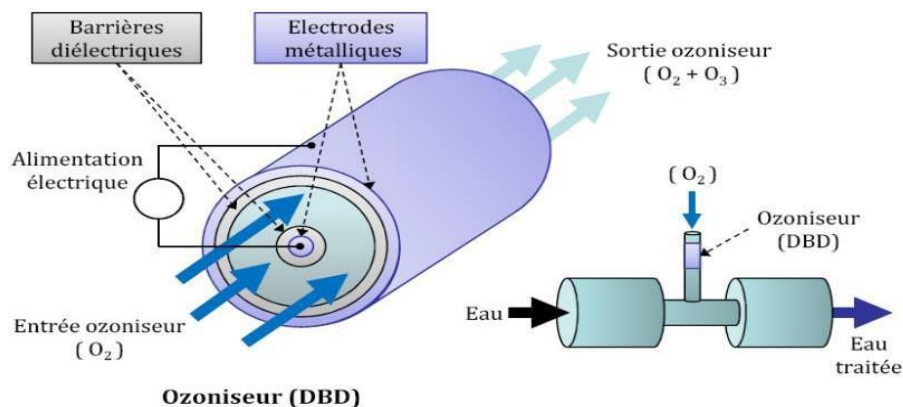


Figure II-10 : Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau [26].

Initialement, l'oxygène à son état fondamental est dissocié, par une collision électronique. (Conséquence du courant électrique de l'alimentation) produisant deux atomes d'oxygène.



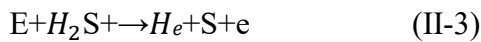
Un atome O, s'associe dans un état excité, avec une molécule O<sub>2</sub>, à l'aide d'une troisième. Espèce M ; ce troisième composant peut être par exemple O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, O ou N<sub>2</sub>. L'Etat excité généré O<sub>3</sub><sup>\*</sup>, Revient à l'Etat stable le plus proche, correspondant à l'ozone O<sub>3</sub>.



Ci-dessus, nous montrons seulement la réaction initialement désirée ; toutefois, dans la Décharge il y a une multitude de réactions ; quelques-unes contribuent à une génération supplémentaire d'ozone, tandis que d'autres sont indésirables, car elles provoquent la destruction de l'ozone ou simplement un surplus de consommation de puissance [17].

### II.7.3.3. Traitement des gaz :

La configuration de DBD mise au point pour la production d'ozone, est également appliquée à la décomposition des gaz toxiques (entrant dans « l'ozoniseur » au lieu de l'oxygène) comme sulfure dihydrogène  $H_2S$ , par des collisions avec : des électrons, des radicaux, des ions ou des photons (rayonnement UV).



Aujourd'hui, la DBD est objet d'étude dans la destruction des gaz d'échappement toxiques, comme le monoxyde de carbone CO, les oxydes d'azote NOx et dans la réduction des émissions à effet de serre, comme le dioxyde de carbone CO<sub>2</sub>, responsables du réchauffement de la planète [11].

En outre, la DBD sert aussi (dans le domaine académique pour le moment) à produire d'hydrogène à partir hydrocarbures ou, afin de faciliter leur transport ; à faire la synthèse de combustibles liquides, comme le méthanol, à partir de gaz produits dans l'extraction pétrolière.

### II.7.3.4. Traitement des surfaces :

Grâce à la caractéristique « homogène » des DBD, elles sont utilisées dans la modification de surfaces ; un exemple est le traitement des plastiques, pour leur permettre de coller facilement ou être réceptifs à l'encre d'impression. La DBD peut être facilement introduite dans le processus industriel de production de papier, en effectuant la décharge entre un rouleau qui fait tourner le papier et une électrode (parfois plusieurs) recouverte par un diélectrique, comme le montre (la figure II-11).

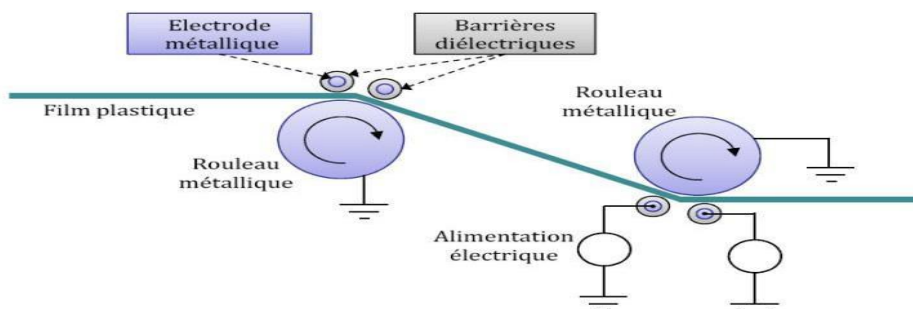


Figure II.11 : Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques [18].

Les DBD sont amplement étudiées pour l'industrie des composants microélectroniques ; elles peuvent être impliquées dans plusieurs étapes de la fabrication d'un circuit intégré. Avec les DBD, il est possible de réaliser des dépôts de surfaces et des gravures, qui sont d'ailleurs très précises. Elles permettent de réaliser des gravures anisotropes, caractéristique nécessaire pour la miniaturisation. Un intérêt de la DBD est la possibilité d'augmenter la pression du réacteur tout en obtenant, grâce à la structure plus homogène dans ce type de décharge, les mêmes résultats que ceux d'un procédé plasma actuel ; en conséquence les coûts de réalisation des puces peuvent chuter énormément, car le travail sous vide est très onéreux [28].

### **II.7.3.5. Eclairage et écrans à plasma :**

Le contact entre l'électrode et le gaz dans les lampes, est la principale source de Contamination du gaz et d'érosion des électrodes ; la DBD est une bonne solution à ce problème, et permet d'augmenter la durée de vie des lampes de nouvelle génération. Elles permettent aussi l'élimination du mercure, qui est un élément dangereux pour la santé. En ce qui concerne l'éclairage, les lampes à DBD, ont également l'avantage de pouvoir produire un rayonnement homogène à travers la surface des électrodes cette propriété est exploitée pour les lampes d'éclairage de fond dans les écrans LCD [12].

Les lampes DBD fluorescentes (en réalité il s'agit de lampes phosphorescentes) sont utilisées pour produire les pixels dans les écrans a plasma elles ont une structure et un principe de fonctionnement similaire à celui des excilampes, qui seront présentées au paragraphe suivant. Elles sont de plus dotées d'un revêtement de poudre phosphorescente à l'intérieur de la paroi externe. La décharge dans le gaz conduit à la production de photons dans la région UV ; ces photons entrent en collision avec la substance phosphorescente, générant ainsi de la lumière visible.

Dans ces lampes DBD, le diélectrique externe (et parfois l'électrode externe qui est transparente) filtre l'UV, ne permettant que le passage de la couleur correspondante à une longueur d'onde visible. Cette longueur d'onde peut être choisie avec la substance fluorescente, ce qui est exploité dans la construction des écrans plats pour la télévision. Un écran plat est constitué par un grand nombre de cellules ou « pixels » (par exemple 1280 en largeur par 1024 en hauteur), chacune constituée par trois mini-lampes phosphorescentes, lune rayonnant dans le rouge, l'autre dans le vert et la troisième dans le bleu. La configuration de la cellule peut être avec des électrodes parallèles ou coplanaires, comme la montre la figure II-12.

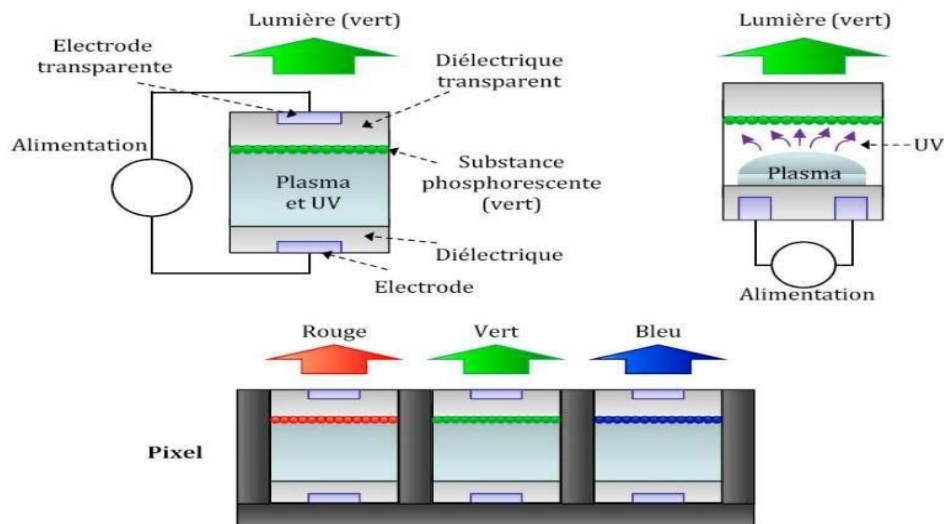


Figure II.12 : La DBD dans les écrans plats à plasma. DBD à électrodes parallèles (gauche). DBD à électrodes coplanaires (droite). Cellule élémentaire ou pixel (bas) [29].

Dans la réalité, chaque cellule est construite de manière beaucoup plus complexe, entre autres, avec un revêtement de  $MgO$  sur les électrodes. Ce matériau protège les diélectriques du bombardement ionique et augmente le coefficient d'émission secondaire, de telle sorte que la tension de claquage diminue. La tonalité finale de la couleur pour chaque DBD est obtenue, par le nombre de décharges effectuées pendant un cycle de rafraîchissement de l'écran

### II.7.3.6-Excilampes :

Une application spécifique des DBD concerne les dispositifs destinés à produire un rayonnement UV, créé par des excimères ou des exciplexes que nous présenterons plus loin dans cette section. Parmi les applications les plus courantes de ces lampes, basées sur l'utilisation du rayonnement UV produit, nous trouvons : les traitements dermatologiques, la stérilisation de l'eau et les procédés pour la microélectronique. Les lampes à espèces excitées, excimères ou exciplexes, présentent des avantages par rapport aux techniques classiques de production d'UV [13].

1. Elles n'utilisent pas le mercure dans le mélange gazeux, évitant des conséquences graves pour la santé et l'environnement ;
2. Elles n'ont pas besoin d'un système de chauffage du gaz (mercure) et peuvent être employées dans des applications à basse température (régime luminescente au lieu du régime d'arc) ;
3. Leur spectre d'émission peut être réglé avec le mélange gazeux, avec multiples choix..

### II.7.3.7-Applications médicales :

Les applications biomédicales du plasma ont été limitées jusqu'à à la dernière décade aux plasmas thermiques utilisés pour la cautérisation et la dissection, et utilisés pour l'électrochirurgie pour dessécher le tissu en le traversant par un courant électrique. D'autres types d'applications biomédicales des plasmas basés toujours sur des températures élevées locales sont ensuite apparus, tel que le coagulateur à plasma d'argon (APC) pour la cautérisation et la dévitalisation des tissus. Parmi les applications chirurgicales du coagulateur à plasma d'argon on trouve la chirurgie de la peau, la chirurgie des tumeurs du cerveau, la gastroentérologie, la chirurgie du sein, l'endoscopie bronchologique, la gynécologie, la chirurgie viscérale et l'urologie. Cependant, les plasmas thermiques interagissent avec les tissus vivants, principalement par la chaleur, ce qui dans certains cas n'est pas souhaitable, voir contre indiqué. Les plasmas froids non thermiques créés à la pression atmosphérique, tels que les décharges DBD, grâce à leur fonctionnement à des températures proches de l'ambiante et leur capacité à produire des radicaux, des ions, des électrons, des UV et un champ électrique, ont permis ces dernières années le développement de nouvelles applications en biomédicale. Parmi les applications les plus étudiées, nous citons la coagulation du sang, le traitement de cellules cancéreuses, la cicatrisation des plaies, l'odontologie et la stérilisation. Cette dernière application est lune de premières qui a été développée et sera présentée avec plus de détails dans le prochain paragraphe.[01]

## II.8. CONCLUSION :

La décharge à barrière diélectrique (DBD) en conditions atmosphériques constitue une technologie clé pour la génération de plasma froid, grâce à sa capacité à fonctionner sans vide ni dispositifs complexes de confinement. L'étude de son fonctionnement a montré que la présence du diélectrique limite le passage du courant, empêche l'arc électrique et permet d'obtenir des régimes stables de décharge, allant du filamentaire à l'homogène, selon les paramètres appliqués (tension, fréquence, nature du gaz, pression et géométrie des électrodes).

Ce type de décharge présente de nombreux avantages : simplicité de mise en œuvre, fonctionnement à pression atmosphérique et grande adaptabilité à différents gaz ou mélanges. Ces caractéristiques en font un outil attractif pour des applications variées telles que la génération d'ozone, le traitement de surfaces, la stérilisation, ou encore la dépollution de l'air.

En revanche, la DBD reste soumise à certaines limitations, notamment la difficulté de contrôler la transition entre les régimes de décharge, les pertes énergétiques dues aux micro-décharges, ainsi que l'instabilité du plasma dans certaines conditions expérimentales. Ces aspects nécessitent une optimisation fine des paramètres opératoires afin d'assurer une efficacité énergétique et une homogénéité du plasma.

En résumé, la décharge DBD atmosphérique offre un compromis intéressant entre accessibilité technologique et potentiel applicatif. Elle constitue une base solide pour le développement de procédés innovants dans le domaine des plasmas froids, ouvrant la voie à des recherches futures sur l'optimisation des conditions de décharge et l'élargissement de ses applications industrielles.

**Référence chapitre II :**

[01] U. Konelschatz, B. Eliasson, and W. Egli, Dielectric-barrier discharges. Principle and applications, J. Phys. IV France 7, p. c4-47 (1 997).

[02] H. Zou and D.W Smith, Advanced technologies in water and wastewater treatment, Can. J. Eng. 28, p. 49 (2001)

## Introduction

[03] J. Hoigne, The chemistry of ozone in water, in process technology for water treatment, S. Stucki, (Ed.), New York, Plenum publishing corp., 1988.

[04] J. Hoign'e and H. Bader, Rate constants of reaction of ozone with organic and inorganic compounds in water- II. Dissociating organic compounds, Water Res. 17, p.185 (1983)

[05] M.B. Rubin, The history of ozone. The Sch"onbein period, 1839-1868, Bull. Hist. Chem. 26, p.40 (2001)

[06] R. Cramariuc, G. Marin, D. Martinb, B. Cramariuc et al., Contribution to electrical discharge electron beam system for flue gas cleaning method, Radiation Physics and Chemistry 57, p. 501 (2000)

[07] N. Naudé, " Etude Electrique de la Physique d'une Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique et de son Inter action avec un Générateur : Modèle et Expérience ; " thèse de doctorat, université paul sabatier ,2005.

[08] Rafael Diez Medina " Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge à barrière diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement , " thèse de doctorat ,université de toulouse, 16 octobre 2008

[09] J.M. Meek, j.d. graggs, Electrical breakdown of gases, clarendon, oxford (1953) 21. engel.v, 1933.

[10] Yu. P. Raizer, in: Gas Discharge Physics, Springer-Verlag, Berlin (1991).

[11]21. Engel.v, 1933. [28] Bartnikas.R note on discharges in helium under a.c. conditions. phys. d-appl. phys., 1968: p. 659-661.

[12] Kazaki.S, 1987

[13] Okazaki.S, et al., Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using 50Hz source.J. Phys. D: Appl. Phys. , 1993. 26: p. 889-892

[14] Massines.F, Mayoux.C, and Ségur.P, Proc. 10 th Int . Conf . Gas Disch. And Appl.,Swansea, 1992: p. 730.

[15] Rafael Diez Medina " Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge à barrière diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement , " thèse de doctorat ,université de toulouse, 16 octobre 2008

[16] Katia Allegraud, "Décharge à barrière diélectrique de surface: physique et procédé"thèse de doctorat , ecole polytechnique x, français2008. [24] J.M. Meek, j.d. graggs, Electrical breakdown of gases, clarendon, oxford (1953) 21. engel.v, 1933.

[17] Alban Sublet, "Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium," ingénieur en physique appliquée et instrumentation, université de savoie,2007

[18] Latrous Abdelhadi, " Modélisation électrique d'une décharge à barrières diélectriques DBD "thèse de magister, université mohamed boudiaf. ,2014.

[19] Yu. P. Raizer, in: Gas Discharge Physics, Springer-Verlag, Berlin (1991).

[20] Dubus –Nicolas laboratoire d'études thermiques, consumer 6608, 40, avenue du recteur pineau, 86022 Poitiers contribution à l'étude thermique d'un réacteur à décharge à barrière diélectrique, thèse de doctorat ,université paul sabatier, 2009.

## CHAPITRE III :

---

*Modélisation de la décharge à barrière  
diélectrique dans l'oxygène pur*

---

### III.1. Génération d'ozone par DBD en oxygène pur

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) représentent aujourd'hui une technologie de référence pour la production d'ozone, utilisée dans des domaines variés tels que la purification de l'air, le traitement des eaux, la stérilisation et certaines applications industrielles avancées, leur principal avantage résidant dans la possibilité d'opérer à pression atmosphérique et de générer l'ozone *in situ*, ce qui permet d'éviter les contraintes liées à l'instabilité intrinsèque de la molécule dont la demi-vie reste fortement dépendante de la température et de la présence de composés oxydables (E3S Conf., 2025), l'ozone est particulièrement recherché pour sa forte capacité oxydante avec un potentiel de 2,07 V qui le rend apte à neutraliser une large gamme de contaminants incluant les composés organiques, les bactéries, les odeurs et divers polluants industriels, toutefois sa génération demeure énergivore et nécessite une optimisation fine des paramètres de décharge puisque plusieurs facteurs tels que la tension et la fréquence d'alimentation, la géométrie des électrodes, la nature du diélectrique, la composition et la température du gaz ainsi que le débit influencent directement le rendement (ScienceDirect, 2025), deux principaux régimes de décharge sont observés, le mode glow où la décharge homogène maintient la température du gaz autour de 300–310 K avec un rendement énergétique pouvant atteindre 340 g/kWh, et le mode streamer où la décharge filamentaire provoque un échauffement marqué du gaz entre 440 et 465 K favorisant la recombinaison destructrice de l'ozone et réduisant l'efficacité énergétique à environ 160 g/kWh (ResearchGate, 2024), face à ces limitations les recherches récentes se sont orientées vers des stratégies innovantes telles que l'intégration d'électrodes multi-trous ou perforées améliorant l'homogénéité du champ électrique, l'utilisation de systèmes de refroidissement intégrés par air forcé ou modules Peltier afin de limiter la recombinaison thermique, ainsi que le développement de réacteurs hybrides DBD combinant des décharges surfaciques et volumétriques pour accroître la densité de plasma actif tout en réduisant la consommation énergétique (MDPI Atmosphere, 2025), enfin la modélisation numérique unidimensionnelle ou bidimensionnelle s'impose comme un outil incontournable pour analyser l'impact de chaque paramètre sur la cinétique de l'ozone et guider la conception des réacteurs, en identifiant les conditions de fonctionnement offrant un compromis optimal entre rendement énergétique, stabilité des espèces réactives et durabilité du procédé (arXiv, 2025), ainsi la production d'ozone par DBD en oxygène pur constitue un champ de recherche dynamique où l'optimisation énergétique et la maîtrise des régimes de décharge apparaissent comme des leviers essentiels pour améliorer l'efficacité et élargir les applications industrielles et environnementales de cette technologie.

### III.1.2. Materials and Methods

#### 2.1. Équations du modèle :

Le comportement des électrons dans une décharge à barrière diélectrique (DBD) est décrit à partir des équations de continuité tenant compte à la fois de leur densité et de leur énergie.

La densité électronique est régie par l'équation suivante [23] :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e \dots \dots \dots (III-1)$$

où  $n_e$  représente la densité électronique,  $\Gamma_e$  le flux électronique, et  $R_e$  le terme source qui regroupe les processus de création et de perte tels que l'ionisation et l'attachement.

Le flux électronique est généralement exprimé à l'aide de l'approximation de dérive-diffusion :

$$\Gamma_e = v_e n_e = -\mu_e n_e E - D_e \nabla n_e \dots \dots \dots (III-2)$$

où  $\mu_e$  désigne la mobilité électronique,  $D_e$  le coefficient de diffusion électronique, et  $E$  le champ électrique.

L'énergie des électrons est quantifiée par une équation de bilan énergétique :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_s + E \cdot \Gamma_e = R_s \dots \dots \dots (III-3)$$

Le flux d'énergie est donné par :

$$\Gamma_s = -\mu_s n_s E - D_s \nabla n_s \dots \dots \dots (III-4)$$

où  $\varepsilon$  représente l'énergie moyenne,  $n_s$  la densité d'énergie électronique,  $\Gamma_s$  le flux d'énergie,  $R_s$  le terme de perte ou de gain d'énergie lors des collisions,  $\mu_s$  la mobilité énergétique et  $D_s$  le coefficient de diffusion énergétique.

L'énergie moyenne des électrons est calculée à partir du rapport :

$$\varepsilon = \frac{n_s}{n_e} \dots \dots \dots (III-5)$$

Enfin, la perte d'énergie électronique est déterminée par la somme des pertes collisionnelles sur l'ensemble des réactions considérées :

$$R_\varepsilon = \sum_{j=1}^P x_j k_j N_n n_e \Delta \varepsilon_j \dots \dots \dots (III-6)$$

où  $x_j$  est la fraction molaire de l'espèce cible dans la réaction  $j$ ,  $k_j$  le coefficient cinétique correspondant,  $N_n$  la densité totale des neutres, et  $\Delta \varepsilon_j$  l'énergie perdue lors de la collision.

La densité numérique des neutres  $N_n$ , la perte d'énergie  $\Delta\varepsilon_j$  issue de la réaction  $j$ , ainsi que  $P$ , représentent respectivement la densité totale des neutres, l'énergie perdue lors d'une collision inélastique et le nombre total de réactions électron-neutre inélastiques prises en compte.

Le champ électrique est obtenu à partir de l'équation de Poisson :

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla V) = \rho_s \dots\dots\dots(\text{III-7})$$

où  $V$  désigne le potentiel électrostatique,  $\varepsilon_r$  la permittivité relative du milieu,  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide, et  $\rho_s$  la densité de charge d'espace.

Cette densité de charge est calculée automatiquement par le modèle en fonction de la chimie plasma définie :

$$\rho_s = q(\sum_{k=1}^N Z_k n_k - n_e) \dots\dots\dots(\text{III-8})$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $Z_k$  la charge de l'espèce ionique  $k$ , et  $n_k$  sa densité numérique.

Le déplacement électrique est défini par :

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon_r E \dots\dots\dots(\text{III-9})$$

où  $D$  représente le vecteur déplacement électrique et  $E$  le champ électrique.

## 2.2. Conditions aux limites

Les surfaces diélectriques adjacentes à la zone où le plasma se forme sont soumises à une accumulation de charges de surface, traduite par la condition aux limites suivante :

$$-\mathbf{n} \cdot (D_1 - D_2) = \rho_s \dots\dots\dots(\text{III-10})$$

L'évolution temporelle de la densité de charge de surface est donnée par :

$$\frac{d\rho_s}{dt} = \mathbf{n} \cdot J_i + \mathbf{n} \cdot J_e \dots\dots\dots(\text{III-11})$$

où  $\rho_s$  correspond à la densité de charge de surface,  $D_1$  et  $D_2$  au déplacement électrique de part et d'autre de la surface,  $\mathbf{n} \cdot J_i$  à la densité de courant ionique total aux parois, et  $\mathbf{n} \cdot J_e$  à la densité de courant électronique total aux parois (repérées par les frontières 0 et 1, Figure 1).

### 2.3. Potentiel électrique :

La décharge est excitée par une tension appliquée de 6000 V, avec une fréquence élevée de 10 kHz, sous pression atmosphérique et pour une température du gaz de 300 K. La forme de l'onde appliquée est décrite par :

$$V_{rf} = 6000 \cdot \sin(2\pi ft) \quad \dots\dots(III-12)$$

### 2.4. Conditions initiales

Les conditions initiales de la simulation supposent la présence d'un faible nombre d'électrons « germes » dans l'entrefer de décharge (Figure 1), définis par :

$$n_{e,0} = 10^6 \text{ m}^{-3}$$

L'énergie électronique initiale moyenne est fixée à :

$$\varepsilon = 5 \text{ eV}$$

### 2.5. Méthode de pas de temps

Un schéma implicite d'intégration temporelle basé sur la **Backward Differentiation Formula (BDF)** a été utilisé afin de traiter la raideur des équations gouvernantes. Une stratégie adaptative de pas de temps a été adoptée, avec une valeur initiale de :

$$\Delta t = 1 \times 10^{-11} \text{ s}$$

Le solveur ajuste dynamiquement le pas de temps pour capturer avec précision les comportements transitoires rapides lors des phases de claquage et de relaxation.

### 2.6. Discrétisation spatiale et maillage

Le domaine de simulation, correspondant à un entrefer de **1 mm**, a été discrétisé en **200** nœuds spatiaux uniformes. Cette densité de maillage a été choisie suite à une analyse de sensibilité, afin de reproduire correctement les forts gradients des paramètres du plasma, en particulier au voisinage des surfaces diélectriques.

### 2.7. Configuration du solveur et critères de convergence

Le système algébrique non linéaire issu de la discrétisation temporelle et spatiale a été résolu par une itération de Newton-Raphson complètement couplée.

À chaque itération, le système linéaire a été pris en charge par un solveur itératif efficace avec préconditionnement approprié pour garantir robustesse et rapidité. Les critères numériques retenus

sont :

- Tolérance relative :  $1 \times 10^{-4}$
- Tolérance absolue :  $1 \times 10^{-12}$
- Nombre maximal d'itérations non linéaires : 50 par pas de temps

La convergence est vérifiée en fonction de la norme résiduelle des variables de solution et de la conservation de la charge dans le domaine.

## 2.9. Description de la géométrie du modèle

Le processus a été modélisé dans une configuration unidimensionnelle, constituée de deux plaques parallèles recouvertes d'un matériau diélectrique de permittivité relative  $\epsilon_r = 10$  et d'une épaisseur de **2 mm**.

L'entrefer de **1 mm** est rempli d'un mélange gazeux d'argon et de méthane, comme illustré dans la Figure 1.

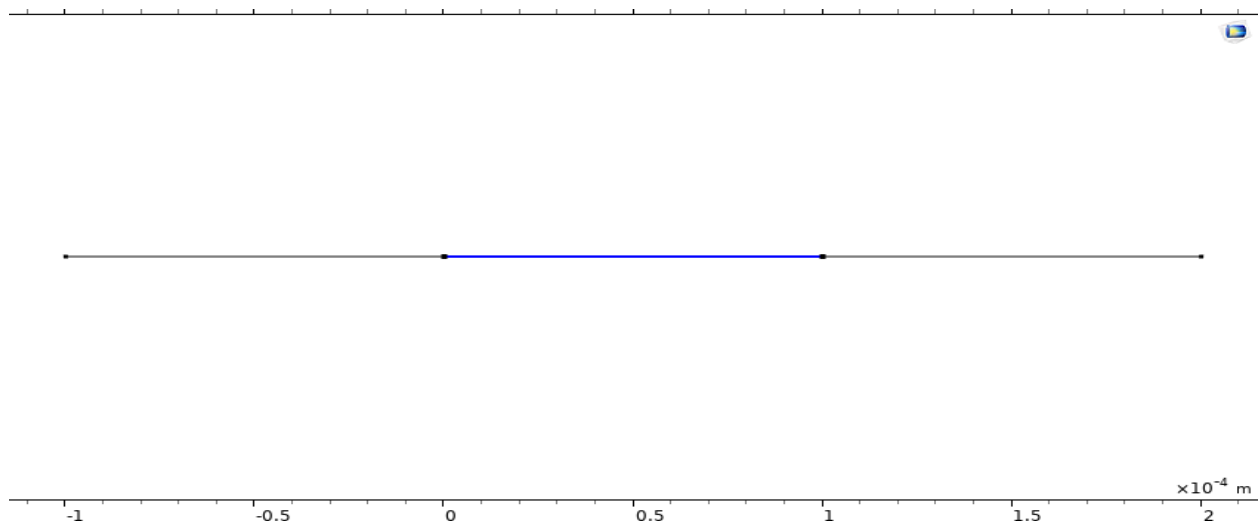


Figure 1. Modèle géométrique 1D de la décharge à barrière diélectrique

## III .2. Données de base des particules chargées dans l'oxygène

### III.2.1 Mobilité ionique

Dans le cadre de notre modélisation, les coefficients de mobilité des ions en oxygène pur sont issus des travaux de Zhilong Zou (2016) et de G. Sinnott (1968). Ces données, exprimées en mobilité réduite  $K$ , sont résumées dans le Tableau IV-1. Elles jouent un rôle fondamental dans la description du transport des charges et influencent directement la dynamique de la décharge plasma dans l'oxygène.

Tableau III-1 : Mobilité des ions de l'oxygène

| Ions          | Mobilité mesurée $\mu \times 10^{-4} \text{ (m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$ | Référence |               |
|---------------|--|-----------|---------------|
| Ions négatifs | O <sup>-</sup>   | 3.20      | Zou, 2016     |
|               | O <sub>2</sub> <sup>-</sup>  | 2.17      |               |
|               | O <sub>3</sub> <sup>-</sup>  | 2.56      |               |
| Ions positifs | O <sup>+</sup>   | 3.68      | Sinnott, 1968 |
|               | O <sub>2</sub> <sup>+</sup>  | 2.23      |               |
|               | O <sub>3</sub> <sup>+</sup>  | 2.08      |               |

### III.2.2 Section efficace des électrons-Oxygène :

Les sections efficaces pour O<sub>2</sub>, O et O<sub>3</sub>, issues de la compilation de Phelps disponible sur le site LXcat, sont représentées respectivement dans la figure IV-1, la figure IV-2 et la figure IV-3.

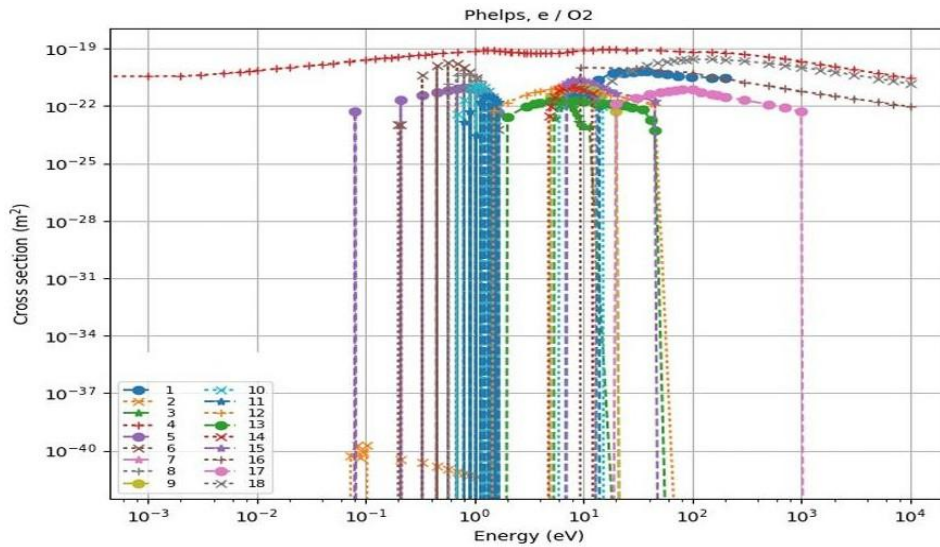


Fig. III-1 : Section efficace des molécules d'oxygène

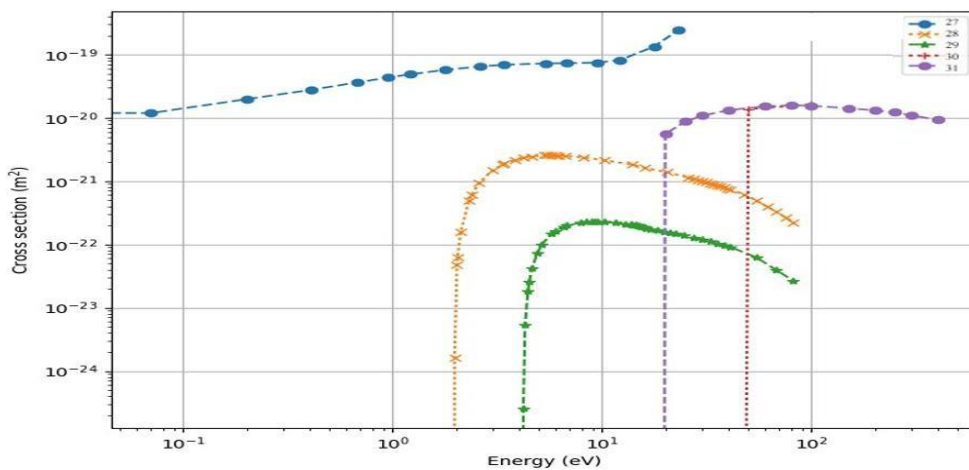


Fig. III-2 : Section efficace de l'atome d'oxygène

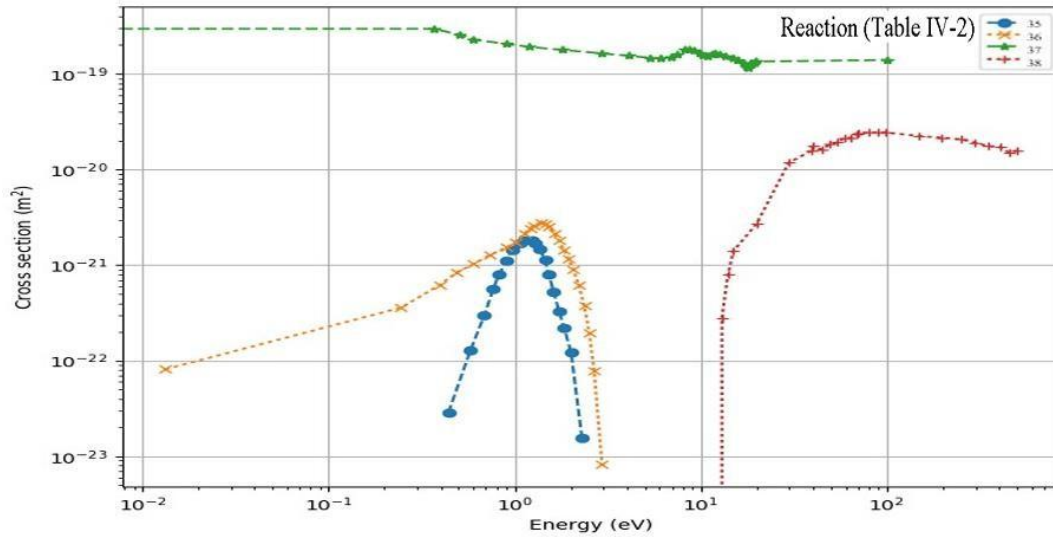


Fig. III-3 : Section efficace de l'ozone

La section efficace de transfert de moment de l'oxygène (O) est définie pour toutes les énergies électroniques. Elle présente une diminution notable entre 1 et 6 eV en raison de la faible contribution des diffusions inélastiques. On observe des résonances rotationnelles et vibrationnelles à basse énergie, ainsi que des résonances vibrationnelles plus larges vers 9 eV. L'excitation à 8,4 eV et l'ionisation se distinguent par des sections efficaces relativement élevées, en particulier à haute énergie.

### III.2.3. Réactions chimiques primaires :

Cette partie consiste à établir 155 réactions chimiques impliquant 18 espèces présentes dans l'espace de décharge d'oxygène. Ces espèces sont : l'électron, O, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, O<sub>2</sub><sup>-</sup>, O<sup>-</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, O<sub>4</sub><sup>+</sup>, O<sub>2</sub>(aΔ), O<sub>2</sub>(aΣ), O<sub>2</sub>(bΣ), O<sub>2</sub>(4.5V), O<sub>2</sub>(D) et O<sub>2</sub>(S).

Tableau III-2 : Ensemble des réactions pour l'oxygène

| No. | Réaction                                | Coefficient de vitesse [m³/s·mol ou m⁶/s·mol() ou 1/s()] | Ref            |
|-----|---|--|----------------|
| 1   | $e + O_2 \rightarrow e + O_2$           | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 2   | $e + O_2 \rightarrow O + O^-$           | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 3   | $e + O_2 \rightarrow e + O_2$           | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 4   | $e + O_2 \rightarrow e + O_2$           | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 5   | $e + O_2 \rightarrow e + O_2$           | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 6   | $e + O_2 \rightarrow e + O_2$           | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 7   | $e + O_2 \rightarrow e + O_2$           | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 8   | $e + O_2 \rightarrow e + O_2$           | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 9   | $e + O_2 \rightarrow e + O_2$           | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 10  | $e + O_2 \rightarrow e + O_2(a1\Delta)$ | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 11  | $e + O_2(a1\Delta) \rightarrow e + O_2$ | Cross section  | (phelps, 2019) |
| 12  | $e + O_2 \rightarrow e + O_2(b1\Sigma)$ | Cross section  | (phelps, 2019) |

|    |                                     |                                     |                              |
|----|-------------------------------------|-------------------------------------|------------------------------|
| 13 | $e+O2(b1\Sigma)\rightarrow e+O2$    | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 14 | $e+O2\rightarrow e+O2(4,5eV)$       | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 15 | $e+O2(4,5eV)\rightarrow e+O2$       | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 16 | $e+O2\rightarrow e+O+O$             | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 17 | $e+O2\rightarrow e+O+O(1D)$         | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 18 | $e+O2\rightarrow e+O+O(1D)$         | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 19 | $e+O2\rightarrow e+e+O2^+$          | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 20 | $e+O2\rightarrow e+e+O+O^+$         | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 21 | $e+O2(a1\Delta)\rightarrow e+O+O$   | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 22 | $e+O2(a1\Delta)\rightarrow 2e+O2^+$ | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 23 | $e+O2(b1\Sigma)\rightarrow e+O+O$   | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 24 | $e+O2(b1\Sigma)\rightarrow 2e+O2^+$ | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 25 | $e+O2(4,5eV)\rightarrow e+O+O$      | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 26 | $e+O2(4,5eV)\rightarrow 2e+O2^+$    | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 27 | $e+O\rightarrow e+O(1D)$            | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 28 | $e+O(1D)\rightarrow e+O$            | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 29 | $e+O\rightarrow e+O(1S)$            | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 30 | $e+O(1S)\rightarrow e+O$            | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 31 | $e+O\rightarrow 2e+O^+$             | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 32 | $e+O(1D)\rightarrow e+O(1S)$        | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 33 | $e+O(1D)\rightarrow 2e+O^+$         | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 34 | $e+O(1S)\rightarrow 2e+O^+$         | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 35 | $e+O3\rightarrow e+O3$              | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 36 | $e+O2\rightarrow O2^- +O$           | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 37 | $e+O3\rightarrow O^- +O2$           | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 38 | $e+O3\rightarrow 2e+O3^+$           | Cross section                       | (phelps, 2019)               |
| 39 | $e+O^+ \rightarrow O$               | $2.9e-19*Te^{-0.66}$                | A I Florescu-Mitchell, 2006) |
| 40 | $e+O2^+ \rightarrow O+O$            | $0.32*1.5e-14*Te^{-0.7}$            | A I Florescu-Mitchell, 2006) |
| 41 | $e+O2^+ \rightarrow O+O(1D)$        | $0.43*1.5e-14*Te^{-0.7}$            | A I Florescu-Mitchell, 2006) |
| 42 | $e+O2^+ \rightarrow O(1D)+O(1D)$    | $0.2*1.5e-14*Te^{-0.7}$             | A I Florescu-Mitchell, 2006) |
| 43 | $e+O2^+ \rightarrow O(1D)+O(1S)$    | $0.04*1.5e-14*Te^{-0.7}$            | A I Florescu-Mitchell, 2006) |
| 44 | $e+O3^+ \rightarrow O+O+O$          | $0.94*7.37e-13* (0.026/Te)^{0.55}$  | (V Zhaunerchyk, 2007)        |
| 45 | $e+O3^+ \rightarrow O2+O$           | $0.006*7.37e-13* (0.026/Te)^{0.55}$ | (V Zhaunerchyk, 2007)        |
| 46 | $e+O2+O2\rightarrow O2^- +O2$       | $2.46e-42^*$                        | (Kossyi IA, 1992)            |
| 47 | $e+O+O2\rightarrow O^- +O2$         | $1.00e-43^*$                        | (J T Gudmundsson, 2001)      |
| 48 | $e+O+O2\rightarrow O+O2^-$          | $1.00e-43^*$                        | (J T Gudmundsson, 2001)      |
| 49 | $e+O3+O2\rightarrow O3^- +O2$       | $1.00e-43^*$                        | (J T Gudmundsson, 2001)      |
| 50 | $O^- +O\rightarrow O2+e$            | $1.90e-16^{**}$                     | (S G Belostotsky, 2005)      |

|     |  |  |                            |
|-----|--|--|----------------------------|
| 51  | $O^- + O_2 \rightarrow O_3 + e$                          | $5.00e-21^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 52  | $O^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O$                        | $5.30e-16^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 53  | $O_2^- + O \rightarrow O_3 + e$                          | $1.50e-16^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 54  | $O_2^- + O \rightarrow O^- + O_2$                        | $3.30e-16^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 55  | $O_2^- + O_2 \rightarrow O_2 + O_2 + e$                  | $2.7e-16 * (T/300)^{0.55} * \exp(-5590/T)$ | (S G Belostotsky, 2005)    |
| 56  | $O_2^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O_2$                    | $4.00e-16^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 57  | $O_3^- + O \rightarrow O_2 + O_2 + e$                    | $3.00e-16^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 58  | $O_3^- + O \rightarrow O_2^- + O_2$                      | $3.2e-16 * (T/300)^{0.5}$                  | (J T Gudmundsson, 2001)    |
| 59  | $O_3^- + O_3 \rightarrow O_2 + O_2 + O_2 + e$            | $1.00e-16^*$                               | (Kossyi IA, 1992)          |
| 60  | $O^- + O_2 + O_2 \rightarrow O_3^- + O_2$                | $1.1e-42 * (300/T)^*$                      | (Kossyi IA, 1992)          |
| 61  | $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$                        | $2e-17 * (T/300)^{0.5}$                    | (Kossyi IA, 1992)          |
| 62  | $O^+ + O_3 \rightarrow O_2^+ + O_3$                      | $1.00e-16^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 63  | $O^+ + O + O_2 \rightarrow O_2^+ + O_2$                  | $1.00e-41^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 64  | $O_2^- + O_2(a1\Delta) \rightarrow O_2 + O_2 + e$        | $7.00e-16^{**}$                            | (Anthony Midey, 2008)      |
| 65  | $O^- + O_2(a1\Delta) \rightarrow O_3 + e$                | $6.10e-17^{**}$                            | (Anthony Midey, 2008)      |
| 66  | $O^- + O_2(a1\Delta) \rightarrow O_2^- + O$              | $7.3e-16 * \exp(-890/T)$                   | (Anthony Midey, 2008)      |
| 67  | $O_2^- + O_2(b1\Sigma) \rightarrow O_2 + O_2 + e$        | $3.60e-16^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 68  | $O^- + O_2(b1\Sigma) \rightarrow O_2 + O + e$            | $6.90e-16^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 69  | $O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$                          | $1.43e-20 * (T/300)^{4.13}$                | (Kossyi IA, 1992)          |
| 70  | $O + O + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$                      | $1.56e-45 * (T/300)^{3*}$                  | (Leu, 1982)                |
| 71  | $O + O_2 + O_2 \rightarrow O_3 + O_2$                    | $6e-46 * (T/300)^{-1.7*}$                  | (Leu, 1982)                |
| 72  | $O_2(a1\Delta) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2 + O$          | $3.5e-21 * (T/300)^{5.8}$                  | (Kossyi IA, 1992)          |
| 73  | $O_2(a1\Delta) + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$              | $2.2e-24 * (T/300)^{0.8}$                  | (Dieter Braun, 1992)       |
| 74  | $O_2(a1\Delta) + O \rightarrow O_2 + e$                  | $7.00e-22^{**}$                            | (Valeriy N. Azyazov, 2009) |
| 75  | $O_2(b1\Sigma) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2 + O$          | $1.50e-17^{**}$                            | (Valeriy N. Azyazov, 2009) |
| 76  | $O_2(b1\Sigma) + O_3 \rightarrow O_2(a1\Delta) + O_3$    | $3.30e-18^{**}$                            | (Valeriy N. Azyazov, 2009) |
| 78  | $O_2(b1\Sigma) + O_3 \rightarrow O_2 + O_3$              | $3.30e-18^{**}$                            | (Valeriy N. Azyazov, 2009) |
| 79  | $O_2(b1\Sigma) + O_2 \rightarrow O_2(a1\Delta) + O_2$    | $4.3e-28 * T^{2.4} * \exp(-241/T)$         | (Kossyi IA, 1992)          |
| 80  | $O_2(b1\Sigma) + O \rightarrow O_2(a1\Delta) + O$        | $8.10e-20^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 81  | $O_2(b1\Sigma) + O \rightarrow O_2 + O(1D)$              | $3.39e-17 * (T/300)^{0.1} * \exp(-4201/T)$ | (Kossyi IA, 1992)          |
| 83  | $O_2^4S + O_2 \rightarrow O_2(b1\Sigma) + O_2(b1\Sigma)$ | $2.90e-19^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 84  | $O_2^4S + O \rightarrow O_2(b1\Sigma) + O(1D)$           | $9.00e-18^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 85  | $O(1D) + O_2 \rightarrow O_2(a1\Delta) + O$              | $0.25 * 6.4e-18 * \exp(67/T)$              | (Kossyi IA, 1992)          |
| 86  | $O(1D) + O_2 \rightarrow O_2(b1\Sigma) + O$              | $2.56e-17 * \exp(67/T)$                    | (Kossyi IA, 1992)          |
| 87  | $O(1D) + O_2 \rightarrow O_2 + O$                        | $0.75 * 6.4e-18 * \exp(67/T)$              | (Kossyi IA, 1992)          |
| 88  | $O(1D) + O_3 \rightarrow O_2 + O + O$                    | $1.20e-16^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 89  | $O(1D) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$                      | $1.20e-16^{**}$                            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 90  | $O(1S) + O_2 \rightarrow O(1D) + O_2$                    | $0.31 * 4.3e-18 * \exp(-850/T)$            | (Kossyi IA, 1992)          |
| 100 | $O(1S) + O_3 \rightarrow O(1D) + O + O_2$                | $0.5 * 5.8e-16^{**}$                       | (Kossyi IA, 1992)          |
| 101 | $O(1S) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$                      | $0.5 * 5.8e-16^{**}$                       | (Kossyi IA, 1992)          |

|     |  |                          |                             |
|-----|--|--------------------------|-----------------------------|
| 102 | $O(1S)+O_2(a1\Delta)\rightarrow O_2(b1\Sigma)+O(1D)$ | $3.60e-17^{**}$          | (Kossyi IA, 1992)           |
| 103 | $O(1S)+O_2(a1\Delta)\rightarrow O_2(4,5eV)+O$        | $1.30e-16^{**}$          | (Kossyi IA, 1992)           |
| 104 | $O(1S)+O_2(a1\Delta)\rightarrow O+O+O$               | $3.40e-17^{**}$          | (Kossyi IA, 1992)           |
| 105 | $O(1S)+O\rightarrow O(1D)+O$                         | $5e-17*\exp(-300/T)$     | (Kossyi IA, 1992)           |
| 106 | $O^- +O^+\rightarrow O+O$                            | $2.7e-13*(T/300)^{0.5}$  | (J T Gudmundsson, 2001)     |
| 107 | $O^- +O_2^+ \rightarrow O+O+O$                       | $7.51e-14*(T/300)^{0.5}$ | (Kossyi IA, 1992)           |
| 108 | $O_2^- + O^+\rightarrow O_2+O$                       | $2.0e-13*(T/300)^{0.5}$  | (J T Gudmundsson, 2001)     |
| 109 | $O_2^- +O_2^+ \rightarrow O_2+O+O$                   | $7.51e-14*(T/300)^{0.5}$ | (Kossyi IA, 1992)           |
| 110 | $O_3^- +O^+\rightarrow O_3+O$                        | $7.51e-14*(T/300)^{0.5}$ | (Kossyi IA, 1992)           |
| 111 | $O_2^- +O_2^+ +O_2\rightarrow O_2+O_2+O_2$           | $2e-37*(T/300)^{2.5^*}$  | (Kossyi IA, 1992)           |
| 112 | $O_2^- +O^+ +O_2\rightarrow O_2+O+O_2$               | $2e-37*(T/300)^{2.5^*}$  | (Kossyi IA, 1992)           |
| 113 | $O^- +O_2^+ +O_2\rightarrow O+O_2+O_2$               | $2e-37*(T/300)^{2.5^*}$  | (Kossyi IA, 1992)           |
| 114 | $O^- +O^++O_2\rightarrow O+O+O_2$                    | $2e-37*(T/300)^{2.5^*}$  | (Kossyi IA, 1992)           |
| 115 | $O_2^- +O^+ +O_2\rightarrow O_3+O_2$                 | $2e-37*(T/300)^{2.5^*}$  | (Kossyi IA, 1992)           |
| 116 | $O^- +O_2^+ +O_2\rightarrow O_3+O_2$                 | $2e-37*(T/300)^{2.5^*}$  | (Kossyi IA, 1992)           |
| 117 | $O^- +O^+ +O_2\rightarrow O_2+O_2$                   | $2e-37*(T/300)^{2.5^*}$  | (Kossyi IA, 1992)           |
| 118 | $O_2(b1\Sigma)\rightarrow O_2(a1\Sigma)$             | $1.50e-03^{**}$          | (Joseph K. Lefkowitz, 2014) |
| 119 | $O_2(b1\Sigma)\rightarrow O_2$                       | $8.50e-02^{**}$          | (Joseph K. Lefkowitz, 2014) |
| 120 | $O_2a1s\rightarrow O$                                | $2.60e-04^{**}$          | (Joseph K. Lefkowitz, 2014) |
| 121 | $O\rightarrow O$                                     | $11^{**}$                | (Joseph K. Lefkowitz, 2014) |

Tableau III-3 : Réactions de surface :

| Reaction | Formula                        |
|----------|--------------------------------|
| 1        | $O^+\rightarrow O$             |
| 2        | $O_2^+\rightarrow O_2$         |
| 3        | $O_3^+\rightarrow O_3$         |
| 4        | $O^-\rightarrow O$             |
| 6        | $O_2^-\rightarrow O_2$         |
| 7        | $O_3^-\rightarrow O_3$         |
| 8        | $O(1D)\rightarrow O$           |
| 9        | $O(1S)\rightarrow O$           |
| 10       | $O_2(a1\Delta)\rightarrow O_2$ |
| 11       | $O_2(b1\Sigma)\rightarrow O_2$ |
| 12       | $O_3\rightarrow O_2+O$         |

### III.3.3. Résultats de simulation

Le courant de décharge présente une forme alternative avec deux composantes par demi-période : un pic lors de l'augmentation de la tension et une bosse lors de sa décroissance. Ce phénomène résulte de l'accumulation de charges sur la surface diélectrique.

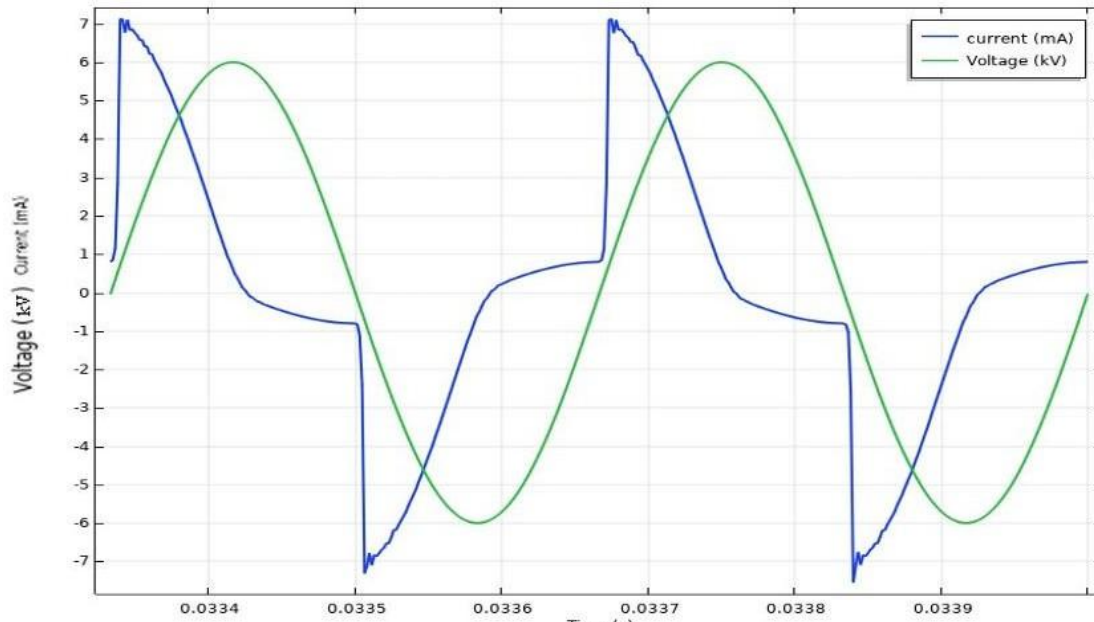


Fig. III-4 : Forme d'onde du courant et de la tension de décharge

Les simulations montrent que la décharge suit un comportement de Townsend, caractérisé par la formation de canaux conducteurs et de charges d'espace sous champ électrique élevé. L'accumulation de charges sur la surface diélectrique réduit la différence de potentiel et empêche ainsi la formation d'un arc électrique.

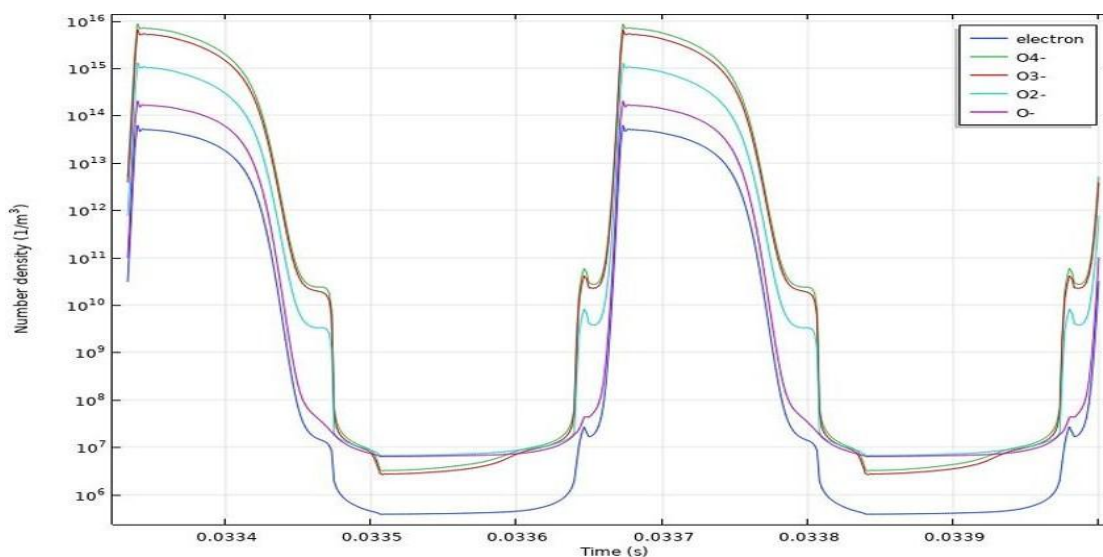


Fig. III-5 : Variation temporelle des espèces chargées

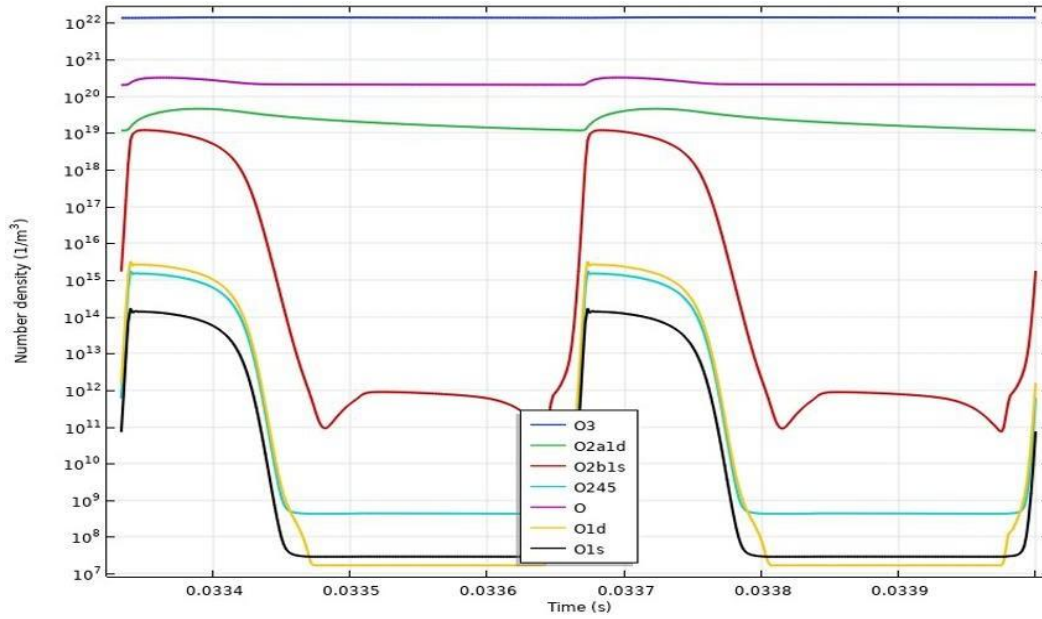


Fig. III-6 : Variation temporelle des espèces neutres

Les figures III-7 et III-8 mettent en évidence la variation temporelle des ions positifs et négatifs à la surface diélectrique de l'électrode à haute tension. Les résultats confirment que la décharge adopte un comportement de type Townsend, où l'application d'un champ électrique élevé favorise la formation de canaux conducteurs et l'apparition de charges d'espace.

Sur le plan analytique, l'accumulation de charges sur la surface diélectrique réduit progressivement la différence de potentiel, ce qui limite la croissance de la décharge et empêche l'arc de se former. Ce mécanisme illustre le rôle stabilisateur du diélectrique dans le processus : il agit comme une barrière régulatrice en maintenant la décharge dans un régime contrôlé, évitant ainsi la transition vers une décharge incontrôlée de type arc.

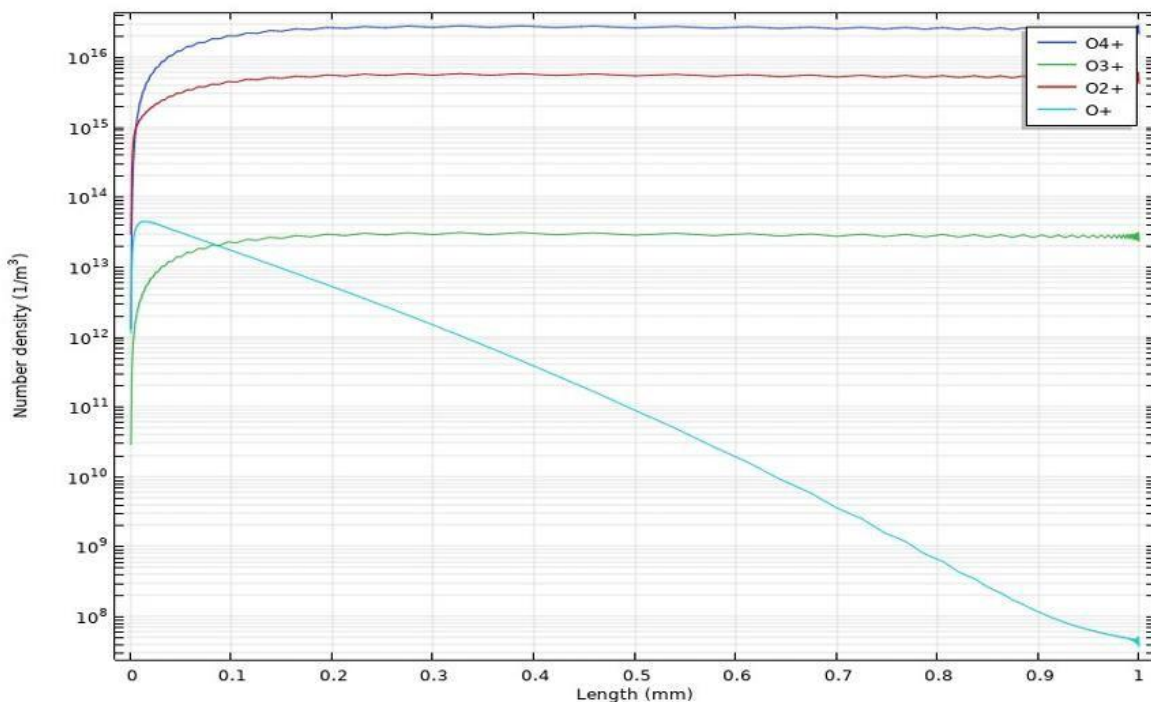


Fig. III-7 : Densité numérique des espèces positives

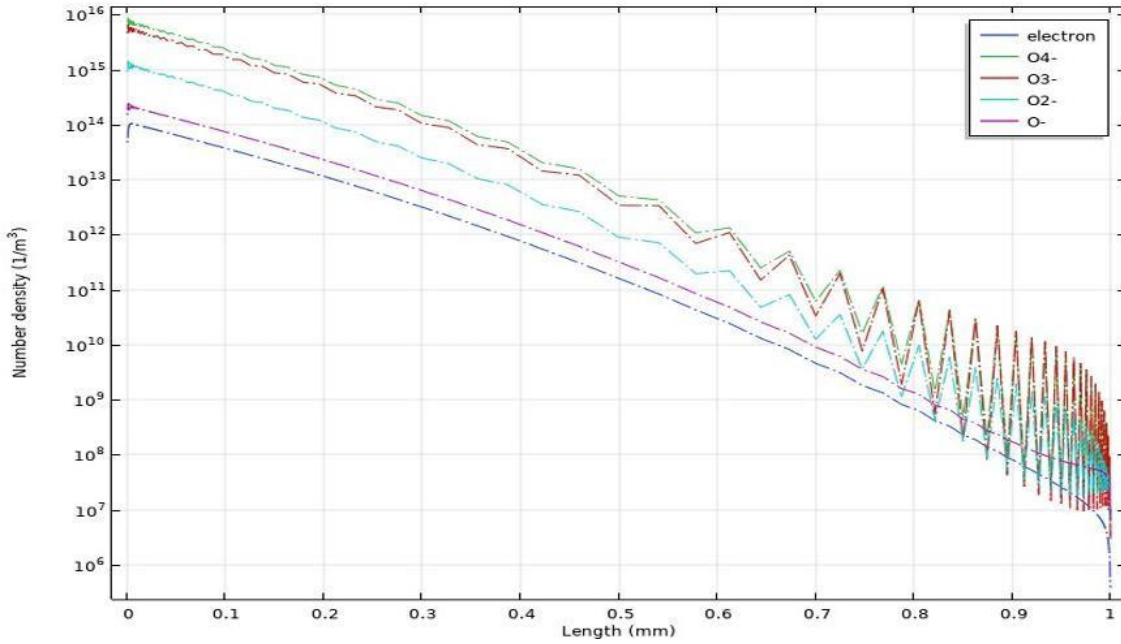


Fig. III-8 : Densité numérique des espèces négatives

La figure III-9 illustre l'évolution temporelle de la puissance ionique déposée dans la DBD. On note que cette puissance est obtenue par le produit du champ électrique et de la densité de courant ionique. L'intensité de ces paramètres est maximale à proximité de la région cathodique. La puissance atteint un pic d'environ  $2,7 \times 10^7$

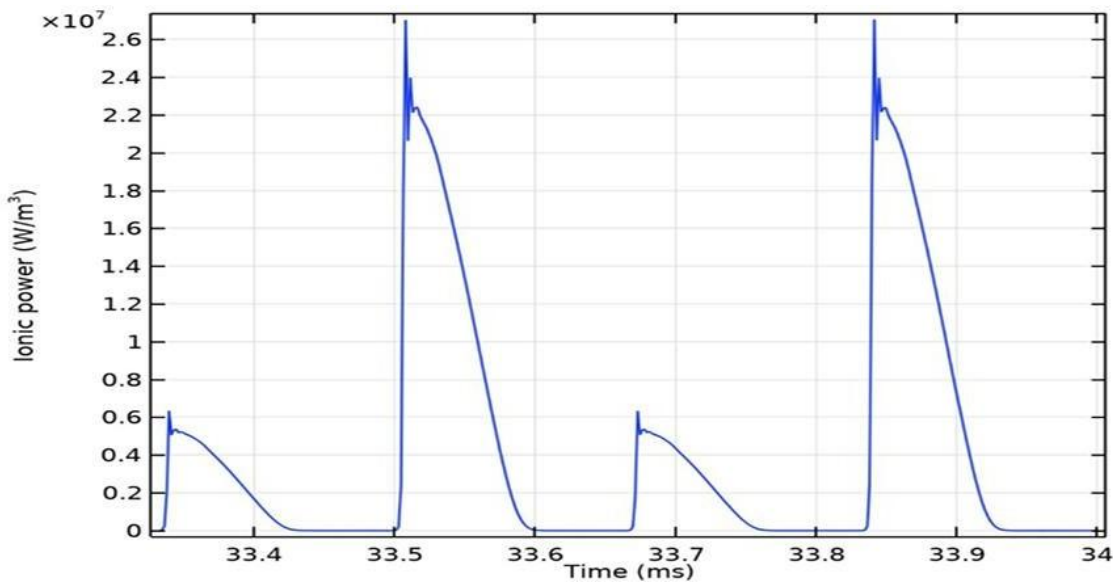


Fig.

III-9 : Évolution temporelle de la puissance ionique déposée dans la DBD à oxygène

### III.3.4. Paramétrage de la création d'ozone

Comme mentionné dans l'introduction, l'ozone est utilisé pour la stérilisation et la purification de l'eau et de l'air. Toutefois, sa concentration doit rester limitée et ne pas dépasser une

valeur seuil. Ainsi, l'ozone doit être produit sous des conditions contrôlées et bien définies. Cette section présente la génération d'ozone en fonction de la variation de la tension appliquée.

Effet de la tension appliquée :

L'augmentation de la tension appliquée accroît le courant de crête et la puissance déposée, ce qui améliore initialement la production d'ozone. Toutefois, à haute tension, l'excès d'électrons favorise la dissociation de  $O_2$ , augmentant la concentration en oxygène atomique qui agit comme facteur destructeur de l'ozone. Ainsi, un compromis existe : une tension modérée optimise la génération d'ozone, tandis qu'une tension trop élevée réduit son rendement global

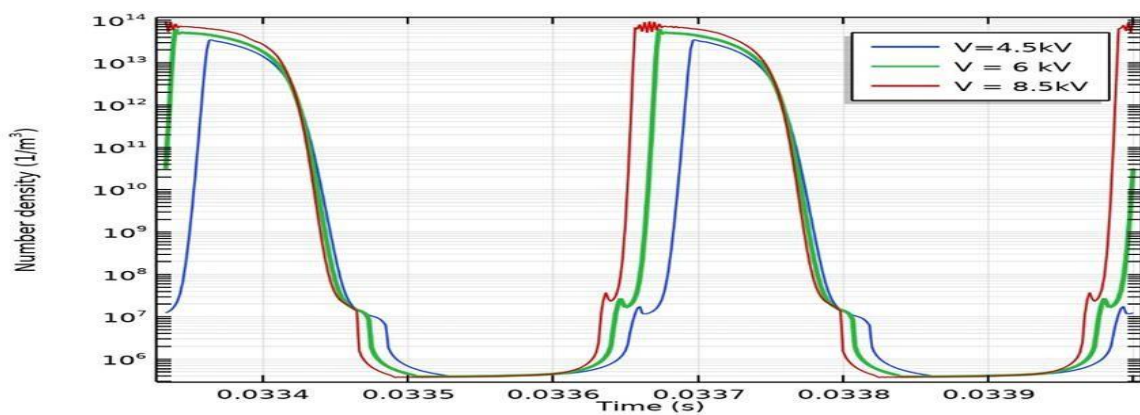


Fig. III-10 : Variation temporelle de la densité électronique pour différentes valeurs de la tension appliquée.

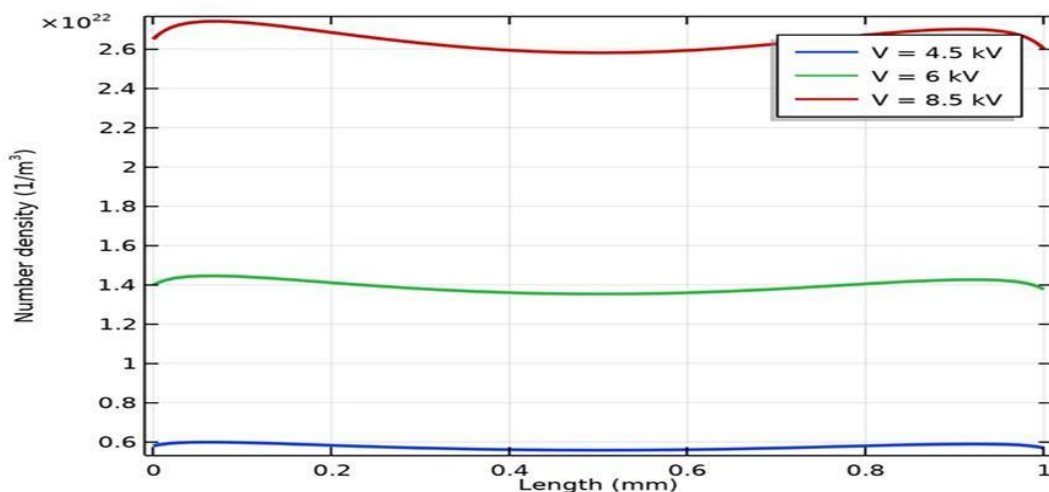


Fig. III-11 : Variation temporelle de la densité d'ozone en fonction de la tension appliquée.

### III.4. Conclusion

Les travaux antérieurs ont largement étudié la formation et la destruction de l'ozone dans les décharges à barrière diélectrique (DBD), aussi bien dans l'oxygène pur que dans les mélanges azote-oxygène, et sous différentes conditions expérimentales (forme d'onde de la tension, pression, température, etc.).

Dans ce cadre, nous avons élaboré un modèle de DBD en oxygène pur, à pression atmosphérique et température ambiante, afin d'évaluer l'impact de la tension appliquée sur la génération d'ozone. Les résultats obtenus confirment que la tension influe directement sur les caractéristiques de la décharge et la densité du plasma, et par conséquent sur la concentration d'ozone produite.

Cette étude met ainsi en évidence l'importance d'optimiser les conditions de fonctionnement en particulier la tension appliquée — pour améliorer le rendement de génération d'ozone, tout en tenant compte des mécanismes concurrents de production et de destruction.

**Reference Chapter III:**

- How Ming Lee, "Kinetic Modeling of Ozone Generation via Dielectric Barrier Discharges.," *Ozone: Science and Engineering*, 26, p. 551–562, 2004.
- S. Pekárek., "Non-Thermal Plasma Ozone Generation.," *Acta Polytechnica* Vol. 43, 2003.
- B Mennad, "Theoretical investigation of ozone production in negative corona discharge," *Current Applied Physics* 10 , pp. 1391-1401, 2010.
- Moo Been Chang, " Experimental Study on Ozone Synthesis via Dielectric Barrier Discharges," *OZONE SCIENCES. ENGINEERING* Vol. 19, pp. 241-254.
- . Moseley ZT, "Mobilities, Diffusion Coefficients, and Reaction Rates of Mass-Identified Nitrogen Ions in Nitrogen," *physical review* Volume 178 , p. 240, 1969.
- Ellis HW, " Transport properties of gaseous ions over a wide energy range," *Atomic Data And Nuclear Data Tables* 17, pp. 177-210, 1976.
- Zhilong Zou, " Measurment method of Ionic mobilities in direct corona discharge in air," *IEEE transactions on dielectric and insulation* Vol.23, No.3, 2016.
- G. Sinnott, "Positive-Ion Mobilities in Dry Air," *Physical Review* Vol 170, No 1, 1968.
- A I Florescu-Mitchell, ". Dissociative recombination.," *Physics Reports* 430, p. 277 – 374, 2006.
- V Zhaunerchyk, "Three-Body Breakup in the Dissociative Recombination of the Covalent Triatomic Molecular Ion O<sub>3</sub>-," *Physical Review Letters* PRL 98, , pp. 201- 223, 2007.
- Kossyi IA, "Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures," *Plasma Sources Sci. Technol* 1, pp. 207-220, 1992.
- J T Gudmundsson, "Electronegativity of low-pressure high-density oxygen discharges," *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34 , p. 1100–1109, 2001.
- Phelps, "phelps database," 14 Feb 2019. [Online]. Available: [www.LXcat.net](http://www.LXcat.net).
- Morgan, "Morgan Database," 14 Feb 2019. [Online]. Available: [www.LXcat.net](http://www.LXcat.net).
- . S G Belostotsky, "Negative ion destruction by O(3P) atoms and O<sub>2</sub>(a<sub>1</sub>Δg) molecules in an oxygen plasma.," *Plasma Sources Sci. Technol.* 14, p. 532–542, 2005.
- . J. Joseph K. Lefkowitz, " Species and temperature measurements of methane oxidation in a nanosecond repetitively pulsed discharge,," *Phil.Trans.R.Soc.A373*, p. 333, 2014.
- M. T. Leu, "Temperature and Third-Body Dependence of the Rate Constant for the

Reaction  $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$ ," International Journal of Chemical Kinetics, Vol. 14, pp. 417-434, 1982.

H. Valeriy N. Azyazov, "O<sub>2</sub>(a<sup>1</sup>Δ) quenching in the O/O<sub>2</sub>/O<sub>3</sub> system.," Chemical Physics Letters 482 , p. 56–61, 2009.

Anthony Midey, "Temperature Dependences for the Reactions of O<sup>-</sup> and O<sub>2</sub><sup>-</sup> with O<sub>2</sub>(a<sup>1</sup>Δ<sub>g</sub>) from 200 to 700 K," J. Phys. Chem. A , 112, , pp. 3040-3045, 2008.

Dieter Braun, "Two-dimensional modelling of the Dielectric barrier discharge in air.," Plasma Sources Sci. Technol. 7 , pp. 166-174, 1992.

## **CHPITRE IV**

---

*Modélisation des décharges à barrière diélectrique (DBD) dans les mélanges argon–oxygène et étude de la génération d’ozone*

---

## IV.1 Introduction

Les décharges électriques dans l’air engendrent une cinétique chimique particulièrement riche et complexe. Dans un modèle relativement complet, Kossyi et al. (1992) ont décrit jusqu’à 140 espèces et plus de 450 réactions. Pour des raisons évidentes, l’utilisation d’un tel modèle s’avère impraticable lors des simulations numériques, ce qui impose l’identification d’un système réduit de réactions prédominantes.

Les premières réactions à considérer sont l’ionisation par impact électronique et l’attachement électronique. En effet, l’ionisation est à l’origine du phénomène d’avalanche électronique, indispensable à l’amorçage de la décharge, tandis que l’attachement traduit le caractère électronégatif du dioxygène présent dans l’air et conduit à la formation d’ions négatifs.

Les réactions de recombinaison entre électrons, ions négatifs et ions positifs sont également généralement prises en compte, puisqu’elles participent à la diminution des populations d’ions.

Au-delà de ces mécanismes, le rôle des molécules d’oxygène métastables dans la dynamique de la décharge a fait l’objet de nombreux travaux. Leur capacité à arracher des électrons aux ions négatifs par collision a été mise en évidence par Lowke (1992), puis confirmée par Morrow (1997) comme un mécanisme déterminant dans le développement des streamers. Dans le prolongement de ces recherches, Degond et al. (2005) ont souligné leur importance pour l’évolution à long terme d’une décharge en présence d’un flux gazeux.

## IV.2-Différences entre la DBD dans l’oxygène et dans l’argon

Cette section présente une analyse comparative des décharges à barrière diélectrique (DBD) à pression atmosphérique dans l’oxygène et dans l’argon. Les simulations sont réalisées à l’aide d’un modèle fluide, afin d’étudier comment les propriétés spécifiques de chaque gaz, notamment l’électronégativité de l’oxygène et l’inertie de l’argon, influencent le comportement et la dynamique de la décharge.

### IV.2.1. Courant de décharge et densité électronique :

Les figures IV-1 et IV-2 présentent l’évolution temporelle de la forme d’onde du courant de décharge ainsi que de la densité électronique à proximité de l’anode.

Le graphe pour l'oxygène montre la tension appliquée (en kV) et le courant (en mA) variant au cours du temps avec des pics nets, ce qui traduit une décharge moins uniforme que pour l'argon. En effet, les gaz électriquement "négatifs" comme l'oxygène capturent les électrons (par attachement), ce qui réduit la densité électronique globale comparée à un gaz noble non électronégatifs comme l'argon. Dans les décharges à l'argon, les pics de courant sont plus réguliers, la phase d'ionisation est plus directe, et la densité d'électrons atteint des valeurs plus élevées (moins de pertes par capture).

L'ajout d'oxygène à l'argon réduit la densité électronique car les molécules d'O<sub>2</sub> "capturent" des électrons, ce qui modifie la caractéristique courant-tension (IV) : le seuil de montée du courant se fait à des tensions plus élevées dans le mélange O<sub>2</sub>/Ar qu'en argon pur.

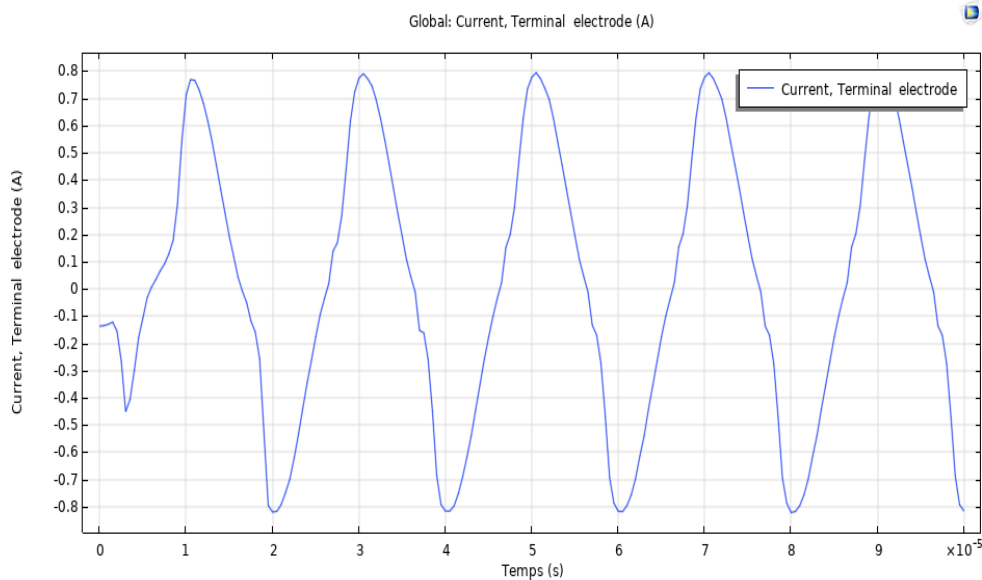


Fig. IV-1 : Densité électronique et courant de décharge dans argon

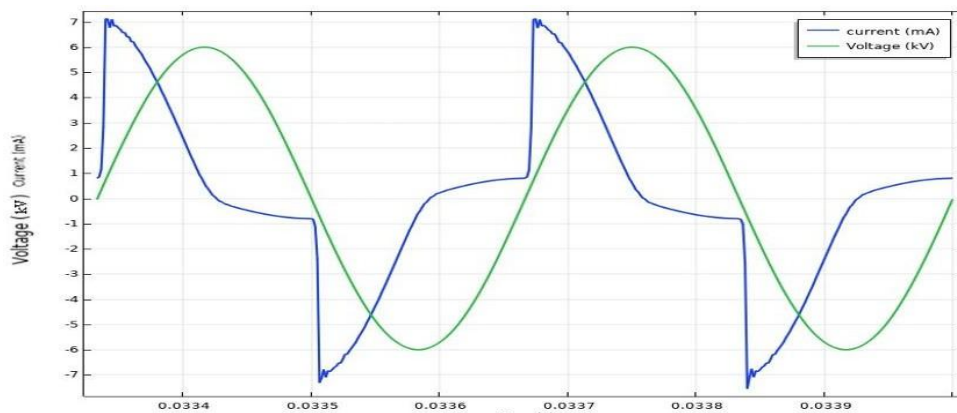


Fig. IV-2 : Densité électronique et courant de décharge dans l'oxygène

Lors de la première décharge, le nombre d’ions négatifs accumulés sur la plaque diélectrique positive et celui des ions positifs accumulés sur la plaque diélectrique négative ne présentent pas de différence significative, bien que les ions négatifs soient légèrement plus nombreux que les ions positifs. Le champ électrique interne qui éteint la décharge est principalement établi par les électrons, dont la vitesse de diffusion est beaucoup plus rapide que celle des ions.

### IV.3. Modélisation de la DBD dans un mélange Ar/O<sub>2</sub> à pression atmosphérique :

#### IV.3.1. Modèle cinétique chimique du mélange :

La cinétique chimique du plasma dans le mélange Ar/O<sub>2</sub> étudié dans ce travail est particulièrement complexe. Elle comprend l’ensemble des réactions du modèle de l’argon présentées dans le tableau IV-1, ainsi que celles de l’oxygène figurant dans le tableau IV-1. À cela s’ajoutent 64 nouvelles réactions entre atomes et molécules d’oxygène et d’argon, ainsi que 38 espèces, résumées ci-dessous

Tableau IV-1 : Les espèces considérées pour le plasma de l’air

|                   |  |
|-------------------|--|
| Electrons         | e  |
| Espèces neutres   | Ar,O,O <sub>2</sub> ,O <sub>3</sub>  |
| Espèces positives | Ar <sup>+</sup> , O <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O <sub>3</sub> <sup>+</sup> |
| Espèces négatives | Ar <sup>-</sup> , O <sup>-</sup> , O <sub>2</sub> <sup>-</sup> , O <sub>3</sub> <sup>-</sup> |
| Espèces excitées  | O(1D),O(1S), O <sub>2</sub> (a1Δ), O <sub>2</sub> (b1Σ),O <sub>2</sub> 45                    |
| Charge positives  | Ar <sup>+</sup> , O <sup>+</sup> , O <sub>2</sub> <sup>+</sup> , O <sub>3</sub> <sup>+</sup> |
| Charge negatives  | O <sup>-</sup> , O <sub>2</sub> <sup>-</sup> , O <sub>3</sub> <sup>-</sup> , Ar <sup>-</sup> |

Plusieurs modèles théoriques et expérimentaux ont été développés par de nombreux chercheurs afin d’analyser le comportement de la décharge dans le mélange Ar/O<sub>2</sub> (Kossyi I.A., 1992 ; Capitelli, 2000 ; Y. Mirokin, 1998, et d’autres). Ces modèles prennent en compte les électrons, les espèces neutres, excitées, ainsi que les espèces chargées positivement et négativement.

Le modèle a pour objectif de décrire les phénomènes physico-chimiques fondamentaux régissant le comportement des décharges électriques et de prédire la production d’ozone dans différentes conditions opératoires. Dans les décharges hors équilibre, les espèces actives se forment principalement par collisions électron–molécule, leur taux de formation dépendant fortement du champ électrique réduit. L’efficacité de la production d’ozone est étroitement liée à l’intensité des micro-décharges, influencée par la pression, la distance inter-électrodes, la nature des matériaux,

l'alimentation électrique et l'humidité. Une grande partie de l'énergie électrique est dissipée sous forme de chaleur, et une faible part sous forme de rayonnement lumineux.

Les générateurs permettent d'obtenir de l'ozone avec des concentrations allant de 1 à 5% en masse dans l'air et jusqu'à 14 % dans l'oxygène pur, à condition que le gaz d'alimentation soit parfaitement sec. Dans l'air sec, la production d'espèces primaires est dominée par les impacts électroniques sur O<sub>2</sub> et Ar. Ces espèces réactives évoluent ensuite vers des produits stables tels que les oxydes d'argon résiduels et surtout l'ozone (O<sub>3</sub>). Le mécanisme de formation de l'ozone se déroule en deux étapes, dont la première correspond à la dissociation des molécules d'oxygène.

Ensemble de réactions additionnelles pour le modèle DBD de l'air :

Tableau IV-2 : Ensemble de réactions additionnelles pour le modèle DBD de l'air :

| n  | Réaction  | Coefficient de vitesse [m <sup>3</sup> /s·mol ou m <sup>6</sup> /s·mol(*)<br>ou 1/s(**)] |
|----|---|--|
| 1  | $Ar^+ + O_2 \rightarrow Ar + O_2^+$                 | $5e^{-17}$   |
| 2  | $Ar^+ + O_2(a1\Delta) \rightarrow Ar + O_2^+$       | $5e^{-17}$   |
| 3  | $Ar^+ + O \rightarrow Ar + O^+$                     | $6,4e^{-18}$   |
| 4  | $Ar^+ + O^- \rightarrow Ar + O$                     | $2.7e^{-12} * (300/T)^{0.55}$  |
| 5  | $O^+ + Ar \rightarrow O + Ar^+$                     | $2.7e^{-17}$   |
| 6  | $O_2^+ + Ar \rightarrow O_2 + Ar^+$                 | $2.7e^{-17}$   |
| 7  | $Ar + O_2^- \rightarrow O_2 + Ar$                   | $2e^{-13} * (T/300)^{-0.5}$  |
| 8  | $Ar^+ + O \rightarrow O^+ + Ar$                     | $6,4e^{-18}$   |
| 9  | $O(1\Delta) + Ar \rightarrow O + Ar$                | $5e^{-19}$   |
| 10 | $O(1s) + Ar \rightarrow O(1\Delta) + Ar$            | $5e^{-22}$   |
| 11 | $O_2(a1\Delta) + Ar \rightarrow Ar + O_2$           | $3e^{-23} * (-200/T)$  |
| 12 | $O_2(b1\Sigma) + Ar \rightarrow Ar + O_2(b1\Sigma)$ | $1e^{-22}$   |
| 13 | $O + O_2 + Ar \rightarrow O_3 + Ar$                 | $6.4e^{-41} * (663/T)$   |
| 14 | $O_2^- + Ar^+ \rightarrow O + O + Ar$               | $4e^{-13} * (300/T)$   |

#### IV.3.2. Résultats et discussion :

Cette partie présente les résultats de notre modélisation d'une décharge à barrière diélectrique dans des mélanges gazeux composés de 10 % de Ar et 90 % de O<sub>2</sub> (air sec), à pression atmosphérique, en vue de la production d'ozone (O<sub>3</sub>).

### IV.3.2.1. Évolution temporelle des paramètres électriques :

La caractérisation énergétique de la décharge constitue une étape essentielle dans l'évaluation des performances du couplage générateur-réacteur. La simulation de l'évolution temporelle des signaux de tension et de courant est indispensable pour déterminer la puissance instantanée dans le circuit ainsi que l'énergie injectée dans la décharge. Les figures IV-3 et IV-4 illustrent le profil des caractéristiques électriques de la décharge utilisées dans notre étude.

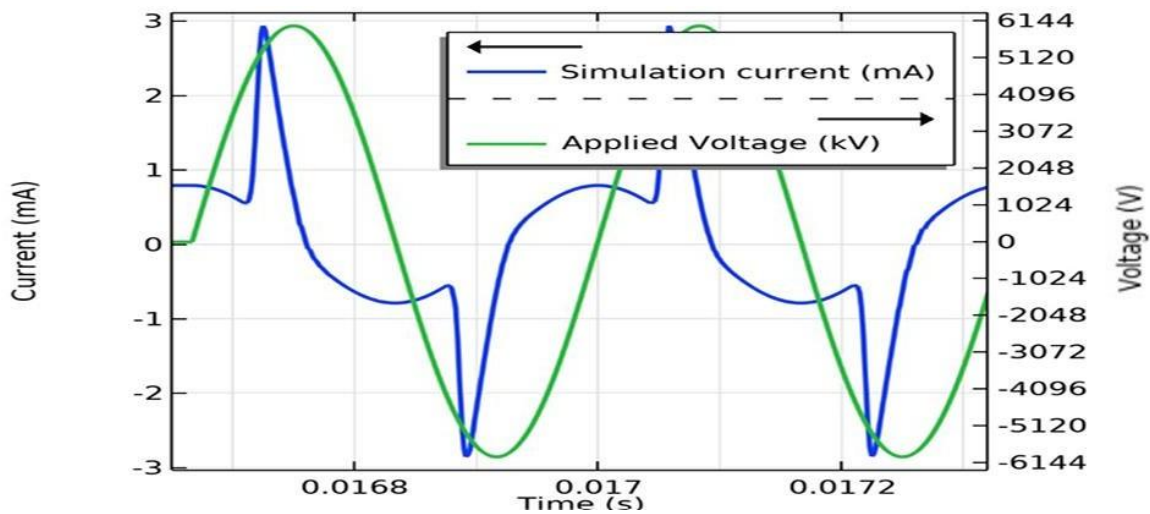


Fig. IV-3 : Variations temporelles du courant de décharge et de la tension appliquée

L'analyse des figures IV-3 et IV-4 montre que la décharge se caractérise par une densité de courant non nulle durant tout le cycle, avec un pic de 2,9354 mA à 16,7 ms. Le courant de conduction ionique domine celui des électrons, confirmant un régime de type Townsend marqué par la multiplication électronique sous l'effet du champ électrique. La décroissance rapide du courant vers des valeurs négatives durant la demi-période inverse est due à l'accumulation de particules chargées dans le plasma.

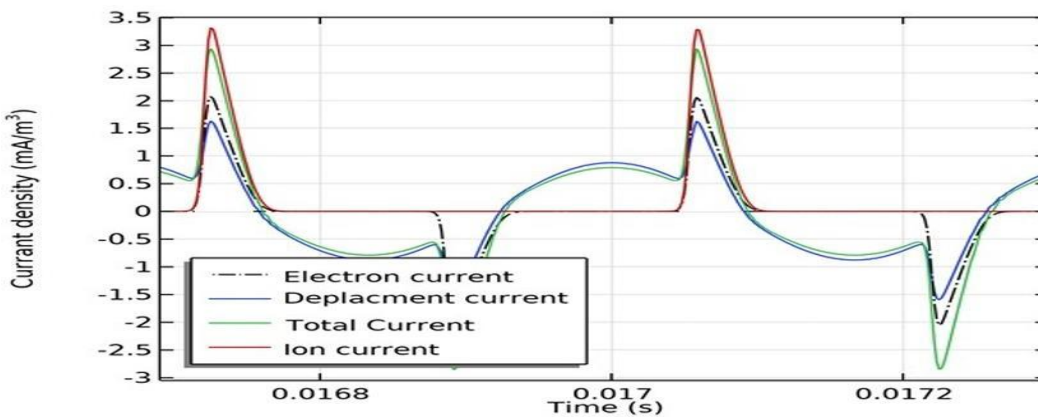


Fig. IV-4 : Composantes du courant total de décharge

Dans la figure IV-5, le champ électrique présente initialement une valeur maximale de 28 Td. Il commence ensuite à croître suivant la même forme que la tension appliquée, jusqu'à atteindre une valeur maximale de 264 Td. Lors de la demi-onde négative suivante, le champ électrique diminue pour atteindre sa valeur maximale de 275 Td.

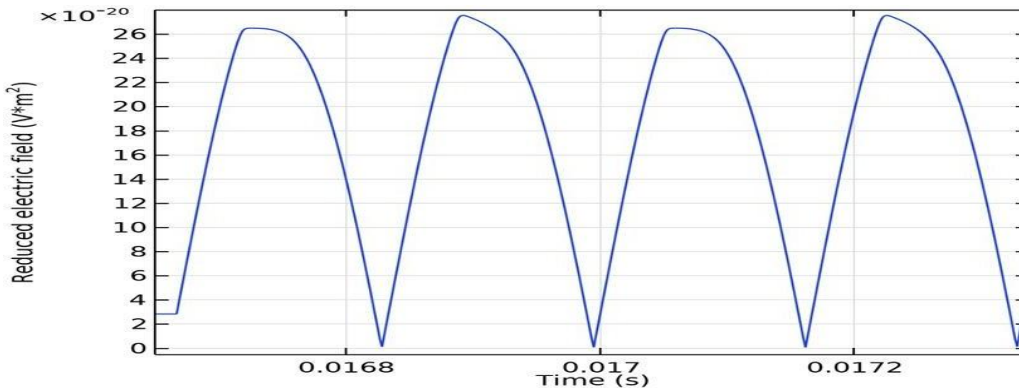


Fig. IV-5: Variation temporelle du champ électrique réduit

### III.3.2.2. Variation temporelle des densités des espèces chargées :

La figure IV-6 illustre l'évolution temporelle de la densité des espèces chargées positivement. On observe une diminution plus ou moins marquée de ces densités selon les phases évolutives de la décharge. Cette décroissance s'explique par le fait que les espèces créées au cours de la phase de décharge par impact électronique sont ensuite utilisées pour la formation d'autres espèces (O<sub>3</sub>), sans qu'une nouvelle création significative ne soit attendue durant leur évolution. La densité électronique atteint une valeur maximale d'environ  $3,2449 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ , puis diminue en raison des processus de recombinaison et d'attachement électronique.

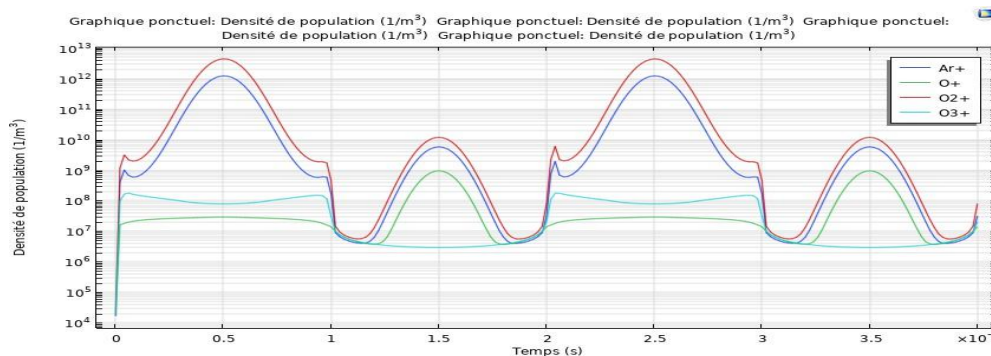


Fig. IV-6: Variations temporelles des densités des espèces chargées positivement et des électrons

Le graphe illustre l'évolution temporelle des densités ioniques dans un plasma Ar/O<sub>2</sub>. On constate que les espèces dominantes sont O<sup>+</sup> et Ar<sup>+</sup>, atteignant des densités de l'ordre de 10<sup>12</sup>–10<sup>13</sup> m<sup>-3</sup>,

traduisant une ionisation principalement atomique. Les ions  $O_2^+$  apparaissent en proportion intermédiaire ( $\sim 10^9\text{--}10^{10} \text{ m}^{-3}$ ), tandis que  $O_3^+$  restent très minoritaires ( $\sim 10^7\text{--}10^8 \text{ m}^{-3}$ ), confirmant que la formation d’ozone est surtout un processus neutre. Les oscillations synchronisées avec la tension appliquée indiquent un régime pulsé, marqué par des phases d’ionisation intense suivies de recombinaison. Ce comportement est cohérent avec les résultats rapportés dans la littérature (Bogaerts et al., Plasma Sources Sci. Technol., 2002), où l’argon favorise la stabilité de la décharge et l’oxygène la complexité réactionnelle.

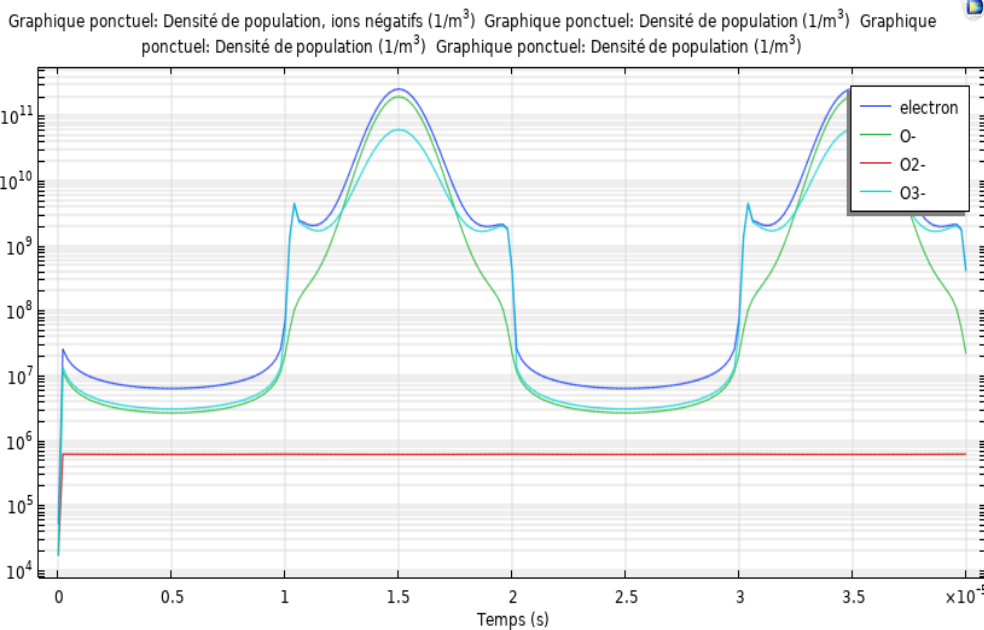


Fig. IV-7: Variation temporelle de la densité des espèces chargées négativement

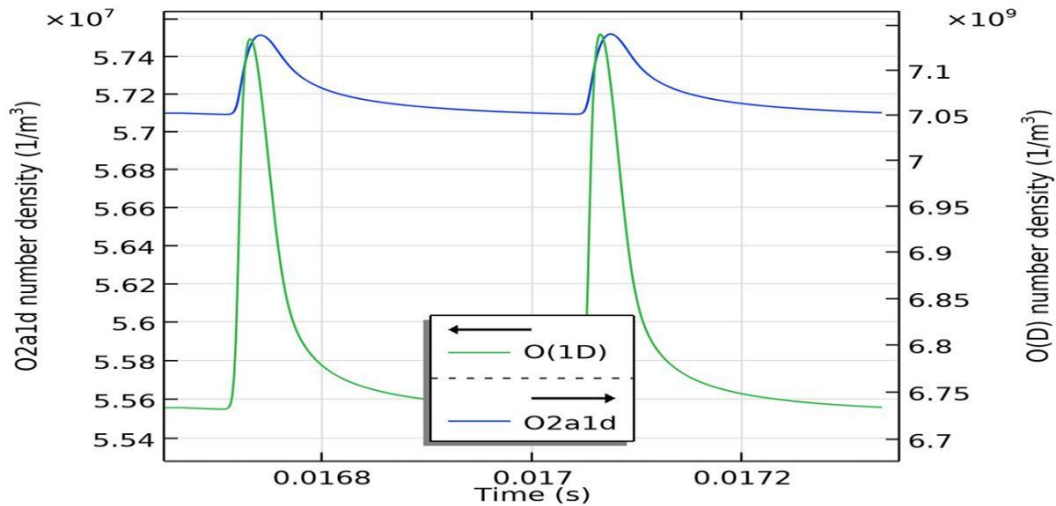
Le graphe met en évidence l’évolution temporelle de la densité des électrons et des ions négatifs ( $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_3^-$ ) dans une décharge à barrière diélectrique (DBD). Les électrons ainsi que  $O^-$  et  $O_2^-$  présentent des pics intenses de l’ordre de  $10^9\text{--}10^{11} \text{ m}^{-3}$ , suivis de chutes rapides, traduisant l’amorçage puis l’extinction des micro-décharges successives. En revanche, l’ion  $O_3^-$  reste très faible ( $\sim 10^5\text{--}10^6 \text{ m}^{-3}$ ) et quasiment constant, ce qui correspond aux données de la littérature, sa formation étant lente et peu favorable. Ces oscillations sont directement liées aux cycles de la tension appliquée : un champ électrique fort entraîne une ionisation rapide, suivie de pertes par recombinaison, attachement et diffusion. Les travaux antérieurs confirment que  $O^-$  et  $O_2^-$  constituent les ions négatifs dominants, tandis que  $O_3^-$  reste négligeable.

#### IV.3.2.3. Variation temporelle des espèces excitées :

L’évolution temporelle des concentrations des espèces excitées est présentée à la figure IV-8. Ce processus est associé à un taux d’ionisation élevé, entraînant une croissance rapide des densités des

espèces excitées. La figure IV-8 illustre cette variation. Ces nouvelles espèces sont chimiquement actives et conduisent à la formation de composés stables tels que l’ozone et les oxydes issus de l’argon et de l’oxygène.

A.



B.

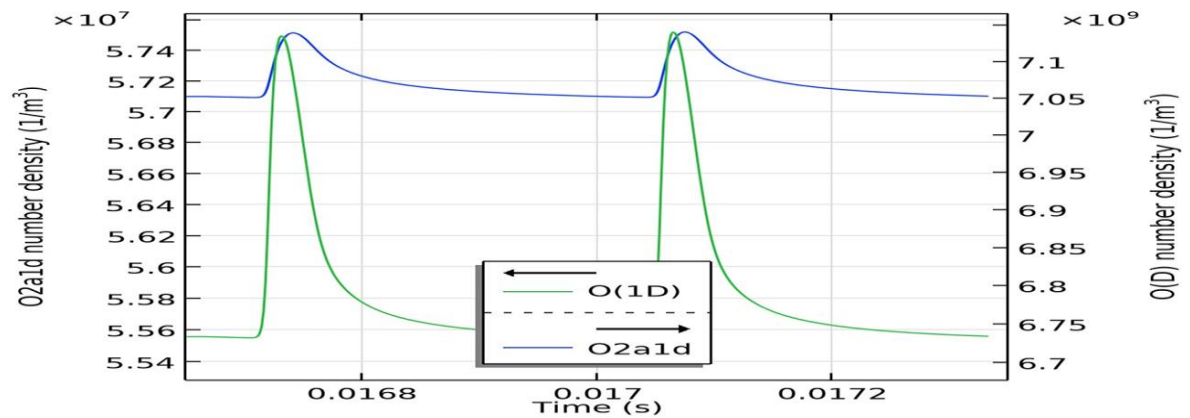


Fig. IV-8 : Évolution temporelle de la densité des espèces excitées dans Ar/O<sub>2</sub>

#### IV.3.2.4 Variation temporelle des espèces neutres :

La figure V-11 illustre l’évolution temporelle de la concentration en atomes d’oxygène (O) dans un mélange gazeux d’argon et d’oxygène. L’ajout d’une faible quantité d’argon à l’oxygène plasma entraîne une augmentation de la densité des espèces chargées et réactives, tout en réduisant la température électronique dans cette configuration.

Dans ce mélange, la production d’ozone est plus complexe que dans l’oxygène pur, en raison

de la présence des espèces ioniques ( $O^+$ ,  $O_2^+$ ) et des molécules d’argon excitées. L’ajout d’argon modifie l’énergie moyenne des électrons, favorisant la production d’atomes d’oxygène supplémentaires, ce qui conduit ensuite à la formation d’ozone, mais uniquement pour un rapport spécifique Ar/ $O_2$ . Ainsi, l’argon peut jouer un rôle catalytique dans la production d’ozone dans ce modèle DBD.

De plus, on observe sur la figure que la concentration en ozone atteint un maximum de  $[O_3] = 17 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ , et une fois formé, l’ozone peut entrer en collision avec un atome d’oxygène ou un oxyde d’azote déjà formé, ce qui peut provoquer sa dissociation.

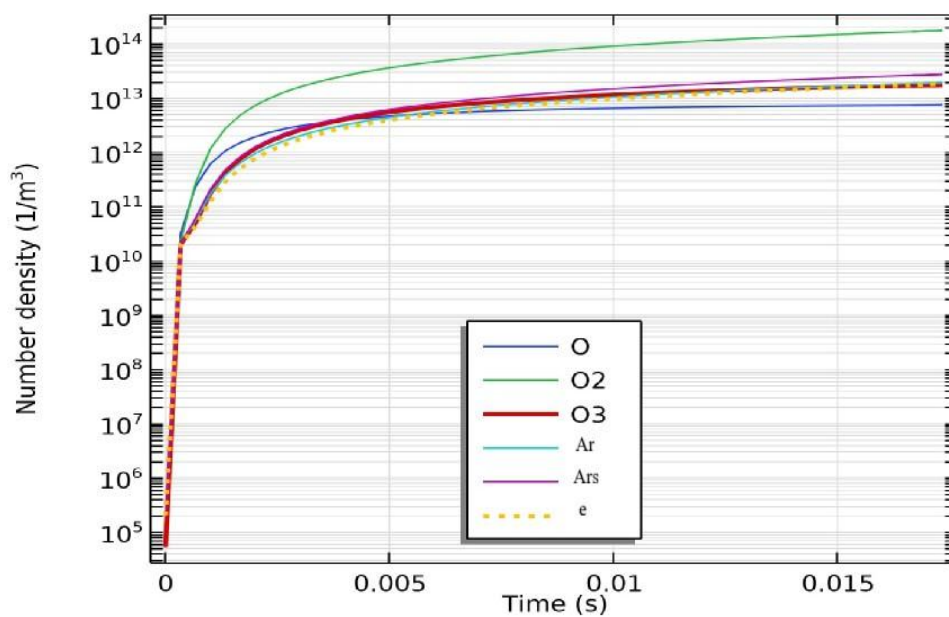


Fig. IV-9 : Évolution temporelle des densités des espèces chargées positivement et des électrons.

### IV.3.3. Effet de la température de l’air sur la production d’ozone

La Figure IV-10 illustre la variation de la concentration d’ozone au cours du temps, à pression atmosphérique, pour deux températures de gaz : 300 K et 400 K. On observe que la concentration en ozone augmente avec le temps. Toutefois, une élévation de la température du gaz entraîne une diminution de la concentration en ozone.

Ainsi, à environ 0,0167 s, la concentration en ozone chute de  $2 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$  (pour  $T = 300 \text{ K}$ ) à  $1,72 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$  (pour  $T = 400 \text{ K}$ ). Cette figure montre clairement que la production d’ozone est plus efficace à basse température. Ces résultats confirment les observations de Pignolett (1990) (Fig. IV-10). Par ailleurs, Eliasson (1987) a également montré que la densité d’ozone diminue d’environ 50 % lorsque la température s’élève de 350 à 400 K.

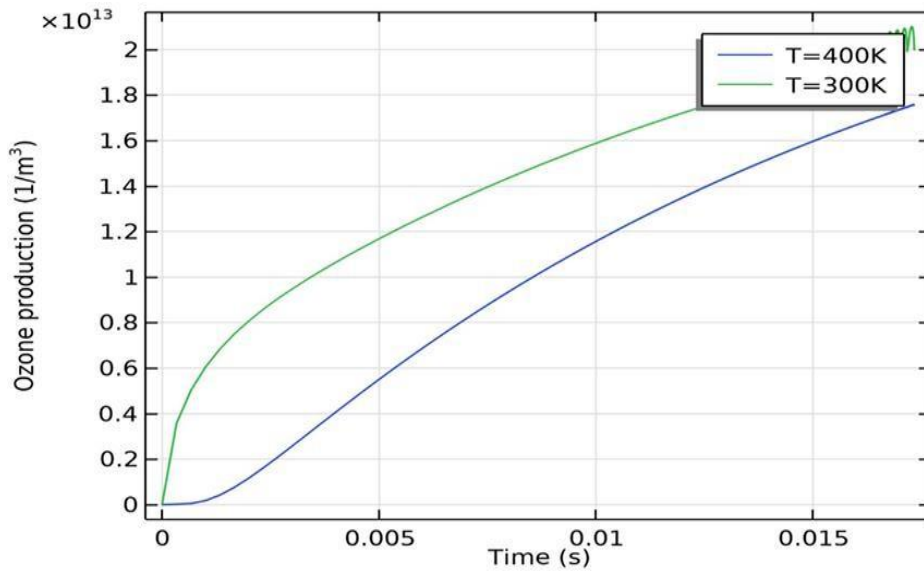


Fig. IV-10 : Effet de la température du gaz sur la production d’ozone.

#### IV.4. Effet de la tension appliquée sur la production d’ozone

Il est bien établi qu’une augmentation de la tension appliquée conduit à une plus grande part de la puissance déposée dans les processus d’excitation et d’ionisation. Dans cette étude, trois valeurs de tension ont été considérées : 6, 8 et 10 kV. La variation temporelle du courant correspondant à ces trois tensions est présentée dans la Figure V-14. On y observe clairement une augmentation de l’intensité des pics de courant avec l’élévation de la tension appliquée, traduisant un dépôt d’énergie plus important dans la décharge.

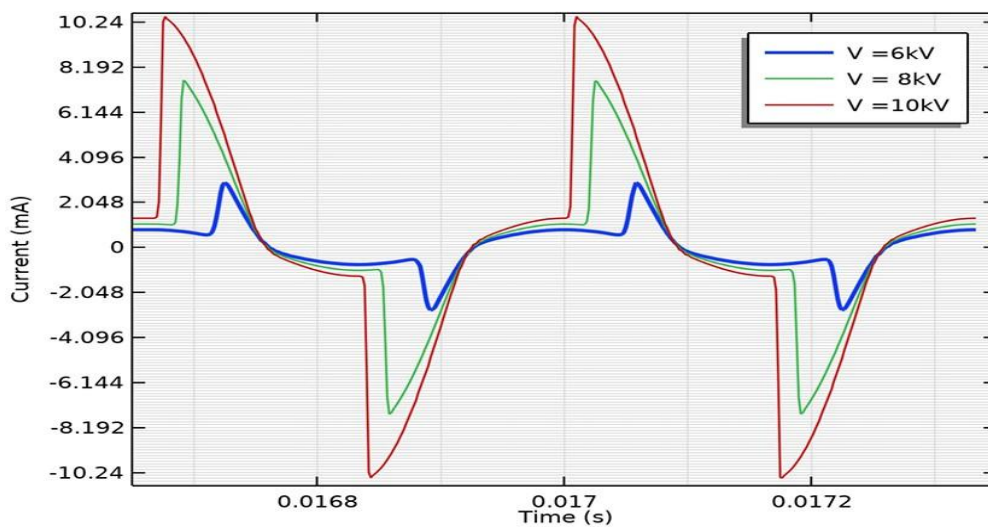


Fig. IV-11 : Effet de la tension appliquée sur le courant de décharge.

L'effet de la tension appliquée sur la production d'ozone est présenté dans la figure IV-12. Les résultats confirment clairement que la concentration d'ozone augmente avec l'augmentation de la tension appliquée.

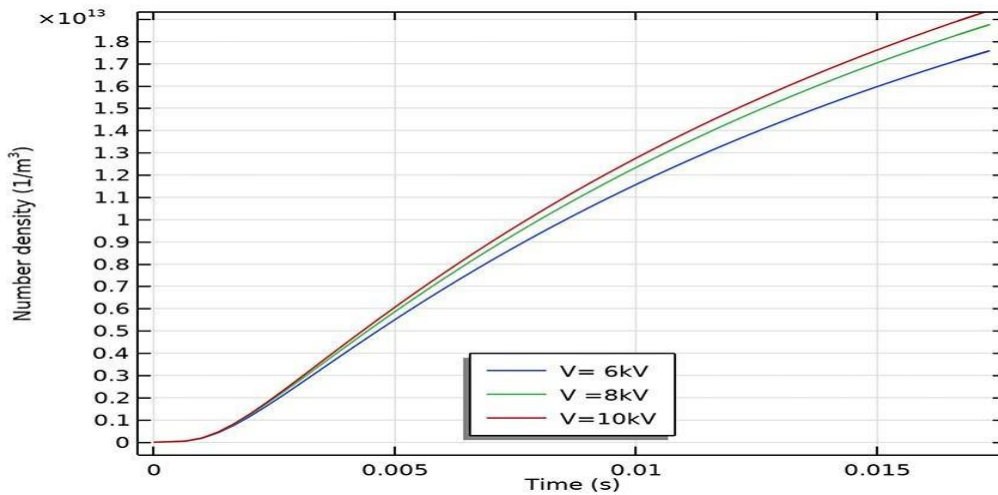


Fig. IV-12 : Effet de la tension appliquée sur la production d'ozone

Il est important de souligner que les vitesses des réactions par impact électronique dépendent à la fois de la densité et de l'énergie cinétique des électrons présents dans la décharge. À des tensions élevées, l'augmentation de la densité électronique provoque une dissociation importante des molécules d'oxygène par impact électronique, ce qui entraîne une élévation de la concentration d'oxygène atomique (voir figure IV-13) et favorise ainsi la production d'ozone.

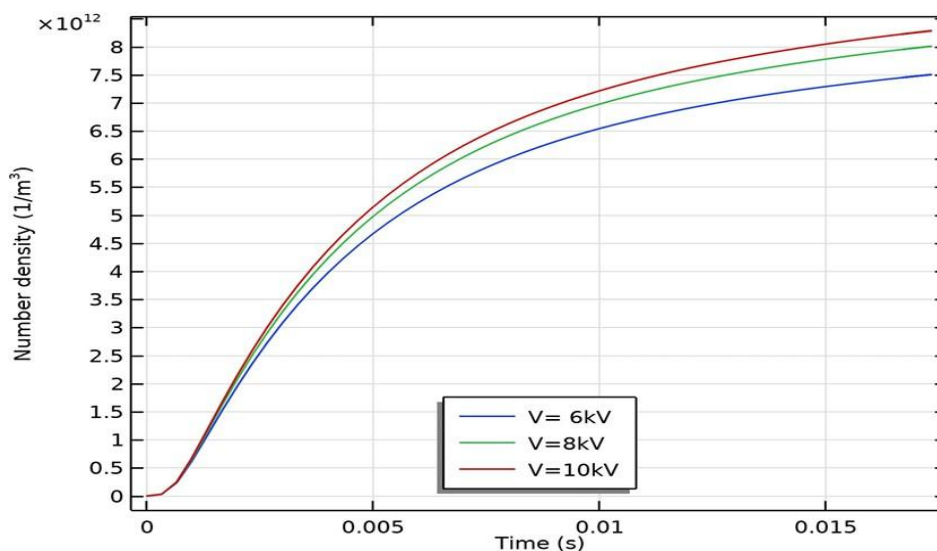


Fig. IV-13 : Effet de la tension appliquée sur la densité de l'oxygène atomique

#### IV.5. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude numérique de la génération d’ozone dans un mélange gazeux composé de 20 % d’oxygène et 80 % d’argon à pression atmosphérique. Les résultats de simulation sont en accord avec les données expérimentales et les modèles théoriques disponibles dans la littérature. Les principales conclusions peuvent être résumées comme suit :

- Comportement des décharges dans l’argon : comparativement à l’oxygène, gaz électro-négatif, la décharge dans l’argon, gaz électropositif, présente une plus grande symétrie et un comportement plus uniforme. La répartition du champ électrique dans l’écart de décharge est différente de celle observée dans l’oxygène, reflétant les caractéristiques propres aux gaz électropositifs.
- Distribution du champ électrique : dans l’argon, la courbe du champ électrique ne présente pas de point minimum marqué comme dans l’oxygène, et le champ reste relativement uniforme à travers l’écart de décharge. Cette répartition homogène favorise une décharge plus stable et plus régulière.
- Production d’ozone : l’ion négatif prédominant dans la décharge reste  $O_2^-$  et l’ion positif  $O_2^+$ . La production d’ozone est plus efficace à basse température et augmente significativement avec l’augmentation de la tension appliquée. L’argon, en tant que gaz porteur, contribue à stabiliser la décharge et à améliorer l’efficacité globale de génération d’ozone.

En résumé, les simulations montrent que le mélange argon–oxygène permet une production d’ozone efficace, avec une décharge plus stable et une concentration d’ozone modulable en fonction de la tension appliquée et de la température du gaz.

## Référence Chapitre IV

- J.Lowke**, «Theory of electrical breakdown in air: the role of metastable oxygen,» J. Phys. D: Appl. Phys 25, pp. 202-210, (1992).
- R. Morrow**, «The theory of positive glow corona,» J. Phys. D: Appl. Phys., 30, , pp. 3099,3114, (1997).
- F. P. Degond**, «Asymptotic analysis of simple ionisation kinetics of air flows at atmospheric pressure,» J. Phys. D : Appl. Phys., 38, pp. 1371-1382, 2005.
- Yanallah K**, «Numerical modeling of ozone production in direct current corona discharge,» Journal of Molecular Structure: THEOCHEM, Volume 777, Issues 1–3, pp. 125-129, 2006.
- Milan Šimek**, «Efficiency of ozone production by pulsed positive corona discharge in synthetic air,» J.Phys. D: Appl.Phys.35 , pp. 1171-1175, 2002.
- Tsai H**, «Numerical Simulation of Downstream Kinetics of an Atmospheric-Pressure Nitrogen Plasma Jet.,» IEEE Transactions on Plasma Science , 2010.
- Prevosto L**, «Modelling of an Atmospheric Pressure Nitrogen Glow Discharge Operating in High-Gas Temperature Regimes,» . Plasma Chem Plasma Process , 2016.
- Choi YH**, «One-dimensional discharge simulation of nitrogen DBD atmospheric pressure plasma,» Thin Solid Films , p. 506 – 507 , 2006; .
- phelps, «SIGLO Database,» 14 february 2019. [En ligne]. Available: **LXCat.net**.
- Bacri J**, «Electron diatomic molecule weighted total cross section calculation,» Physica , pp. 101 1 18, 1982.
- Cheng KW**, «Fluid Modeling of a Nitrogen Atmospheric-Pressure Planar Dielectric Barrier Discharge Driven by a Realistic Distorted Sinusoidal Alternating Current Power Source.,» Japanese Journal of Applied Physics , 2012.
- Lazarou C**, «Numerical modeling of the effect of the level of nitrogen impurities in a helium parallele plate dielectric barrier discharge,» Plasma Sources Sci. Technol 24 , p. 13, 2015.
- Massines F**, «Physics and chemistry in a glow dielectric barrier discharge at atmospheric pressure: diagnostics and modelling.,» Surface and Coatings Technology, p. 174 – 175, 2003.
- Panousis E**, «Numerical modelling of an atmospheric pressure dielectric barrier discharge in nitrogen: electrical and kinetic description.,» J. Phys. D: Appl. Phys , p. 4168–4180, 2007.

**Kossyi IA**, «Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures.,»

Plasma Sources Sci. Technol 1, pp. 207-220, 1992.

**C. C. Pignolet**, «Ozone Generation by Point to Plane Corona Discharge, » J. Phys.D: Appl. Phys.

23(8), p. 1069–1072, 1990

### **Conclusion générale :**

Ce travail a été consacré à l'étude des plasmas non thermiques générés par les décharges à barrière diélectrique (DBD), en mettant particulièrement l'accent sur leur simulation numérique dans l'oxygène pur et dans un mélange Argon/Oxygène. L'approche adoptée a permis d'allier une présentation théorique des mécanismes fondamentaux des décharges électriques et une analyse numérique détaillée du comportement des plasmas étudiés.

Dans un premier temps, les bases conceptuelles relatives aux décharges électriques ont été rappelées, en insistant sur les processus élémentaires tels que l'ionisation, l'excitation, la recombinaison et l'attachement électronique. L'étude des DBD a ensuite permis de souligner leur capacité à générer des plasmas froids à pression atmosphérique, caractérisés par une forte réactivité chimique et une relative stabilité, propriétés qui en font une solution adaptée à de nombreuses applications.

La partie numérique, réalisée avec COMSOL Multiphysics, a porté sur deux cas distincts. La simulation d'une décharge DBD dans l'oxygène pur a montré une production importante d'espèces réactives, notamment l'oxygène atomique (O) et l'ozone (O<sub>3</sub>), mais a également mis en évidence une certaine instabilité de la décharge. L'introduction de l'argon dans le mélange gazeux a, en revanche, révélé plusieurs effets bénéfiques : par sa faible énergie d'ionisation, il facilite l'amorçage de la décharge et homogénéise la répartition du champ électrique. De plus, il contribue à la dissociation de l'oxygène moléculaire, favorisant ainsi la formation d'oxygène atomique qui participe à la génération d'ozone. L'argon joue donc un double rôle : stabiliser le plasma et accroître la production d'espèces oxygénées actives.

La comparaison entre les deux configurations a montré que l'oxygène pur favorise une grande réactivité chimique mais avec une stabilité limitée, tandis que le mélange Argon/Oxygène offre un compromis optimal, associant une meilleure stabilité de la décharge et une efficacité renforcée dans la production d'espèces réactives, en particulier l'ozone.

## Conclusion générale

En définitive, les résultats obtenus confirment l'importance de la composition gazeuse dans le contrôle et l'optimisation des décharges à barrière diélectrique. Ils soulignent également la pertinence de la simulation numérique comme outil d'analyse et de prédiction du comportement des plasmas. Enfin, ils mettent en avant l'intérêt spécifique du mélange Argon/Oxygène pour la génération d'espèces réactives, ouvrant la voie à de nombreuses applications, notamment dans les domaines de l'environnement, de l'énergie et du biomédicale.

## المخلص

يُبرز هذا العمل الطابع الديناميكي لمجال البحث المتعلق بإنتاج الأوزون بواسطة التفريغ ذي الحاجز العازل (DBD) في الأكسجين النقي. كما يؤكد على أن تحسين الكفاءة الطاقوية والتحكم الدقيق في أنماط التفريغ يشكلان رافعتين أساسيتين لتعزيز أداء هذه التقنية ودعم تطوير تطبيقاتها الصناعية والبيئية.

**الكلمات المفتاحية:** الأوزون، التفريغ ذي الحاجز العازل (DBD)، الأكسجين النقي، الكفاءة الطاقوية، التطبيقات الصناعية، التطبيقات البيئية.

## Résumé

Ce travail met en évidence le caractère dynamique du domaine de recherche sur la production d’ozone par décharge à barrière diélectrique (DBD) dans l’oxygène pur. Il souligne que l’optimisation de l’efficacité énergétique ainsi que le contrôle précis des régimes de décharge constituent des leviers essentiels pour améliorer les performances du procédé et favoriser le développement de ses applications industrielles et environnementales.

**Mots-clés :** Ozone, Décharge à barrière diélectrique (DBD), Oxygène pur, Efficacité énergétique, Applications industrielles, Applications environnementales.

## Abstract

This work highlights the dynamic nature of research on ozone generation by dielectric barrier discharge (DBD) in pure oxygen. It emphasizes that optimizing energy efficiency and precisely controlling discharge regimes are key levers to enhance the performance of this process and to support the development of its industrial and environmental applications.

**Keywords:** Ozone, Dielectric Barrier Discharge (DBD), Pure Oxygen, Energy Efficiency, Industrial Applications, Environmental Applications.