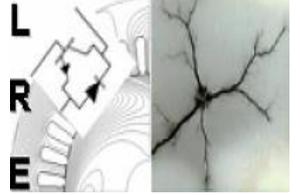


الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Ecole Nationale Polytechnique
Département d'Electrotechnique
Laboratoire de Recherche en Electrotchnique



Projet de Fin d'Etudes

Présenté par :

Abderaouf Ssad Eddine OUKRIF
Abdelmoumene AMAR

En vue de l'obtention du titre de :
Ingénieur d'Etat en Électrotechnique de l'ENP

**Comportement des disjoncteurs HT et étude des mélanges Hexafluorure
de Soufre-Azote**

Soutenu publiquement, le 06 Juillet 2021 devant le jury composé de :

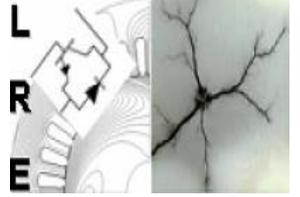
| | | | | |
|------------------|------------|----------|-------|---------------------|
| Président | Redouane | TAHMI | Prof. | ENP, Alger, Algérie |
| Directeur | Madjid | TEGUAR | Prof. | ENP, Alger, Algérie |
| Examineur | A.Elouahab | MEKHALDI | Prof. | ENP, Alger, Algérie |

ENP 2021

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Ecole Nationale Polytechnique
Département d'Electrotechnique
Laboratoire de Recherche en Electrotchnique



Projet de Fin d'Etudes

Présenté par :

Abderaouf Ssad Eddine OUKRIF
Abdelmoumene AMAR

En vue de l'obtention du titre de :

Ingénieur d'Etat en Électrotechnique de l'ENP

Comportement des disjoncteurs HT et étude des mélanges Hexafluorure de Soufre-Azote

Soutenu publiquement, le 06 Juillet 2021 devant le jury composé de :

| | | | | |
|------------------|------------|----------|-------|---------------------|
| Président | Redouane | TAHMI | Prof. | ENP, Alger, Algérie |
| Directeur | Madjid | TEGUAR | Prof. | ENP, Alger, Algérie |
| Examineur | A.Elouahab | MEKHALDI | Prof. | ENP, Alger, Algérie |

ENP 2021

Remerciement :

Nous voudrions adresser nos plus sincères remerciements à Monsieur Madjid TEGUAR, Professeur à l'École Nationale Polytechnique, de nous avoir proposé ce sujet et pour son suivi continu tout au long de la période de notre projet de fin d'études. Ses précieux conseils, ses directives et ses encouragements ont grandement contribué à la réalisation de ce travail.

Nous remercions chaleureusement Monsieur Redouane TAHMI, Professeur à l'École Nationale Polytechnique, de l'honneur qui nous a fait en acceptant d'être le président du jury et d'évaluer notre mémoire.

Nos vifs remerciements vont également à Monsieur Abdelouahab MEKHALDI, Professeur à l'École Nationale Polytechnique, pour nous avoir honoré en acceptant d'examiner et d'évaluer notre mémoire.

Nous exprimons notre gratitude à tous les enseignants de l'École Nationale Polytechnique, et en particulier, ceux du Département d'Electrotechnique pour les connaissances qu'ils nous ont transmis, leur disponibilité et leurs efforts.

Que tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce modeste travail trouvent ici l'expression de notre sincère gratitude.

ملخص: يركز الجزء الأول من هذا العمل على دراسة سلوك مخاليط غاز سداسي فلوريد الكبريت مع غاز الأزوت بهدف استخدامها في قواطع دوائر الجهد العالي. لهذا، تم استخدام برنامج بولسيغ +. يُمزج هذا الأخير التفرغ المنتشر في غاز ضعيف التأين ومنخفض الضغط وفق نموذج تاونسند. يسمح برنامج بولسيغ + بتحليل عبارة ماكسويل-بولتزمان التي تصف حركات غاز سداسي فلوريد الكبريت وغاز الأزوت طبقاً للتوزيع الاحتمالي لسرعات الجزيئات. بالاعتماد فقط على الاصطدامات المرنة (إلكترونات-إلكترونات)، يتيح هذا البرنامج أيضاً حل معادلة بولتزمان للإلكترونات قصد الحصول على توزيع طاقاتها وكذا معاملات التأين والتوصيل ومتوسط طاقة الإلكترونات بدلالة المجال الكهربائي المنخفض ودرجة الحرارة وكذا سرعة الجزيئات. أظهرت النتائج التي تم الحصول عليها أن قوة العزل الكهربائي للمخاليط المحتوية على 40% من غاز الأزوت و60% من غاز سداسي فلوريد الكبريت يمكن أن تصل إلى 90% من تلك التي يتميز بها غاز سداسي فلوريد الكبريت وهذا ما يساعد على تقليل مساهمة هذا الأخير في ظاهرة الاحتباس الحراري. يتعلق الجزء الثاني من هذا العمل بدراسة سلوك قواطع الدائرة ذات الجهد العالي المستعملة لغاز سداسي فلوريد الكبريت. تم تصميم القوس الكهربائي وفقاً لنماذج كاسي وماير وهابيدانك. تم حل المعادلات التفاضلية للنقلية المتحصل عليها بتطوير مخططات سيمولنك في بيئة ماتلاب. أتاحت عمليات المحاكاة متابعة التغيرات الزمنية للجهد والتيار القوس. بعد التحقق والمقارنة أظهرت النتائج أن نموذج هابيدانك هو الأنسب.

الكلمات المفتاحية: مخاليط غاز سداسي فلوريد الكبريت مع غاز الأزوت، قواطع دوائر الجهد العالي، تفرغ، إلكترون، مجال كهربائي، قوة العزل كهربائي، قوس كهربائي.

Abstract: The first part of this work focuses on the study of the behavior of SF₆-N₂ gas mixtures in order to be used in HV circuit breakers. For this, the Bolsig + calculation code was used. The latter supposes that the discharge evolving in a gas, weakly ionized and at low pressure, is described by the Townsend model. Bolsig + allows the resolution of the Maxwell-Boltzmann expression describing the kinetics of SF₆ and N₂ gases in terms of the probability distribution of the velocities of molecules. By considering only the elastic collisions (electrons-electrons), this computer code permits to solve the Boltzmann equation for the electrons in order to give their energy distribution, the ionization and attachment coefficients and the average energy of electrons as a function of reduced electric field, temperature as well as the velocity of molecules. The results obtained show that the dielectric strength of mixtures containing 40% of N₂ and 60% of SF₆ can reach 90% of the SF₆ one. This allows reducing the contribution of SF₆ to global warming. The second part of our work deals within the behavior of HV circuit breakers with SF₆. The electric arc was modeled according to the models of Mayr, Cassie and Habedank. The differential conductance equations obtained were solved by developing Simulink schemes under Matlab environment. The simulations allow following the temporal variations of the voltage and the current of the arc. After validation and comparison, the results show that the Habedank model is the most appropriate.

Key-words: SF₆-N₂ gas mixtures, HV circuit breakers, discharge, electron, electric field, dielectric rigidity, electric arc.

Résumé : La première partie de ce travail porte sur l'étude du comportement des mélanges gazeux SF₆-N₂ en vue de les employer dans les disjoncteurs HT. Pour cela, le code de calcul Bolsig+ a été utilisé. Ce dernier suppose que la décharge évoluant dans un gaz, faiblement ionisé et à faible pression, est décrite par le modèle de Townsend. Bolsig+ permet la résolution de l'expression de Maxwell-Boltzmann décrivant la cinétique des gaz SF₆ et N₂ en termes de distribution de la probabilité des vitesses des molécules. En considérant uniquement les collisions élastiques (électrons-électrons), ce code de calcul permet également de résoudre l'équation de Boltzmann pour les électrons afin de donner leur distribution en énergie, les coefficients d'ionisation et d'attachement et l'énergie moyenne des électrons en fonction du champ électrique réduit, la température ainsi que la vitesse des molécules. Les résultats obtenus montrent que la rigidité diélectrique des mélanges contenant 40% de N₂ et 60% de SF₆ peut atteindre 90% de celle du SF₆. Ceci permet de réduire la contribution du SF₆ dans le réchauffement climatique. La deuxième partie de ce travail porte sur l'étude du comportement des disjoncteurs HT à SF₆. L'arc électrique a été modélisé conformément aux modèles de Mayr, Cassie et Habedank. Les équations différentielles de la conductance obtenues ont été résolues en développant des schémas Simulink sous environnement Matlab. Les simulations ont permis de suivre les variations temporelles de la tension et du courant de l'arc. Après validation et comparaison, les résultats montrent que le modèle de Habedank est le plus approprié.

Mots-clés : Mélanges gazeux SF₆-N₂, disjoncteurs HT, décharge, électron, champ électrique, rigidité diélectrique, arc électrique.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Liste des figures | 6 |
| Liste des tableaux | 7 |
| Introduction générale | 9 |
| 1 Chapitre 1 : Généralités sur les disjoncteurs..... | 13 |
| 1.1 Classifications des disjoncteurs | 13 |
| 1.1.1 Disjoncteurs selon les niveaux de tension | 14 |
| 1.1.2 Disjoncteurs selon les conceptions externes | 14 |
| 1.1.3 Disjoncteurs selon les milieux de coupure | 14 |
| 1.2 Fonctionnement du disjoncteur | 22 |
| 1.3 Tension transitoire de rétablissement | 24 |
| 1.4 Arc électrique dans le disjoncteur : | 25 |
| 1.4.1 Propriétés de l'arc électrique | 25 |
| 1.4.2 Rôle de l'arc dans le disjoncteur | 27 |
| 1.4.3 Processus de coupure avec l'arc | 27 |
| 1.4.4 Inconvénient et danger de l'arc électrique | 28 |
| 2 Chapitre 2 : Plasma et décharge électrique | 30 |
| 2.1 Introduction : | 30 |
| 2.2 Définition d'un plasma: | 31 |
| 2.3 Constituants d'un plasma : | 33 |
| 2.3.1 Les électrons : | 33 |
| 2.3.2 Les ions : | 33 |
| 2.3.3 Les neutres : | 34 |
| 2.3.4 Les espèces excitées (monoatomiques) : | 34 |
| 2.3.5 Les fragments moléculaires : | 34 |
| 2.3.6 Les photons : | 34 |
| 2.4 Grandeurs caractéristiques d'un plasma : | 35 |
| 2.4.1 Le degré d'ionisation (taux d'ionisation) : | 35 |
| 2.4.2 Les températures électronique et ionique : | 35 |
| 2.4.3 La densité des particules chargées : | 36 |
| 2.5 Classification des plasmas : | 36 |
| 2.5.1 Plasmas chauds : | 36 |
| 2.5.2 Plasmas thermiques : | 36 |
| 2.5.3 Plasmas froids : | 36 |
| 2.6 Domaines d'application des plasmas : | 37 |

| | | |
|--------|---|----|
| 2.7 | Collisions dans un plasma : | 37 |
| 2.7.1 | Types de collisions | 38 |
| 2.8 | Définition de la décharge électrique : | 41 |
| 2.9 | Caractéristiques de décharges électriques : | 41 |
| 2.10 | Régimes de décharges électriques : | 42 |
| 2.11 | Claquage dans les gaz : | 44 |
| 2.11.1 | Définition de claquage dans les gaz | 44 |
| 2.11.2 | Mécanisme de claquage dans les gaz | 44 |
| 3 | Chapitre 3: Modelisation et interpretation sous environnement bolsig+ | 48 |
| 3.1 | Environnement Bolsig+ | 48 |
| 3.2 | Distribution de Maxwell-Boltzmann | 50 |
| 3.3 | Fonction de distribution en énergie des électrons (EEDF) : | 52 |
| 3.4 | Coefficient d'ionisation de Townsend | 54 |
| 3.5 | Coefficient d'attachement de Townsend | 54 |
| 3.6 | Energie moyenne | 55 |
| 4 | Chapitre 4 : Modélisation d'arc dans un disjoncteur HT | 58 |
| 4.1 | Introduction : | 58 |
| 4.2 | Modélisation : | 58 |
| 4.2.1 | Modèles de base : | 58 |
| 4.2.2 | Modèle d'arc amélioré : | 62 |
| 4.2.3 | Schéma Simulink : | 63 |
| 4.2.4 | Résultats de Simulation et interprétations | 70 |
| 4.2.5 | Comparaison et discussion | 75 |
| 5 | Conclusion générale : | 79 |
| 6 | Les références | 82 |

Liste des figures :

| | |
|--|----|
| Figure 1.1 : Disjoncteur à air comprime 800kV [8]..... | 16 |
| Figure 1.2 : Disjoncteur SF6 245 kV 50 kA [6] | 18 |
| Figure 1.3 : Chaleur spécifique pour le SF6 et l'air à P=1bar [19]..... | 20 |
| Figure 1.4 : Conductivité thermique du SF6 et de l'air sous une pression de 1bar [19] | 21 |
| Figure 1.5 : Coupe d'un disjoncteur a haute tension [18] | 23 |
| Figure 1.6 : Tension transitoire de rétablissement [21]..... | 24 |
| Figure 1.7 : Composition de la colonne d'arc [25] | 26 |
| Figure 2.1 : Illustration des 4 états de la matière de l'eau en fonction de la température [29]..... | 30 |
| Figure 2.2 : Représentation schématique des quatre états de la matière [35] | 31 |
| Figure 2.3 : Schéma de la différence entre un gaz neutre et un plasma [37]..... | 32 |
| Figure 2.4 : Domaines d'application des plasmas [42]..... | 37 |
| Figure 2.5 : Régimes de décharge en courant continu | 44 |
| Figure 2.6 : Variation de courant en fonction de la tension [47] | 45 |
| Figure 3.1 : Environnement Bolsig+..... | 49 |
| Figure 3.2 : Distribution des vitesses en fonction de la vitesse des molécules N ₂ | 51 |
| Figure 3.3 : Distribution des vitesses en fonction de la vitesse des molécules SF ₆ | 51 |
| Figure 3.4 : EEDF en fonction de l'énergie des électrons dans SF ₆ | 52 |
| Figure 3.5 : EEDF en fonction de l'énergie des électrons dans N ₂ | 53 |
| Figure 3.6 : EEDF en fonction de l'énergie des électrons dans le mélange SF ₆ -N ₂ | 53 |
| Figure 3.7 : Coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique réduit pour les mélanges SF ₆ -N ₂ et pour T=2000 K | 54 |
| Figure 3.8 : Coefficient d'attachement en fonction du champ électrique réduit pour les mélanges SF ₆ - N ₂ et T=2000K | 55 |
| Figure 3.9 : Energie moyenne en fonction de champ électrique réduit pour les mélanges SF ₆ -N ₂ et T=2000K..... | 56 |
| Figure 4.1 : Schéma du modelé de Habedank [27] | 62 |
| Figure 4.2 : Schéma Simulink standard pour les modèles d'arc..... | 63 |
| Figure 4.3 : Schéma du filtre passif amorti | 64 |
| Figure 4.4 : Visualisation de la variation de la tension et du courant aux bornes du disjoncteur .. Error! Bookmark not defined. | |
| Figure 4.5 : Schéma de la ligne de transmission en court-circuit | 65 |
| Figure 4.6 : Schéma bloc à l'intérieur du modèle de l'arc | 66 |
| Figure 4.7 : Paramètres du bloc « step » | 66 |
| Figure 4.8 : Interface DEE | 67 |
| Figure 4.9 : Blocks à l'intérieur de DEE..... | 68 |
| Figure 4.10 : Paramètres du modèle de Cassie..... | 69 |
| Figure 4.11 : Schéma bloc de DEE pour deux équations différentielles..... | 70 |
| Figure 4.12 : Variation temporelle de tension de l'arc selon le modèle de Cassie | 71 |
| Figure 4.13 : Variation temporelle du courant de l'arc selon le modèle de Cassie..... | 71 |
| Figure 4.14 : Variation temporelle de tension de l'arc selon le modèle de Mayr..... | 72 |
| Figure 4.15 : Tension transitoire de rétablissement de l'arc selon le modèle de Mayr..... | 72 |
| Figure 4.16 : Variation temporelle du courant de l'arc selon le modèle de Mayr | 73 |
| Figure 4.17 : Période post arc pour le model de Mayr..... | 73 |
| Figure 4.18 : Variation temporelle de tension de l'arc selon le modèle de Habedank..... | 74 |
| Figure 4.19 : la tension transitoire de rétablissement de l'arc selon le modele de Habedank | 74 |
| Figure 4.20 : Variation temporelle du courant de l'arc selon le modèle de habedank..... | 75 |
| Figure 4.21 : Période post arc pour le model de Habedank..... | 75 |
| Figure 4.22 : Variations temporelles des courants des différents modèles | 76 |
| Figure 4.23 : Variations temporelles des tensions des trois modèles | 76 |
| Figure 4.24 : Temps de coupure des trois modèles..... | 77 |

Liste des tableaux :

| | |
|---|----|
| Tableau 2-1 : Ensemble de réactions induites par impact électronique [32]..... | 41 |
| Tableau 2-2 : Paramètres caractéristiques des décharges dans les gaz [32]..... | 42 |
| Tableau 3-1 : Comparaison des deux modèles de base [23] | 61 |

Introduction générale

Introduction générale

Les disjoncteurs, faisant partie des appareils électromagnétiques de connexion, sont des éléments clés du réseau électrique. Les disjoncteurs sont des interrupteurs à commande automatique. Leur rôle repose sur une approche de sécurité préventive. Ils consistent, en fait, à interrompre le courant dans toutes les situations (normales ou anormales) et à protéger les personnes, le circuit, ainsi que tous les appareils connectés à contre les dommages causés par un courant excessif provenant d'une surcharge, d'un court-circuit ou d'une fuite à la terre (disjoncteur différentiel) [1].

On distingue trois classes de disjoncteurs à savoir les disjoncteurs BT caractérisés par une tension inférieure à 1,5 kV, les disjoncteurs MT dont la tension varie dans la gamme 1,5 kV-50 kV) et les disjoncteurs HT dont la tension est supérieure à 50 kV. Initialement, les disjoncteurs ont été développés pour protéger les installations de hautes et moyennes tensions. La sécurité des installations de basse tension (BT) a été dévolue à des fusibles. Ces derniers étaient constitués d'un simple fil de plomb ou d'étain placé entre deux bornes, qu'une surintensité faisait chauffer et fondre, une fois atteint leur capacité nominale liée au diamètre. Outre un temps de réaction relativement long, ce type de protection imposait une intervention pour remplacer le fil fondu [1].

Les disjoncteurs HT devront donc être capables de (i) supporter, en position fermée, le courant qui circule entre les électrodes en minimisant l'échauffement des différentes parties conductrices, (ii) supporter, en position ouverte, la tension qui se manifeste entre les électrodes, (iii) interrompre, dans tous les cas, rapidement et sans défaillance le courant qui circule [2]. Le rôle principal des disjoncteurs HT consiste essentiellement en l'extinction de l'arc électrique pendant l'ouverture. Cet arc, dont la résistance change rapidement, doit être coupé au passage par zéro du courant alternatif. Pour interrompre cet arc, il faut donc refroidir le milieu et dissiper de l'énergie. Ceci est réalisé par le gaz contenu dans les volumes [2]. En fait, la génération et dissipation de l'énergie par effet Joule provoque une augmentation très rapide de la température. La formation du plasma conduit à la libération des électrons dans le fluide, ce qui lui confère d'excellentes propriétés de conduction électrique. L'annulation du champ électrique entre les électrodes amène à l'annulation du courant, mais pas à la disparition du plasma. La vitesse de récupération de la rigidité diélectrique dans l'espace inter électrode dépend de la vitesse de refroidissement du gaz. Le paramètre qui décrit mieux l'extinction de l'arc électrique dans un disjoncteur est donc sa température [2].

Depuis le début du 20ème siècle, diverses techniques ont été mises au point pour interrompre le courant en utilisant les disjoncteurs HT. La technique de coupure dans l'huile a été utilisée jusqu'à la fin des années 1970. À l'époque, les grands pouvoirs de coupure ne pouvaient être obtenus qu'avec les disjoncteurs à air comprimé [3]. Par la suite, l'hexafluorure de soufre (SF_6) a été préféré comme agent de coupure en raison de ses excellentes propriétés thermique (dissipation) et diélectrique (isolation) [3].

Les disjoncteurs au gaz SF_6 présentent d'excellentes capacités de coupure (d'extinction des

arcs électriques) et un rapport qualité/prix nettement supérieur à ceux utilisant l'air ou l'huile comme isolant. Dans les conditions de température et de pression normales, le SF₆ se présente à la fois comme un gaz incolore, inodore et inflammable. Ses excellentes propriétés diélectriques, chimiques et thermiques se sont confirmées au fur et à mesure de son utilisation et lui ont permis de remplacer les autres gaz (tels que l'air, le CO₂ ...). Malgré ces nombreux avantages, une des conséquences néfastes de l'utilisation du SF₆ dans l'industrie est sa contribution à l'effet de serre qui conduit au réchauffement de la planète, d'où la nécessité de s'orienter vers la recherche de gaz ou mélanges moins nocifs pour l'environnement [4].

L'objectif du présent manuscrit est d'étudier, en premier lieu, le comportement des mélanges gazeux SF₆-N₂ en vue de les proposer comme substituts probables au SF₆ pour être utilisés dans les disjoncteurs HT. Ceci permet de diminuer la contribution du SF₆ dans le réchauffement global de l'atmosphère. Prime abord, la cinétique des gaz SF₆ et N₂ a été étudiée en résolvant l'expression de Maxwell-Boltzmann donnant la distribution de la probabilité des vitesses des molécules [5]. Pour cela, un programme sous environnement Matlab a été élaboré. Par la suite, le claquage dans le N₂, SF₆ et ses mélanges a été analysé en utilisant le code de calcul Bolsig+. Ce code permet la résolution numérique de l'équation de Boltzmann pour les électrons dans un gaz faiblement ionisé et pour un champ uniforme. Les coefficients d'ionisation et d'attachement ont été adoptés comme indicateurs pour l'évaluation de tels claquages. La décharge sera décrite par le modèle de Townsend évoluant dans un mélange faiblement ionisé et à faible pression. Seules les collisions élastiques électrons-électrons qui ont été prises en compte. Les coefficients de transport électronique du mélange SF₆-N₂ seront obtenus par intégration de l'équation de Boltzmann dans le cas stationnaire et pour un champ uniforme. En effet, nous nous sommes intéressés à analyser la distribution de la probabilité des vitesses des molécules, la fonction de distribution en énergie des électrons, les coefficients d'ionisation et d'attachement et l'énergie moyenne des électrons. Les paramètres d'influence consistent en le champ électrique réduit, la température ainsi que la vitesse des molécules.

Comme deuxième partie, le claquage dans un disjoncteur HT a été étudié. Pour cela, une modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur HT a été établie en adoptant le modèle de Mayr, celui de Cassie et finalement celui de Handebank. Cette modélisation nous a permis d'obtenir l'équation différentielle propre à chaque modèle. La résolution de ces équations différentielle a été réalisée en développant des schémas Simulink sous environnement Matlab. Des simulations ont été faites afin de suivre les variations temporelles de la tension et du courant de l'arc. Le modèle le plus adéquat est sélectionné en confrontant les résultats obtenus à ceux reportés dans la littérature.

Le présent manuscrit contient quatre chapitres distincts. Le premier est consacré, d'abord, aux généralités sur les disjoncteurs HT. En effet, nous commençons par citer des notions générales sur les disjoncteurs H, leur classification, leurs types d'installation, leurs conceptions externes et leurs milieux de coupure (SF₆ d'une manière plus précise). Nous y présentons le principe de fonctionnement d'un disjoncteur. Des généralités sur les arcs électriques dans les

Introduction générale

disjoncteurs HT y sont également dévoilées. Nous commençons par présenter leurs propriétés physiques et électriques, puis les théories de base et le rôle et l'importance des arcs permettant d'éviter l'interruption soudaine du courant. Nous énumérons par la suite les théories de l'interruption ou l'extinction ainsi que les processeurs de coupure de l'arc. Nous terminons ce chapitre par citer les dangers et les inconvénients de l'arc électrique dans les disjoncteurs HT.

Le deuxième chapitre porte sur le plasma. Nous abordons ce chapitre par définir le plasma et présenter ses différentes caractéristiques. Nous y illustrons, par la suite, ses constituants, ses grandeurs caractéristiques, sa classification et ses domaines d'applications. Nous y présentons également les différentes collisions dans le plasma. Une attention particulière est accordée aux décharges (plasmas froids) dans les gaz. Pour cela, nous commençons par définir la décharge dans les gaz, avant de donner ses caractéristiques et ses régimes. Nous terminons ce chapitre par présenter le claquage dans les gaz ainsi que les mécanismes mis en jeu.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude du comportement des mélanges gazeux $\text{SF}_6\text{-N}_2$. Prime abord, une modélisation donnant la distribution de la probabilité des vitesses des molécules des gaz SF_6 et N_2 est y présentée. Pour cela, un programme sous environnement Matlab a été élaboré pour l'étude de la cinétique des deux gaz en résolvant l'expression de Maxwell-Boltzmann. En utilisant le code de calcul Bolsig+, des simulations sont lancées pour analyser le claquage dans le N_2 , SF_6 et ses mélanges ; la décharge étant décrite par le modèle de Townsend. Notons que ce code permet la résolution numérique de l'équation de Boltzmann pour les électrons dans un gaz faiblement ionisé, à faible pression et pour un champ uniforme (seules les collisions élastiques sont prises en compte). Nous analysons la distribution de la probabilité des vitesses des molécules, la fonction de distribution en énergie des électrons, les coefficients d'ionisation et d'attachement et l'énergie moyenne des électrons en fonction du champ électrique réduit, la température ainsi que la vitesse des molécules.

Le quatrième chapitre porte sur la modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur HT. Pour cela, les modèles de Mayr, de Cassie et de Habedank ont été considérés. Les équations différentielles ainsi obtenus ont été résolues en utilisant les blocs Simulink. Nous nous sommes intéressés aux variations temporelles de la tension et du courant de l'arc. Les résultats ainsi obtenus sont confrontés aux données réelles reportés dans la littérature. Nous clôturons ce chapitre par une discussion en vue de déduire le modèle le plus représentatif.

Nous terminons notre manuscrit par une conclusion générale représentant une synthèse globale de notre travail.

Chapitre 1 : Généralités sur les disjoncteurs

Au cours des 100 dernières années, l'électricité est devenue le système énergétique le plus flexible et le plus fiable du monde. La demande mondiale continue d'augmenter et, dans de nombreux pays, l'approvisionnement en électricité est fortement lié au produit intérieur brut (PIB) du pays. L'infrastructure qui permet la distribution sûre de l'énergie électrique repose sur un dispositif spécifique qui doit être extrêmement fiable : le disjoncteur. Le disjoncteur joue ce qui est considéré comme le rôle le plus important dans les réseaux, à savoir la commutation du courant du système électrique dans des conditions normales et anormales [6]. Le disjoncteur est un dispositif de commutation qui, selon l'American National Standards Association (ANSI) C37.100, est défini comme suit : "Un dispositif mécanique capable d'établir, de transporter et de couper des courants de circuit, dans des conditions normales et anormales spécifiées (telles que celles de court-circuit)" [7].

Les premiers disjoncteurs ont été construits au début du vingtième siècle. Depuis lors, la conception, la fabrication, les essais et l'application sur le terrain des disjoncteurs ont considérablement évolué surtout avec l'augmentation des tensions de fonctionnement et les capacités de court-circuit des réseaux électriques. Les disjoncteurs à eau et à huile sont apparus très tôt dans le développement des disjoncteurs et fonctionnaient à de très faibles niveaux de courant et de tension. Les contacts de ces disjoncteurs étaient noyés dans un grand réservoir rempli du fluide choisi [6, 8].

Le développement pratique des disjoncteurs était, surtout au début, quelque peu pragmatique, et la conception était rarement possible par déduction de principes scientifiques.

De nombreux essais de développement ont été nécessaires dans les laboratoires de haute puissance. Un grand pas en avant dans la compréhension de l'interaction arc-circuit a été fait en 1939 lorsque A. M. Cassie a publié l'article avec son équation bien connue pour la dynamique de l'arc (Cassie 1939 ; Cassie et Mason 1956). Puis, en 1943, O. Mayr a suivi avec le supplément qui prend en charge l'intervalle de temps autour du courant zéro (Mayr 1943) [6].

Il devient évident que l'interruption du courant par un arc électrique est un processus physique complexe lorsque l'on réalise que le processus d'interruption se déroule en microsecondes, que la température du plasma dans la région du courant élevé est supérieure à 10 000 K, que la décroissance de la température autour du courant zéro est d'environ 2 000 K par microseconde et que les mouvements du gaz sont supersoniques. La compréhension du processus d'interruption du courant a conduit à des disjoncteurs au SF₆ (un gaz avec de très bonnes caractéristiques diélectriques) qui sont capables d'interrompre 63 kA à 550 kV avec un seul élément d'interruption [6].

1.1 Classifications des disjoncteurs

Les disjoncteurs peuvent être regroupés en fonction de nombreux critères différents, tels que la tension appliquée, le type de l'installation, les caractéristiques de conception externe et, la technologie et le matériau utilisés pour l'interruption du courant.

1.1.1 Disjoncteurs selon les niveaux de tension

Un point de départ logique pour établir une classification des disjoncteurs est le niveau de tension auquel les disjoncteurs sont destinés à être utilisés. Cette première classification générale divise les disjoncteurs en deux groupes [9] :

- ✚ Les disjoncteurs BT prévus pour être utilisés à des tensions allant jusqu'à 1000 volts.
- ✚ Les disjoncteurs HT qui ont une valeur nominale de 1000 Volts ou plus.

1.1.2 Disjoncteurs selon les conceptions externes

Du point de vue de leur conception structurelle physique, les disjoncteurs peuvent être identifiés comme des disjoncteurs à réservoir mort (cuve morte) ou à réservoir vif (cuve vive) [10].

Les disjoncteurs à cuve morte sont définis dans la norme ANSI C37.100 [7] comme "Un dispositif de commutation dans lequel une ou plusieurs cuves, contenant le ou les interrupteurs et les milieux isolants, sont mises au potentiel de la terre".

L'unité de commutation est située dans un conteneur métallique maintenu au potentiel de la terre. Comme les conducteurs entrants et sortants passent par des traversées isolées, il est possible d'y placer des transformateurs de courant (ce qui n'est pas possible dans le cas d'un réservoir sous tension) [11].

Un disjoncteur à réservoir vif (cuve vive) ou sous tension est défini dans la même norme [7] comme : "Un dispositif de commutation dans lequel le ou les récipients abritant le ou les interrupteurs sont à un potentiel de la ligne ou à un potentiel supérieur à celui de la terre".

L'unité de commutation du disjoncteur à réservoir vif (cuve vive) est située dans une traversée isolante qui est sous tension à la ligne (ou une certaine tension au-dessus du sol). Les disjoncteurs sous tension sont moins chers que les disjoncteurs à réservoir mort et nécessitent moins d'espace [11].

1.1.3 Disjoncteurs selon les milieux de coupure

Dans le processus de l'évolution de la technologie des disjoncteurs, l'un des principaux facteurs relatifs à la conception globale du dispositif est le milieu dans lequel on interrompt l'arc électrique généré lors de la séparation des contacts [12].

L'idée principale de la coupure est d'allonger suffisamment cet arc électrique dans son milieu pour qu'il évacue un maximum de calories et que son refroidissement aboutisse rapidement à son extinction. Ainsi, différentes techniques ont été développées au cours du temps (Disjoncteur à air comprimé, à vide, à l'huile et au SF₆) [12].

1.1.3.1 Disjoncteur à air comprimé

Bien qu'un brevet ait été délivré en 1927, les disjoncteurs à air comprimé ont été utilisés pour la première fois dans le commerce aux alentours de 1940 [8].

L'air comprimé possède de bonnes rigidité diélectrique et caractéristiques thermiques qui

Chapitre 1 : Généralités sur les disjoncteurs

permettent d'obtenir un refroidissement rapide de l'arc au voisinage du passage par zéro du courant [13].

Le disjoncteur à air comprimé est un interrupteur électrique à commande automatique qui utilise de l'air pour protéger un circuit électrique contre les dommages causés par un courant excessif provenant d'une surcharge ou d'un court-circuit. Sa fonction principale est d'interrompre le flux de courant après la détection d'un défaut. Lorsque cela se produit, un arc apparaît entre les contacts qui ont coupé le circuit [14]. Les disjoncteurs à air comprimé utilisent l'écoulement de l'air à travers des tuyères pour refroidir l'arc et obtenir sa déionisation. Les pouvoirs de coupure les plus élevés exigés ont pu être atteints en augmentant la pression (30 à 50 bars) [13].

Ce type de disjoncteur fonctionne dans l'air à la pression atmosphérique. Après le développement du disjoncteur à huile, le disjoncteur à air moyenne tension a été largement remplacé par des disjoncteurs à huile dans le monde entier [14].

Bien que dans des pays comme la France et l'Italie, les disjoncteurs à air comprimé restent un choix préférable jusqu'à une tension de 15 kV. Les disjoncteurs à air comprimé sont également un bon choix pour éviter le risque de feu d'huile, en cas de disjoncteur à huile. Les disjoncteurs à air comprimé étaient exclusivement utilisés, en Amérique évidemment avant le développement des disjoncteurs à vide et à SF₆, pour le système jusqu'à 15 kV jusqu'au [14].

Ces disjoncteurs ont gardé pendant longtemps le monopole des hautes performances (pouvoir de coupure jusqu'à 100 kA en haute tension, coupure en deux cycles, surtensions réduites grâce à l'utilisation de résistances d'ouverture et de fermeture, ...) [13].

Malgré les avantages susmentionnés, Les disjoncteurs à air comprimé présentent certains inconvénients. Ils exigent un entretien régulier des stations de compression [13], de plus l'air a des propriétés d'extinction d'arc relativement plus faibles, aussi ce disjoncteur contient un compresseur d'air de grande capacité ce qui consomme beaucoup d'énergie et il existe également un risque de fuite de pression d'air au niveau des jonctions des tuyaux d'air [15].

Le disjoncteur à air comprimé est utilisé pour la protection des installations, des machines électriques, des transformateurs, des condensateurs et des générateurs. Un disjoncteur à air est également utilisé dans le système de partage de l'électricité et GND environ 15kV. Il est également utilisé dans les applications à faible et à haute intensité et tension [15].

La figure (1.1) montre un disjoncteur à air comprimé de 800 kV.



Figure 1.1 : Disjoncteur à air comprimé 800kV [8]

1.1.3.2 Disjoncteurs à l'huile

D'un point de vue historique, le disjoncteur à huile considéré est le premier disjoncteur qui a été conçu pour les applications de haute tension. Il précède de plusieurs décennies le type à air comprimé [8].

La conception de ce disjoncteur était extrêmement simple. Il se composait de deux barils en bois remplis d'une combinaison d'eau et d'huile. Les contacts étaient constitués de deux lames verticales reliées au sommet et disposées de manière à tomber dans les contacts fixes pour fermer le circuit [8].

L'huile minérale a une meilleure propriété isolante que l'air. Dans un disjoncteur à huile, le contact fixe et le contact mobile sont immergés dans l'huile isolante. Lorsqu'il y a une séparation des contacts porteurs de courant dans l'huile, l'arc dans le disjoncteur est initialisé au moment de la séparation des contacts [14]. Grâce à cet arc, l'huile se décompose en formant des gaz constitués principalement d'une bulle d'hydrogène. L'énergie d'arc étant consommée par la vaporisation et la décomposition de l'huile, l'arc se refroidit et s'interrompt au voisinage du passage par zéro du courant. La haute conductivité thermique de l'hydrogène permet de refroidir énergiquement l'arc, ce qui favorise une régénération diélectrique très rapide du milieu inter-électrodes [13].

Chapitre 1 : Généralités sur les disjoncteurs

Les préoccupations environnementales imposant la nécessité de systèmes de rétention d'huile, les coûts de maintenance, la nécessité de nombreux éléments de coupure en série (pour tenir la tension) et le développement du disjoncteur à gaz SF₆ ont conduit au remplacement progressif du disjoncteur à huile pour les nouvelles installations [16].

1.1.3.3 Disjoncteurs à vide

C'est une technique qui a été développée en 1960 [14]. Les interrupteurs sous vide tirent parti du vide en raison de ses caractéristiques diélectriques exceptionnelles et de ses capacités de diffusion en tant que milieu d'interruption. Il faut noter que la remarquable rigidité diélectrique du vide est due à l'absence de collisions inélastiques entre les molécules de gaz. Ce qui signifie qu'il n'y a pas de mécanisme d'avalanche pour déclencher la rupture diélectrique comme c'est le cas dans les milieux gazeux [8].

Un disjoncteur qui utilise le vide comme moyen d'extinction de l'arc est appelé disjoncteur à vide. Dans ce disjoncteur, le contact fixe et le contact mobile sont enfermés dans un interrupteur à vide scellé en permanence. L'arc est éteint car les contacts sont séparés dans un vide poussé. Il est principalement utilisé pour la moyenne tension allant de 11 KV à 33 KV [17].

Les disjoncteurs à vide connaissent des limitations de niveau de tension. Ceux à SF₆ peuvent être utilisés en moyenne et haute tension. La technique à vide est désormais utilisée en moyenne tension principalement. Pour des tensions comprises entre 12 et 24 kV, le vide et le SF₆ sont tout aussi efficace. En dessous de cette plage, c'est le vide qui a un certain avantage, alors qu'au-dessus, il est préférable d'utiliser du SF₆. Ce que l'on entend sous le terme de 'vide' est en réalité un gaz à faible pression (de 10⁻¹ à 10⁻⁵ Pa). La tenue diélectrique dans le vide entre deux électrodes croît de manière quasi-linéaire avec la racine carrée de la distance qui les sépare. Il est à noter que dans certains cas rares, comme la régénération diélectrique du vide est très rapide, la technique à vide peut être légèrement avantagée par rapport au SF₆ [12].

Le disjoncteur à vide a de nombreux avantages [17] :

- ✚ Pas de nécessité de remplissage supplémentaire d'huile ou de gaz ;
- ✚ La récupération rapide de la rigidité diélectrique élevée en cas d'interruption du courant, de sorte que seul un arc d'un demi-cycle ou moins se produit après une séparation correcte des contacts ;
- ✚ Le disjoncteur est compact et autonome. Il peut être installé dans n'importe quelle orientation requise.

Mais il a aussi pas mal d'inconvénients [17] :

- L'exigence de haute technologie pour la production d'interrupteurs à vide ;
- Le besoin de suppresseurs de surtension supplémentaires pour l'interruption de faibles courants magnétiques dans une certaine gamme ;
- La perte de vide due à un dommage de transport ou à une panne rend l'interrupteur entier inutile, et il ne peut être réparé sur place.

1.1.3.4 Disjoncteurs SF6

Bien que les excellentes qualités diélectriques du SF6 fussent connues dès 1938, la révélation des propriétés exceptionnelles du SF6 pour l'interruption d'un courant a été faite dans le brevet de Lingal, Browne et Storm déposé aux États-Unis le 19 Juillet 1951 [13].

La première application industrielle du SF6 pour la coupure date de 1953. Il s'agissait d'interrupteurs en charge à haute tension (15 à 161 kV) dont le soufflage auto-pneumatique permettait de couper 600 A [13]. La figure (1.2) montre un disjoncteur SF6 245 kV 50 kA.

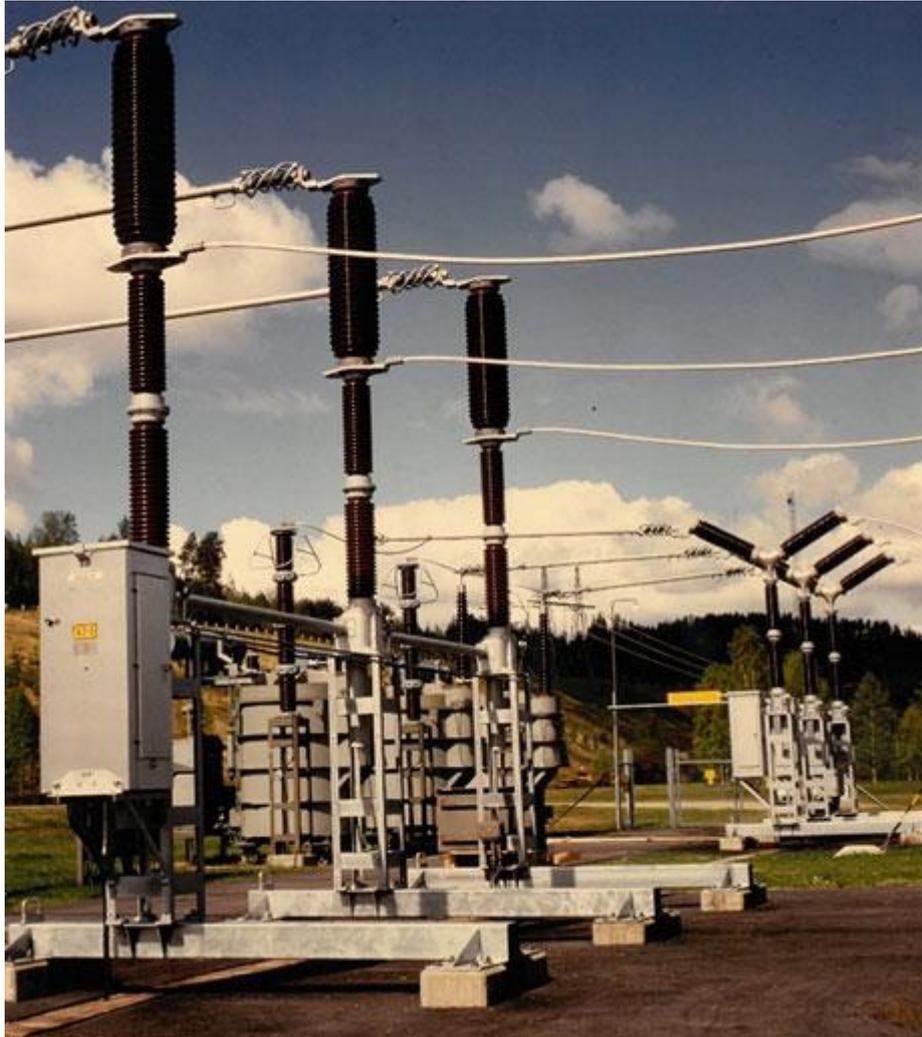


Figure 1.2 : Disjoncteur SF6 245 kV 50 kA [6]

Le SF₆ est un gaz chimiquement très stable, ininflammable, non corrosif, non toxique, incolore et inodore. Il a un poids moléculaire de 146,06 g/mol et est l'un des gaz les plus lourds. Le poids moléculaire élevé et sa forte densité limitent la vitesse sonique du SF₆ à 136 mètres par seconde, soit environ un tiers de la vitesse sonique de l'air [8].

Le SF₆ est un excellent diélectrique gazeux qui, dans des conditions similaires, a plus de deux fois la rigidité diélectrique de l'air et, à trois atmosphères de pression absolue. Il a environ la même rigidité diélectrique que l'huile. De plus, il a été constaté que le SF₆ conserve la plupart de ses propriétés diélectriques lorsqu'il est mélangé, même avec des proportions importantes d'air ou d'azote [8].

En raison de ses capacités supérieures de transfert de chaleur, le SF₆ est meilleur que l'air comme réfrigérant par convection. Il convient de noter que malgré la conductivité thermique de l'hélium est dix fois supérieure à celle du SF₆, ce dernier présente de meilleures caractéristiques de transfert de chaleur en raison de la capacité thermique molaire plus élevée qui, associée à sa faible viscosité gazeuse, lui permet de transférer la chaleur plus efficacement [14].

Le SF₆ n'est pas seulement un bon gaz isolant, c'est aussi un piège à électrons efficace en raison de son affinité pour les électrons ou de son électronégativité. Cette propriété est principalement responsable de sa résistance élevée à la rupture électrique. Cependant, elle favorise la récupération rapide de la rigidité diélectrique autour de la région de l'arc après l'extinction de celui-ci [15].

Grâce à sa faible température de dissociation et de son énergie dissociative élevée, le SF₆ est un excellent agent d'extinction d'arc. De plus, les caractéristiques exceptionnelles d'extinction d'arc du SF₆ sont également dues à la capacité exceptionnelle de ce gaz à récupérer sa force diélectrique très rapidement après une période d'arc, et à sa petite constante de temps caractéristique qui dicte le changement de conductance près du courant zéro. La première caractéristique est importante pour les défauts de terminaux de bus tandis que la seconde est essentielle pour l'interruption réussie des défauts de lignes courtes [15].

En raison des propriétés uniques de ce gaz, le disjoncteur SF₆ est utilisé dans une gamme complète de systèmes d'alimentation électrique à moyenne et haute tension. Ces disjoncteurs sont disponibles pour les gammes de tension de 33KV à 800 KV et même plus [14].

Les figures (1.3) et (1.4) présentent des propriétés du SF₆. La figure (1.3) montre la chaleur spécifique et la figure (1.4) montre la conductivité thermique du SF₆ comparées à celles de l'air sous une pression de 1 bar [18]

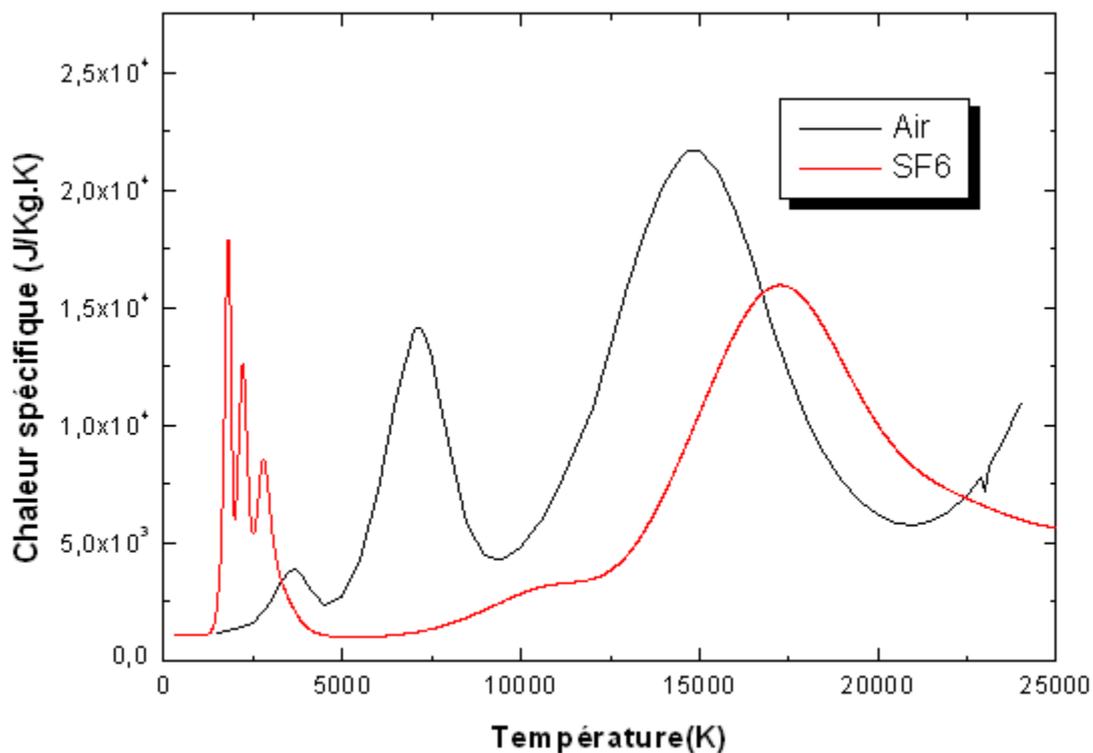


Figure 1.3 : Chaleur spécifique pour le SF6 et l'air à P=1bar [19]

La figure (1.3) montre que la chaleur spécifique du SF₆, rapportée à l'unité de volume, est de 3,7 fois plus élevée que celle de l'air, ce qui est bon pour la réduction des échauffements au sein de l'appareillage électrique. Les pics de la chaleur spécifique, aux alentours de 2000 °K, permettent de refroidir efficacement le gaz [20].

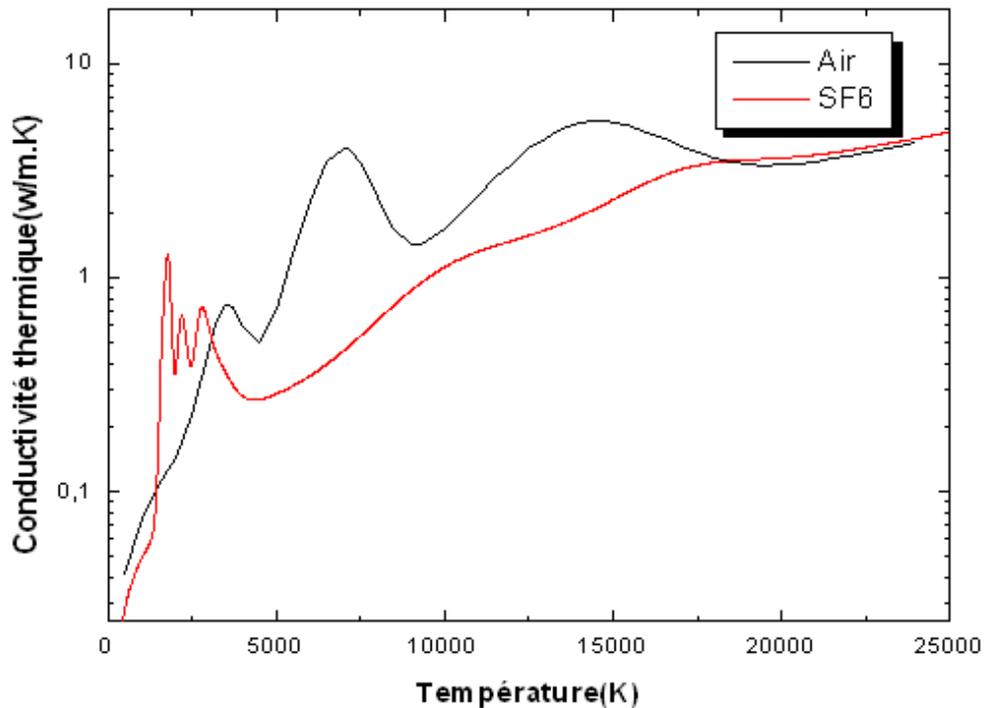


Figure 1.4 : Conductivité thermique du SF₆ et de l'air sous une pression de 1bar [19]

Le SF₆ possède une excellente rigidité diélectrique, ce qui lui permet de supporter des tensions élevées que dans le cas de l'air. Même à l'état de gaz dissociés, le SF₆ conserve sa très bonne rigidité diélectrique. Or, des espèces chimiques secondaires comme le SF₄, SF₂ et F se manifestent et prennent le relais pour assurer une tenue diélectrique équivalente à celle du SF₆ non dissocié [20].

➤ Coupure dans le SF₆

1. Disjoncteurs à soufflage auto-pneumatique

Le principe du soufflage auto-pneumatique s'est développé au cours des années 1970 et au début des années 1980, pour répondre aux spécifications les plus difficiles et aboutir au développement d'appareils de plus en plus performants [13].

Lors d'un déclenchement du disjoncteur, la partie mobile se déplace, entraînant la séparation des contacts et l'apparition d'un arc [18]. Pendant la manœuvre d'ouverture, le disjoncteur produit lui-même la compression du gaz nécessaire au soufflage de l'arc [13]. La manœuvre d'ouverture, par rapport au piston fixe, crée une surpression dans un volume qui s'évacue à l'intérieur de la buse et refroidit l'arc, permettant ainsi son extinction. Le disjoncteur auto-pneumatique est adapté pour la coupure moyenne tension (1,5 kV-110 kV). Cependant, il nécessite aussi une grande énergie de manœuvre ; par exemple, pour un disjoncteur de 24 kV, il faut fournir une énergie de 200 J [18].

Ces disjoncteurs ont connu du succès grâce à la simplicité de la chambre de coupure qui ne

nécessite pas de chambre auxiliaire pour la coupure et aussi grâce à l'autonomie des appareils apportée par la technique auto-pneumatique [13].

2. Disjoncteurs à auto-soufflage

Une évolution des chambres de coupure à auto-soufflage a consisté à introduire un clapet entre le volume d'expansion et le volume de compression [13].

Les disjoncteurs auto-soufflage utilisent l'importante énergie de l'arc pour réaliser la coupure. Dans le cas des faibles courants, le soufflage s'effectue comme dans le disjoncteur auto-pneumatique grâce à la compression du gaz dans le réservoir secondaire par le déplacement mécanique d'un piston et l'apport extérieur d'énergie [18]. Dans le cas des forts courants, l'énergie d'arc produit une forte surpression dans le volume d'expansion. Ce qui entraîne la fermeture du clapet et isole le volume d'expansion du volume de compression. La surpression nécessaire à la coupure est obtenue par une utilisation optimale de l'effet thermique et de l'effet bouchon produit lorsque la section de l'arc réduit de manière significative l'échappement du gaz dans la buse [13].

1.2 Fonctionnement du disjoncteur

Dans le disjoncteur à haute tension, lors de la séparation des électrodes (supérieure et inférieure), il y a apparition d'un arc électrique. Cet arc, dont une des caractéristiques est de changer rapidement de résistance, doit être coupé au passage par zéro du courant alternatif. En effet, durant la phase de fort courant, le milieu plasma maintient une conductance élevée. A l'approche du zéro du courant, le rayon de conduction diminue. A ce moment-là, la puissance Joule devient inférieure à la puissance thermique cédée par l'arc au milieu environnant et le plasma se refroidit. Pour interrompre cet arc, il faut donc refroidir le milieu et dissiper de l'énergie. Ceci est réalisé par le gaz contenu dans les volumes d'expansion (ou volumes de chauffage). Pendant la phase de fort courant, le gaz contenu dans les volumes d'expansion est chauffé par convection et rayonnement, augmentant ainsi la pression. Au moment du passage par zéro du courant, la pression dans la chambre diminue, le flux de gaz revient violemment des volumes d'expansion vers la zone d'arc. Ce gaz qui présente des températures voisines de 5000 °K, vient refroidir la chambre et se mélange avec le gaz plasmagène. Le refroidissement par convection et les pertes dues au mélange du gaz deviennent prépondérants par rapport à l'énergie cédée par effet Joule. Cela conduit à un refroidissement du milieu et une perte de sa conductivité électrique. L'effet du soufflage sur l'arc, cumulé à la diminution de sa conductance, engendre alors une coupure de ce dernier. La figure (1.5) montre la coupe d'un disjoncteur à haute tension avec ses différents éléments [18].

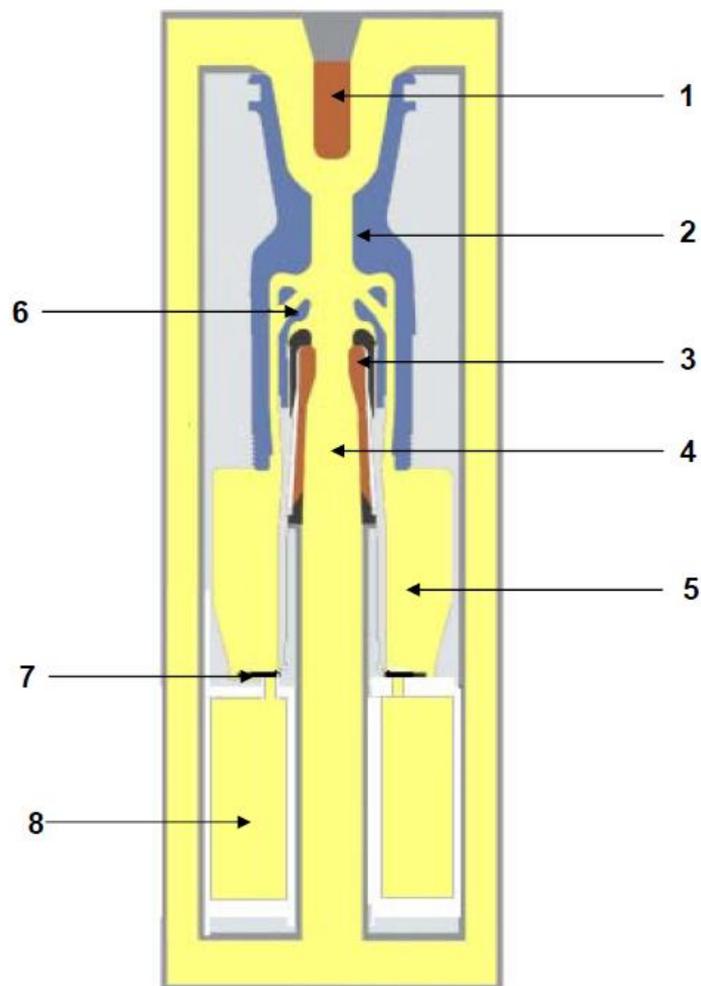


Figure 1.5 : Coupe d'un disjoncteur a haute tension [18]

Ce disjoncteur se compose de deux électrodes, dont l'une est fixe (3) et l'autre mobile (1) et est caractérisé par des tuyères, primaire (2) et secondaire (6). La zone (5) représente le volume de chauffage. Ce volume est séparé du volume de compression (8) par une valve (7) située au fond du volume de chauffage. Dans la zone (4), située en dessous de l'accrochage, règne un plasma en extinction.

Le rôle du disjoncteur ne s'arrête pas à la coupure au moment du passage par zéro du courant. En effet, la tension du réseau, toujours présente aux bornes du disjoncteur, peut conduire à un claquage et à un réamorçage si le milieu ne retrouve pas rapidement sa rigidité diélectrique.

Les disjoncteurs à haute tension devront donc être capables de :

- ✚ Supporter, en position fermée, le courant qui circule entre les électrodes en minimisant l'échauffement des différentes parties conductrices ;
- ✚ Supporter, en position ouverte, la tension qui se manifeste entre les électrodes ;
- ✚ Interrompre rapidement et sans défaillance le courant qui circule.

1.3 Tension transitoire de rétablissement

La tension transitoire de rétablissement (TTR) est la différence de tension observée entre les bornes du disjoncteur immédiatement après l'interruption du courant. Il s'agit simplement de la différence entre les tensions de réponse du système électrique du côté de la source et du côté de la charge du disjoncteur.

La tension transitoire de rétablissement (TTR) un paramètre qui joue un rôle très important dans la réussite de la coupure de courant dans un disjoncteur. La figure (1.6) montre la variation de la tension aux bornes d'un disjoncteur après le zéro (l'interruption) du courant.

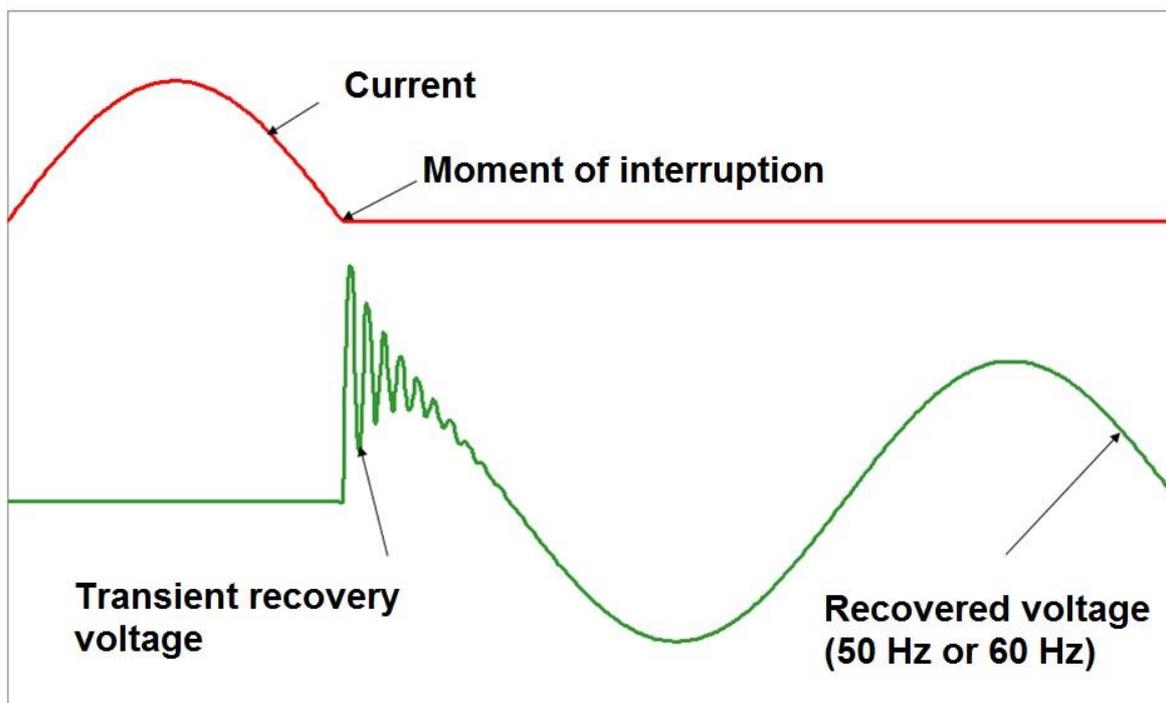


Figure 1.6 : Tension transitoire de rétablissement [21]

La figure suscitée montre que la tension aux bornes du disjoncteur lors de l'interruption du courant a deux étapes successives : l'étape de la tension de récupération transitoire où l'on observe des oscillations de haute fréquence, suivie de l'étape de la tension de récupération où l'on observe des oscillations de fréquence de la tension de la source (le transitoire a disparu) [9].

La tension transitoire de rétablissement dépend des caractéristiques du système connecté aux deux bornes du disjoncteur et du type du défaut que ce disjoncteur (défauts monophasés, biphasés ou triphasés, défaut à la terre ou non, ...) [9].

Les caractéristiques de l'installation sont les suivantes :

- ✚ Le type de neutre (effectivement mis à la terre, non mis à la terre, solidement mis à la terre) ;
- ✚ Le type de charge (capacitive, inductive, résistive) ;
- ✚ Le type de connexion : câble connecté, ligne connectée, ...

1.4 Arc électrique dans le disjoncteur :

Lors de l'ouverture des contacts porteurs de courant dans un disjoncteur, le milieu entre les contacts d'ouverture devient hautement ionisé. Ce qui permet au courant d'interruption d'obtenir un chemin de faible résistance et de continuer à circuler dans ce chemin même si les contacts sont physiquement séparés. Pendant le passage du courant d'un contact à l'autre, le chemin est tellement chauffé qu'il devient incandescent suite à l'amorçage d'un arc électrique [22]. En effet, chaque fois que, sous l'effet du courant de charge, les contacts du disjoncteur s'ouvrent, il se forme un arc dans le disjoncteur, entre les contacts de séparation [23].

Tant que cet arc est maintenu entre les contacts, le courant à travers le disjoncteur ne sera pas interrompu définitivement, car l'arc est lui-même un chemin conducteur d'électricité. En vue d'interrompre totalement le courant dans le disjoncteur, il est impératif d'éteindre l'arc aussi rapidement que possible.

Le principal critère de conception d'un disjoncteur est de fournir une technologie appropriée d'extinction de l'arc dans le disjoncteur afin d'assurer une interruption rapide et sûre du courant. Avant de passer en revue les différentes techniques d'extinction de l'arc utilisées dans les disjoncteurs, nous devons essayer de comprendre ce qu'est un arc et la théorie de base de l'arc dans les disjoncteurs [22,24].

1.4.1 Propriétés de l'arc électrique

1.4.1.1 Propriétés physiques

Dès la séparation de deux contacts, l'un (cathode) émet des électrons, l'autre (anode) les reçoit. Le phénomène d'émission des électrons étant par nature énergétique, la cathode sera chaude. Le pied d'arc devenant ainsi thermorésistif, les électrons sont majoritairement émis au point chaud, d'où un phénomène de stagnation de l'arc pouvant créer des vapeurs métalliques. Ces vapeurs et le gaz ambiant vont être ionisés, d'où [22] :

- ✚ D'avantage d'électrons libres ;
- ✚ Création d'ions positifs qui retombent sur la cathode et entretiennent son échauffement ;
- ✚ Création d'ions négatifs qui en bombardant l'anode provoquent son échauffement.

L'ensemble de toute cette agitation se fait dans une colonne de plasma à haute température, 4000 à 20000 K, suivant le courant et le confinement de celle-ci. La figure (1.7) montre la composition de la colonne de l'arc électrique [25].

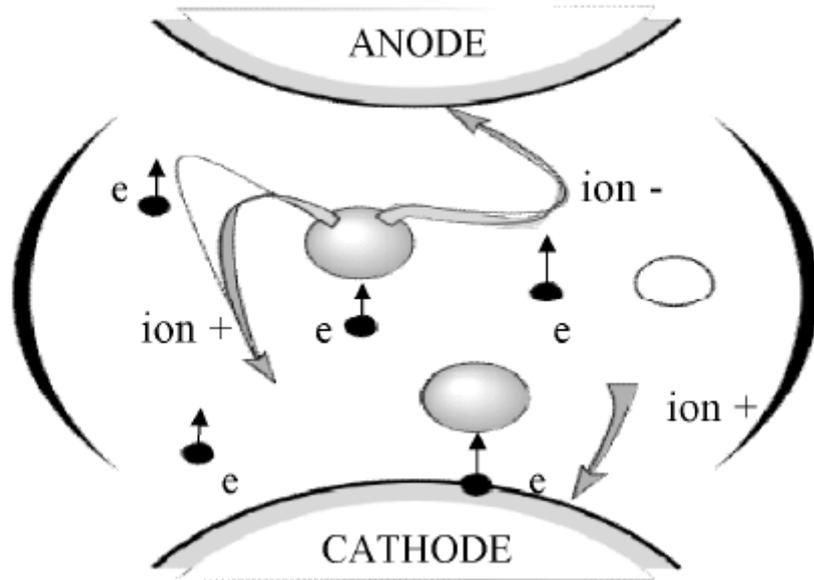


Figure 1.7 : Composition de la colonne d'arc [25]

1.4.1.2 Propriétés électriques

La tension d'arc U_A peut être décomposée en deux parties [25] :

- ✚ Une partie fixe, U_{AC} , qui apparaît dès la moindre séparation des contacts (fonction des matériaux utilisés) ;
- ✚ Une partie variable, U_L , quand l'arc est stabilisé, après la séparation totale des contacts.

Soit une valeur totale :

$$U_A = U_{AC} + U_L \quad 1.1)$$

A noter que :

- ✚ Le signe de U_A change en même temps que le signe du courant d'arc ;
- ✚ La valeur du courant d'arc n'influe pas fondamentalement sur la tension d'arc. Cela tient au fait que l'arc « travaille » à densité de courant ($j = i/s$) presque constante (les sections des taches anodiques et cathodiques, ainsi que celle de la colonne d'arc sont proportionnelles au courant), d'où par analogie avec une résistance :

$$U = Ri = \rho \frac{1}{s} i = \rho l j \quad 1.2)$$

U : tension d'arc (V) ;

R : résistance de l'arc (Ω) ;

ρ : résistivité ($m.\Omega$) ;

l : distance entre les taches (m) ;

j : densité de courant de l'arc ($A.m^{-2}$).

Chapitre 1 : Généralités sur les disjoncteurs

Une énergie d'arc est produite par :

$$W_a = \int U_a i dt \quad 1.3)$$

W_a : énergie d'arc (J).

Si l'arc est placé dans un champ magnétique, il est soumis aux forces de Laplace dont l'équation est :

$$F = B i l \sin(\alpha) \quad 1.4)$$

Ce qui a pour effet de le cintrer si le champ magnétique B est perpendiculaire à i , puis de le déplacer transversalement.

1.4.2 Rôle de l'arc dans le disjoncteur

Lorsque deux contacts de courant s'ouvrent, un arc ponté l'espace entre les contacts. Ce qui permet au courant de circuler dans un chemin à faible résistance ; il n'y aura donc pas d'interruption soudaine du courant. Comme il n'y a pas de changement soudain du courant pendant l'ouverture des contacts, il n'y aura pas de tension de commutation anormale dans le système. Si i (courant) est le courant qui traverse les contacts juste avant leur ouverture, L est l'inductance du système, la tension de commutation pendant l'ouverture des contacts peut être exprimée par $V = L.(di/dt)$ où di/dt est le taux de variation du courant par rapport au temps pendant l'ouverture des contacts. Dans le cas du courant alternatif, l'arc s'éteint momentanément à chaque zéro de courant. Après le passage de chaque courant zéro, le milieu entre les contacts séparés est à nouveau ionisé pendant le cycle suivant du courant et l'arc dans le disjoncteur est rétabli. Pour que l'interruption soit complète et réussie, cette ré-ionisation entre les contacts séparés doit être empêchée après le zéro de courant [22].

Si l'arc dans le disjoncteur est absent pendant l'ouverture des contacts porteurs de courant, il y aura une interruption soudaine du courant qui provoquera une énorme tension de commutation suffisante pour stresser sévèrement l'isolation du système. D'autre part, l'arc assure une transition graduelle mais rapide de l'état de transport du courant à l'état de coupure du courant [23].

1.4.3 Processus de coupure avec l'arc

Il est quasiment impossible de séparer les contacts très exactement au zéro naturel de courant : pour une valeur efficace de 10 kA, le courant instantané 1 ms avant d'atteindre son zéro vaut encore 3 kA [24].

Deux raisons expliquent l'existence d'un arc :

- ✚ La surtension instantanée qui apparaîtrait aux bornes du disjoncteur pouvant entraîner le claquage immédiat de l'espace inter-contacts encore faible [26] ;
- ✚ La séparation des contacts doit se faire à une vitesse suffisante pour que la tenue

diélectrique entre les contacts soit supérieure à la tension transitoire de rétablissement. Cela nécessite une énergie mécanique proche de l'infini qu'en pratique aucun appareil ne peut fournir [26].

La coupure par l'arc électrique se fait en trois phases principales qui sont : la période d'attente, la période d'extinction et la période post-arc [25].

1.4.3.1 Période d'attente

La période d'attente est définie comme étant la durée entre l'ouverture des contacts et le zéro du courant où l'arc électrique est constitué d'une colonne de plasma composée d'ions et d'électrons. Cette colonne est conductrice sous l'effet d'une température élevée due à l'énergie dissipée par l'arc. La tension entre les deux contacts s'appelle la tension d'arc. Cette dernière est une composante très importante dans le choix du milieu de coupure, car elle définit la valeur de l'énergie dissipée [27].

1.4.3.2 Période d'extinction

Au moment de passage par zéro du courant, l'arc est éteint. Le canal des molécules ionisées est cassé. Ainsi, le milieu redevient isolant et le courant est interrompu. La résistance de l'arc, qui dépend de la constante d'ionisation du milieu, doit augmenter au voisinage du zéro du courant. Aussi, la puissance de refroidissement de l'appareil doit être supérieure à l'énergie de l'arc dissipée par effet joule [27].

1.4.3.3 Période Post-Arc

Pour que la coupure soit réussie, il faut que la vitesse de régénération diélectrique soit plus rapide que l'évolution de la tension transitoire de rétablissement TTR. Dans le cas contraire, on assiste à un phénomène de rallumage ou réamorçage de l'arc [27].

1.4.4 Inconvénient et danger de l'arc électrique

L'arc électrique a de nombreux inconvénients. Nous citons, entre autres [14] :

- ✚ Pas de rupture instantanée du circuit ;
- ✚ Dégradation des contacts par micro-fusion (matière "arrachée") et risques de soudure ;
- ✚ Contraintes thermiques élevées (température d'arc de quelques milliers à plusieurs dizaines de milliers de degrés) avec risques de brûlure pour les personnes et d'incendie pour le matériel ;
- ✚ Onde parasite, rayonnement U-V.

Chapitre 2 : Plasma et décharge électrique

Soumis à un champ électrique faible, un gaz pur est un isolant parfait du fait qu'il ne contient aucune particule chargée libre (électrons ou ions positifs). Cependant, des électrons libres et des ions positifs peuvent apparaître lorsque le gaz est soumis à un champ électrique de forte intensité, à des températures suffisamment élevées, à un bombardement de particules ou encore à un champ électromagnétique très intense. Lorsque l'ionisation est assez importante pour que le nombre d'électrons par unité de volume soit comparable à celui des molécules neutres, le gaz, appelé plasma, devient un fluide très conducteur. Il s'agit d'un milieu constitué d'un mélange de particules neutres, d'ions positifs (atomes ou molécules ayant perdu un ou plusieurs électrons) et d'électrons négatifs [28].

La figure (2.1) montre le passage de l'eau de l'état solide (glace) à l'état gazeux (plasma) avec l'augmentation de la température.

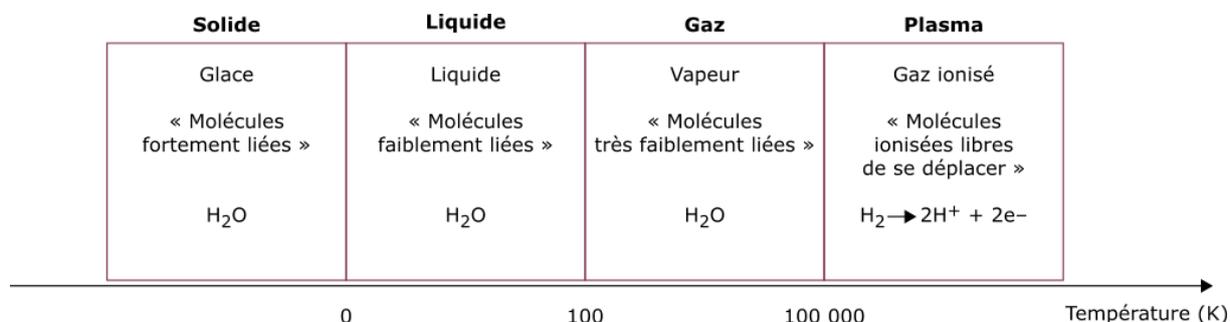


Figure 2.1 : Illustration des 4 états de la matière de l'eau en fonction de la température [29]

Les décharges dans les gaz ont été étudiées initialement par Michael Faraday. Ce chercheur a entrepris plusieurs investigations, entre 1831 et 1835, sur l'étude des décharges lumineuses en utilisant des tubes contenant des gaz à une pression de l'ordre de 100 Pa et sous 1000 Volt [30].

La physique des décharges électriques dans les gaz a permis, à la fin du 19^{ème} siècle et au début du 20^{ème} siècle, à la physique atomique de faire ses premiers progrès avec les travaux de William Crookes et de Thomson. Vers 1900, un élève de Thomson, Townsend a réalisé la première modélisation d'une décharge, correspondant au cas de la décharge lumineuse en champ uniforme [30]. Langmuir a travaillé aussi sur ces décharges et a introduit en 1928 le concept du plasma [31]. A l'heure actuelle, deux grandes catégories de plasmas artificiels (aux laboratoires) se présentent, à savoir les plasmas froids et chauds (ou thermiques) [32, 33].

2.2 Définition d'un plasma:

Le terme "plasma", introduit en physique en 1928 par le physicien Langmuir [31], désigne un gaz partiellement ou totalement ionisé et électriquement neutre. Le plasma constitue le quatrième état de la matière après l'état solide, l'état liquide et l'état gazeux. Représentant près de 99 % de l'univers, les plasmas sont des gaz contenant des atomes, des molécules et des ions dans l'état fondamental ou dans un état excité, des électrons et des photons qui proviennent de la désexcitation des états excités. A l'état solide, les molécules sont rapprochées les unes des autres, ce qui donne au solide son caractère indéformable. Si on fournit de l'énergie, sous forme de chaleur par exemple, les molécules tentent de s'éloigner les unes des autres sans adopter de forme propre ; c'est l'état liquide. Si la chaleur augmente encore, le liquide se transforme en gaz et un gaz surchauffé forme un plasma. Il s'agit du 4ème état de la matière où les électrons sont excités ou arrachés des atomes. Il en résulte donc la création d'un gaz partiellement ionisé contenant n_g neutres, n_p ions positifs et n_e électrons par unité de volume (cas du gaz électropositif) [34].

A l'échelle macroscopique, le gaz est quasiment neutre car les densités d'ions n_p et d'électrons ne sont pratiquement identiques $n_g \approx n_p$ [4].

Cette quasi-neutralité est maintenue par des forces électrostatiques qui apparaissent dès que $n_g \neq n_p$ et qui font revenir le gaz à l'état neutre [34].

L'ensemble des états suscités est illustré sur la figure (2.2). Il existe de nombreux types de

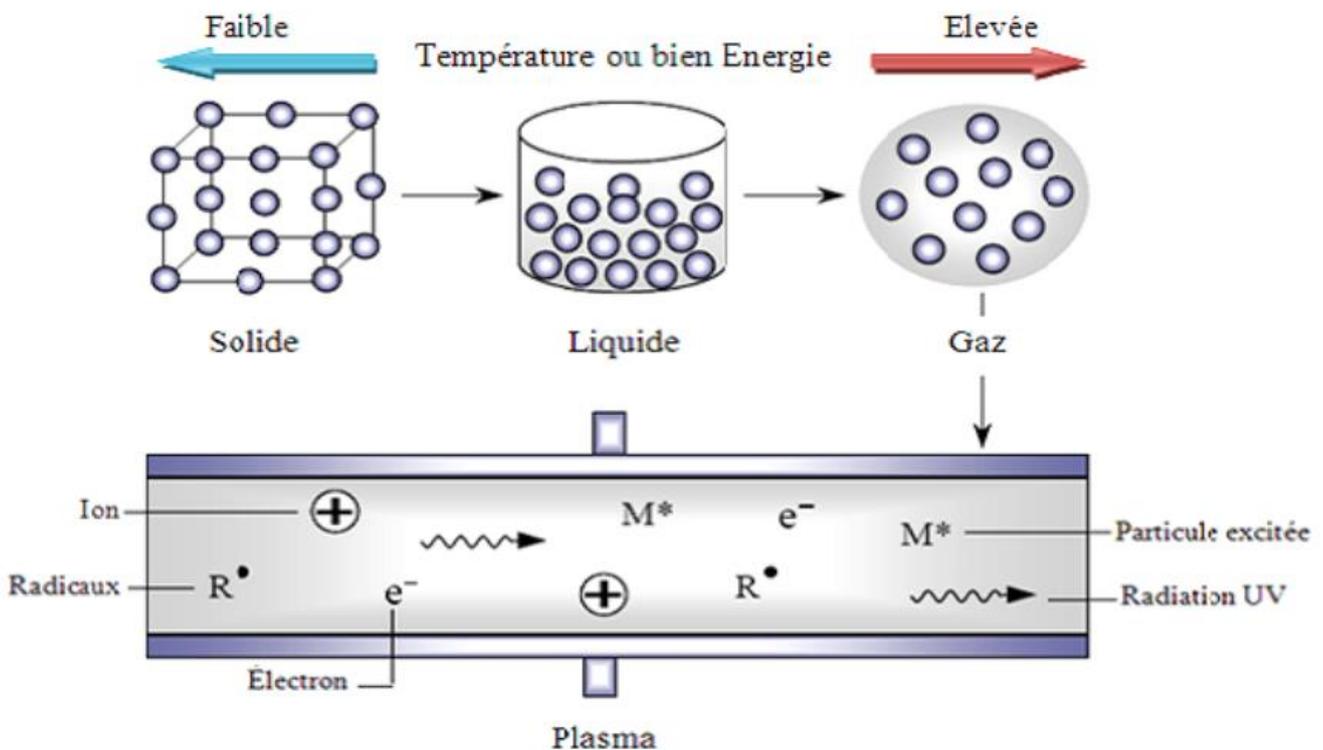


Figure 2.2 : Représentation schématique des quatre états de la matière [35]

plasmas naturels (étoiles, vent solaire, foudre, ionosphère, ...). Le plasma se trouve dans les nébuleuses, dans le nuage d'hydrogène composant le milieu interstellaire, dans les étoiles

Chapitre 2 : Plasma et décharge électrique

(cœur de l'étoile siège de réactions de fusion nucléaires) et dans l'environnement terrestre. Le plasma peut être créé artificiellement dans les laboratoires tels que les décharges plasmas électriques dans les tubes fluorescents et les plasmas de fusion dans les tokamaks [36].

Au cours des dernières années, les plasmas sont largement utilisés dans les domaines de la science, l'industrie, le biomédical et la technologie de fabrication des composants électroniques [36].

Par ailleurs, la physique des plasmas est développée en intégrant toutes les avancées de la physique moderne. Cette technologie peut être utilisée pour de nombreuses applications telles que les lampes à néon, les écrans plasmas ainsi que la gravure ou le dépôt par plasma en micro-électronique où plus de 50% des étapes de fabrication des microprocesseurs utilisent les plasmas. Le plasma est également employé dans de nombreuses technologies de traitement de surfaces comme l'implantation ionique [36].

Les équipes scientifiques s'efforcent d'optimiser les paramètres du plasma et les dispositifs (réacteurs) de création de la décharge plasma pour atteindre la meilleure performance de production. Cependant, c'est souvent une activité très coûteuse. Dans les deux dernières décennies, la performance des systèmes informatiques a augmenté rapidement et donc la modélisation des plasmas prend un temps de simulation court. Les paramètres du plasma dans les dispositifs technologiques peuvent être prédits par cette voie avec une grande précision, plus rapidement et à moindre coût [37].

Le procédé de création de plasma est basé sur l'injection d'un gaz « plasma gène » dans une enceinte sous vide partiel ou à pression atmosphérique. Une source électrique est appliquée pour engendrer notamment l'ionisation du gaz plasmagène. Le champ électrique agit directement sur les particules chargées (les électrons et les ions) où l'énergie injectée est transférée principalement aux électrons, qui participent à la formation d'espèces actives par processus d'ionisation, d'attachement, de recombinaison mais aussi d'excitation et de dissociation du gaz. Les interactions dans le plasma créent un comportement collectif Figure (2.3), qui n'existe pas dans les gaz neutres et procurent au plasma des propriétés uniques [37].

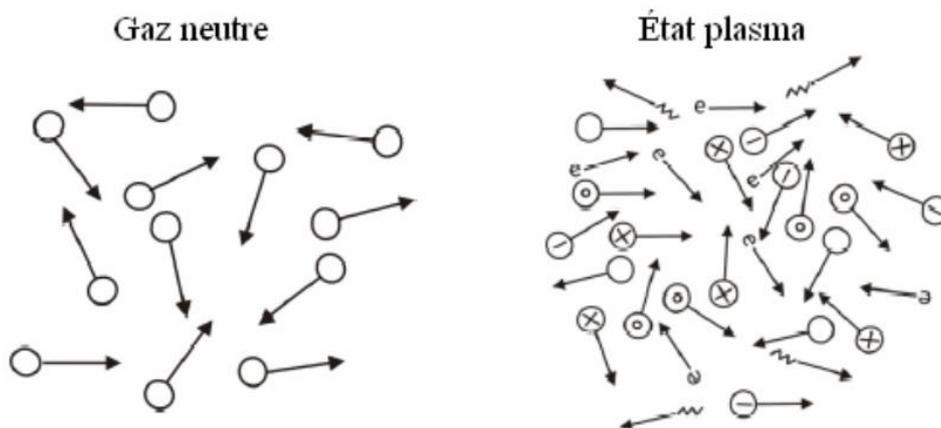


Figure 2.3 : Schéma de la différence entre un gaz neutre et un plasma [37]

2.3 Constituants d'un plasma :

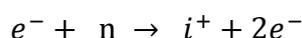
Un plasma est constitué de particules neutres (atomes, molécules, radicaux libres), d'ions positifs ou négatifs, d'électrons et des photons. Il peut aussi contenir des atomes (ou molécules) dits « excités », dans lesquels les électrons restent liés au noyau, mais sont portés à des états d'énergie potentielle élevés. Leur désexcitation s'effectue avec émission de photons. Cela permet à ce gaz d'être émetteur de lumière. Un plasma peut être qualifié comme un milieu gazeux partiellement ou totalement ionisé et macroscopiquement neutre, selon que les charges positives et négatives s'équilibrent entre elles ou pas. Du fait de la présence de particules chargées libres, le plasma est un conducteur électrique.

Les constituants d'un plasma sont différents par leurs masses et leurs charges [38]. On distingue :

2.3.1 Les électrons :

Les électrons sont les particules les plus énergétiques et rapides dans un plasma à cause de leur faible masse, étant donné que la masse des électrons est beaucoup plus faible que celle des autres particules, telle que $\frac{m_h}{m_e} = 1836$; m_h : masse d'un atome hydrogène et m_e : masse de l'électron [4].

A la différence des gaz neutres, les plasmas, du fait qu'ils sont chargés, sont sensibles à l'action des forces électromagnétiques. Un gaz contenant toujours quelques charges libres (ne serait-ce que par l'effet du rayonnement cosmique), l'application d'un champ électrique peut communiquer une énergie suffisante aux particules les plus mobiles, les électrons, qui produisent une paire électron-ion par collisions sur les espèces neutres selon le schéma réactionnel [30] :



Où n désigne un atome ou une molécule neutre et i est un ion.

Le mouvement, la vitesse et l'énergie des électrons dans un réacteur plasma dépendent de la nature du gaz plasmagène, de la pression et de la source d'excitation de la décharge. Les électrons représentent le véritable moteur des décharges électriques. Ils sont responsables des principales réactions produites dans le plasma. A haute fréquence les électrons répandent aux perturbations électriques sur des échelles de temps beaucoup plus courtes, contrairement aux ions [38].

2.3.2 Les ions :

Les ions, à l'inverse des électrons, sont appelés les particules lourdes. Les ions sont en général

de composition chimique simple mais peuvent être multichargés. Les espèces ioniques dans un plasma sont très variées. Lorsque la décharge électrique est très puissante, contrairement aux décharges traditionnelles (faible puissance), les ions seront chargés. Ils peuvent se trouver, en effet, dans un état excité pendant des temps de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-8} s. Ils se dés excitent vers un niveau d'énergie inférieur en émettant un photon pour former d'autre ion. Cette émission de photons est en grande partie responsable de la luminosité du plasma et, en quelque sorte, sa « signature » [39].

Les ions existent principalement sous forme d'ions positifs. Cependant, il n'est pas exclu la présence d'ions négatifs dans le cas de gaz électronégatifs (oxygène, halogène, ...) [39].

A cause de leur importante masse et leur faible mobilité, le comportement des ions est très différent de celui des électrons. Il dépend de la fréquence du champ électrique d'entretien, de la décharge et de la densité électronique. Dans un plasma froid, la concentration des ions est environ 10^4 fois plus faible que celle des neutres [38].

2.3.3 Les neutres :

Les neutres sont les espèces majoritaires aussi considérés comme des particules lourdes dans un plasma. Ils sont responsables de la formation des dépôts solides. Les collisions électron-neutre dans plasma peuvent produire des ions, des radicaux ou des espèces excitées. Les neutres peuvent être soit dans l'état fondamental, ou dans une série d'états excités. Leur dés excitation produit des photons [38].

2.3.4 Les espèces excitées (monoatomiques) :

Les espèces monoatomiques peuvent exister dans des états électroniques radiatifs ou métastables. Les états radiatifs se dés excitent vers l'état fondamental par émission de photons ultra-violet ou visibles et les états métastables ne se dés excitent que lors des collisions avec les parois ou d'autres particules. Les espèces multi-atomiques occupent des états vibrationnels ou rotationnels, car leur degré de liberté est plus élevé [38].

2.3.5 Les fragments moléculaires :

Un plasma contient un grand nombre de fragments moléculaires qui peuvent être des atomes simples (H, O, ...) ou d'édifices moléculaires plus complexes, parmi lesquels on reconnaît les radicaux de la chimie traditionnelle (CH_3 , CH_2 , CH) [38].

2.3.6 Les photons :

En physique, le photon est décrit comme une particule élémentaire étant sans masse et sans charge, c'est-à-dire que sa masse au repos est nulle. Cependant, comme il se déplace à la vitesse de la lumière. Lorsqu'il traverse un plasma, un photon acquiert une masse en raison de l'oscillation du plasma. Cette masse n'est influencée que par

les propriétés du plasma lui-même [40].

Le photon est l'aspect corpusculaire de la lumière dans un plasma. Les plasmas sont des sources abondantes de photons émis par la désexcitation des états électroniques. Ces photons sont caractérisés par des longueurs d'ondes (ou fréquences) dépendant des espèces émissives. Ils sont donc porteurs d'information sur la composition du plasma (spectroscopie d'émission optique). La quantité de photons émis par le plasma peut représenter une part notable de l'énergie dissipée dans la décharge [38].

2.4 Grandeurs caractéristiques d'un plasma :

Les plasmas sont caractérisés principalement par les paramètres suivants [30] :

- Le degré d'ionisation ;
- Les températures électronique et ionique ;
- La densité des particules chargées.

2.4.1 Le degré d'ionisation (taux d'ionisation) :

Le degré d'ionisation d'un plasma est un paramètre fondamental défini par le rapport du nombre d'électrons libres n_0 sur le nombre de particules totale $n + n_0$, où n est le nombre de particules neutres par unité de volume [32] :

$$\alpha = \frac{n_0}{n + n_0} \quad 2.1)$$

Si $\alpha < 10^{-4}$, alors le plasma sera dit « faiblement » ionisé sera donc assimilé à un plasma froid. Si $\alpha > 10^{-4}$, alors il est dit « fortement » ionisé. Le mouvement des particules chargées (les électrons) peut être alors dominé par des collisions avec d'autres particules chargées (les ions) si le plasma est « fortement ionisé » ou par collisions avec des neutres s'il est « faiblement ionisé » [30].

2.4.2 Les températures électronique et ionique :

Un plasma froid est un milieu de type gazeux hors équilibre thermodynamique. Les énergies des électrons, ions et molécules excités étant différentes, il n'existe pas de température thermodynamique pour le plasma comme on peut la définir pour un gaz neutre. La valeur des énergies des espèces présentes dans le plasma suit cependant une loi de distribution statistique qui peut être de type Maxwell-Boltzmann et l'on peut ainsi définir la température statistique des différents éléments en utilisant l'équation suivante [30] :

$$E_C = \left(\frac{1}{2}\right) mV^2 = \left(\frac{3}{2}\right) K_B T \quad 2.2)$$

E_C est l'énergie cinétique, m la masse de la particule, V la vitesse quadratique moyenne, T la température en Kelvin et K_B la constante de Boltzmann ($=1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$).

On définit ainsi trois températures, à savoir T_e pour les électrons, T_i pour les ions et T_n pour les espèces neutres [30]. Les masses des ions et des molécules étant proches, leurs températures sont voisines. Elles sont de l'ordre de la température ambiante. Par contre, la température électronique est beaucoup plus élevée [30].

2.4.3 La densité des particules chargées :

La densité n est définie comme le nombre de particules par unité de volume, et ce pour chaque espèce (électrons, ions et neutres). La neutralité du plasma implique $n_e = n_p$, en supposant que la densité d'ions négatifs est quasiment nulle [30].

2.5 Classification des plasmas :

On peut classer le plasma, à partir des paramètres (grandeurs) précédents, en trois catégories : les plasmas chauds, les plasmas thermiques et les plasmas froids.

2.5.1 Plasmas chauds :

Ce type de plasma a une température très élevée qui est de l'ordre de quelques millions de degrés Kelvin. Son taux d'ionisation est proche de 100%. On trouve les plasmas chauds dans le domaine de la fusion thermonucléaire [32].

2.5.2 Plasmas thermiques :

La température des plasmas thermiques est de l'ordre de quelques milliers de degrés Kelvin. Son taux d'ionisation est inférieur de 100%. Les plasmas thermiques sont utilisés dans les domaines de synthèse réactive, éclairage, soudure, disjoncteur, projection, ... [32].

2.5.3 Plasmas froids :

Ces plasmas sont des plasmas hors d'équilibre thermodynamique. La température des espèces lourdes (ions et neutres) des plasmas froids est proche de la température ambiante, alors que celle des électrons est de l'ordre de quelques milliers Kelvin. De plus, la densité d'énergie et le taux d'ionisation sont plus faibles que dans le cas des plasmas thermiques [41]. Les électrons peuvent acquérir un niveau d'énergie élevé, susceptible d'engendrer des réactions d'ionisation, d'excitation ou de dissociation par collision inélastique avec les molécules de gaz. Les plasmas froids nécessitent actuellement, l'emploi de technologies de vide contraignantes pour des procédés industriels et présentent les avantages suivants [41] :

- 1) Avoir de propriétés de surfaces très spécifiques qui mènent vers des applications performantes ;
- 2) Réalisation de modification chimique de surface sans avoir une influence sur les propriétés intrinsèques du matériau traité et sans modifier son aspect de surface ;
- 3) Eviter d'employer des produits chimiques dangereux, toxiques ou polluants, en choisissant des gaz de traitement qui permettent de conduire, avec une faible quantité de matière première, à une chimie de surface très spécifique.

2.6 Domaines d'application des plasmas :

Les plasmas sont utilisés dans plusieurs domaines selon leurs températures comme le montre la figure (2.4). Selon cette figure, le plasma chaud est utilisé dans le domaine de la fusion. Par ailleurs, le plasma thermique est employé pour la soudure, le découpage, la projection thermique et plusieurs autres domaines. Finalement, le plasma froid est appliqué dans la dépollution, le traitement de la surface, l'élaboration de matériaux avancés, les générateurs d'ozone, ...

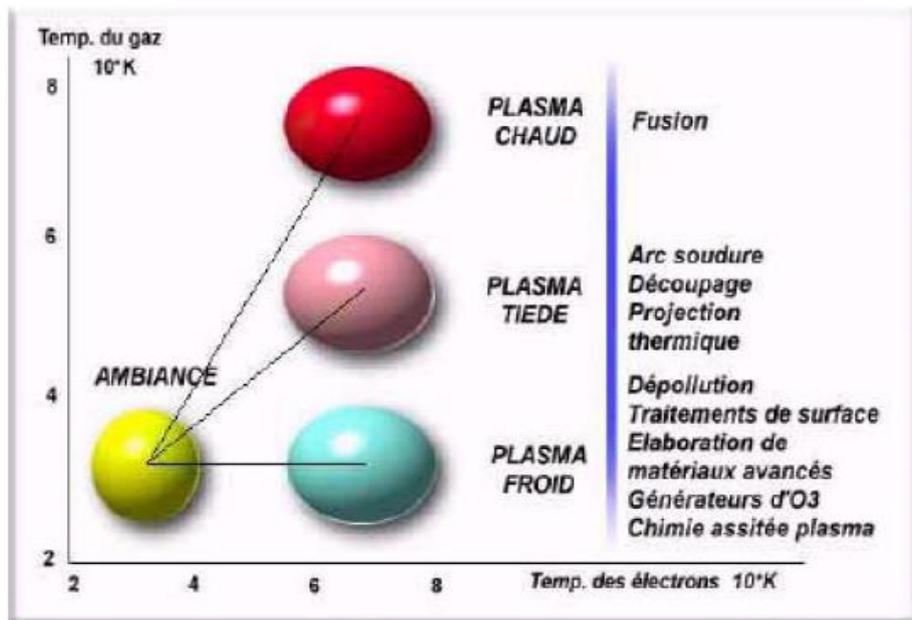


Figure 2.4 : Domaines d'application des plasmas [42]

2.7 Collisions dans un plasma :

C'est par un ensemble de processus d'interactions particule-particule et particule-photon que s'établit la répartition d'énergie entre les divers éléments constitutifs du plasma [43].

Le terme « collision » désigne un choc entre deux sphères, plus ou moins rigides, menant à un échange d'énergie cinétique. Les interactions à longue portée (force coulombienne) aussi bien que celles conduisant à l'excitation d'un atome par « collision » électronique (non-

conservation de l'énergie cinétique) nous amènent à considérer, de manière plus générale, qu'il y a collision si le parcours ou l'état interne d'une particule se trouve modifié par la présence d'une autre ou de plusieurs autres particules dans son voisinage [43].

2.7.1 Types de collisions

On trouve dans le plasma 2 types de collisions : élastiques et inélastiques. Pour chaque type on a des collisions où [43] :

- ✚ La force coulombienne n'intervient pas : il s'agit de collisions entre deux particules neutres, et de la plupart des collisions entre une particule neutre et une particule chargée.
- ✚ La force coulombienne intervient : l'interaction entre particules chargées est régie par la force coulombienne dont l'expression, dans le cas d'une "collision" d'ion (de Z charges positives) et d'un électron

2.7.1.1 Les collisions élastiques

On peut les représenter par le choc de deux sphères dures, avec conservation de l'énergie cinétique totale. C'est le cas notamment des collisions électron-neutre à faible énergie (à forte énergie, l'électron s'approche trop près de l'atome et le champ électrique engendré par l'électron incident agit sur les électrons liés de l'atome).

Dans le cas des collisions électron-électron, électron-ion et ion-ion, les énergies mises en jeu sont trop faibles pour donner lieu à l'émission ou à l'absorption de rayonnement électromagnétique (EM) [43].

2.7.1.2 Les collisions inélastiques

Ce sont des collisions où une partie de l'énergie cinétique (E_{cin}) est transformée en énergie interne (c'est-à-dire $\Delta E_{cin} < 0$). Il convient, cependant, que ΔE_{cin} doit être au moins égale à l'énergie interne de l'atome ou de la molécule. Les électrons cèdent une partie de leur énergie cinétique et engendrent des processus d'excitation, de dissociation, d'ionisation et d'attachement. Les collisions inélastiques sont donc la source d'un nombre important de réactions physico-chimiques qui vont alors modifier les propriétés macroscopiques du gaz [39].

Les processus les plus importants dans un plasma froid sont les collisions inélastiques entre le gaz et les électrons [43].

2.7.1.3 Transfert de charge (échange de charge) :

Lors d'une collision d'un atome neutre B avec un ion A^+ , il y a une forte probabilité que le

neutre cède un électron à l'ion qui alors se neutralise conformément à la réaction suivante [43] :

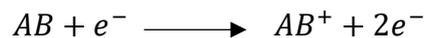


Ainsi, un ion A^+ préalablement accéléré dans un champ électrique intense pourra être converti en un neutre de forte énergie, insensible aux effets d'un champ magnétique ou électrique [43].

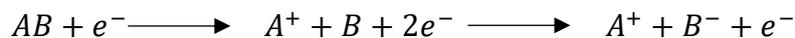
2.7.1.4 Ionisation de la molécule AB

L'ionisation du gaz est due au processus d'interaction électron-molécule. La collision entre un électron et une molécule donne un électron diffusé, un électron éjecté et un ion positif. Ces deux électrons sont accélérés par le champ électrique et donnent un nouveau processus [41]. Deux types d'ionisation peuvent se présenter :

Ionisation simple se fait selon la réaction :



Ionisation dissociative :

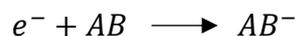


L'ionisation est généralement caractérisée par le coefficient d'ionisation α qui est une fonction du champ électrique réduit E/N . Toutes ces réactions sont fortement dépendantes du champ électrique réduit E/N qui est le rapport du champ électrique sur la densité du gaz. Le champ réduit s'exprime souvent en Townsend, noté Td, avec $1\text{Td} = 10^{-17} \text{Vcm}^2$ [43].

2.7.1.5 Attachement des électrons sur la molécule AB

L'électron peut être saisi par une molécule pour donner un ion négatif. Ce processus se produit surtout lorsque le gaz est électronégatif [32]. Il existe 2 types d'attachement :

Attachement simple :



Attachement dissociatif :



L'attachement est caractérisé par le coefficient d'attachement η fonction du champ électrique réduit E/N [43].

2.7.1.6 Excitation de la molécule AB

La molécule AB peut être excitée et son énergie va passer à un niveau plus élevé, comme

illustré par la réaction suivante :



* : Atome ou molécule dans un état excité.

Il existe de différents modes d'excitation sont possibles (rotation, vibration, ...) [41].

2.7.1.7 Dissociation en neutres de la molécule AB :

La réaction suivante montre que la molécule AB est dissociée après l'interaction avec un électron ce qui cause une formation de radicaux.



* : Atome ou molécule dans un état excité

A cette liste, il faut ajouter les processus de recombinaison électron-ion ou ion-ion, de détachement, de relaxation, ...

Il est important de noter que la relaxation d'états excités s'accompagne souvent d'émission de photons et est donc à l'origine de la luminosité de certaines décharges. Les probabilités des divers types de collisions électron - molécule sont fonctions de l'énergie de ces derniers. Elles ont été déterminées expérimentalement pour un certain nombre de gaz. Elles sont traduites en termes de sections efficaces d'ionisation, de dissociation, d'attachement, etc. [43].

Dans le tableau (2.1), nous avons regroupé un ensemble de réactions induites par impact électronique dans une collision inélastique [32].

Tableau 2-1 : Ensemble de réactions induites par impact électronique [32]

| Processus | Réaction |
|--------------------------------------|---|
| Ionisation par impact électronique | $e^- + A \longrightarrow A^+ + 2e^-$ |
| Ionisation dissociative | $e^- + AB \longrightarrow 2e^- + A + B^+$ |
| Excitation par impact électronique | $e^- + A \longrightarrow e^- + A^*$ |
| Recombinaison radiative | $e^- + A^+ \longrightarrow A^* + h\nu$ |
| Recombinaison à trois corps | $e^- + A^+ + B \longrightarrow B + A^*$ |
| Attachement à trois corps | $e^- + A + B \longrightarrow A + B^-$ |
| Détachement par impact électronique | $e^- + A^- \longrightarrow 2e^- + A$ |
| Dissociation par impact électronique | $e^- + AB \longrightarrow e^- + A + B$ |

A et B sont des espèces chimiques (particules neutres, atomes, molécules...).

2.8 Définition de la décharge électrique :

Une décharge électrique dans les gaz désigne un « plasma froid » c'est-à-dire un gaz dans lequel les électrons ont une température inférieure à 10000 K. Les particules lourdes neutres ou ioniques ont une même température de l'ordre de 300 à 1500 K. Le gaz est faiblement ionisé avec un taux d'ionisation compris entre 10^{-6} et 10^{-2} (plasma hors équilibre) [32].

Par ailleurs, un arc électrique désigne un « plasma chaud », du fait que les électrons, les ions et les neutres ont une température voisine de 10000 à 30000 K. Le gaz est presque totalement ionisé (équilibre thermique) [32].

2.9 Caractéristiques de décharges électriques :

Les plasmas froids hors équilibre, donc les décharges électriques, se présentent sous différentes formes telles que la décharge luminescente, couronne ou encore les décharges à barrière diélectrique (DBD) [30].

La décharge luminescente est une décharge obtenue le plus souvent à basse pression (moins de 10 mbar), entre deux électrodes planes. Les électrons produits dans ce type de décharge sont fortement énergétiques. Les atomes neutres excités ainsi que les molécules génèrent une luminescence typique (comme dans les tubes fluorescents). Toutefois, les décharges

Chapitre 2 : Plasma et décharge électrique

luminescentes, ne sont pas adaptées pour la synthèse chimique [32].

La décharge couronne est une décharge non homogène, générée à pression atmosphérique dans un système d'électrodes fortement dissymétriques (i.e. système pointe-plan) [30]. 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 [32].

La décharge à barrière diélectrique (DBD), ou ce qu'on appelle aussi la décharge silencieuse, combine le large volume d'excitation de la décharge luminescente 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 [30]. La DBD est initiée en chaque point de l'intervalle inter-électrodes. 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 de l'impulsion de courant dépend de la pression, des propriétés du gaz ainsi que de la nature du matériau diélectrique. Le tableau (2.2) présente les principaux paramètres des différentes décharges dans les gaz

Tableau 2-2 : Paramètres caractéristiques des décharges dans les gaz [32]

| | Décharge luminescence | Décharge de type couronne | Décharge DBD ou silencieuse |
|-------------------------|-----------------------|---------------------------|-----------------------------|
| Pression | < 10 mbar | 1 bar | 1 bar |
| Champ électrique | 10 V/cm | 0,5 – 10 kV/cm (variable) | 0,1 – 100 kV/cm (variable) |
| Champ électrique réduit | 50 Td | 2 – 200 Td Variable | 1 – 500 Td Variable |

2.10 Régimes de décharges électriques :

Un gaz soumis à une décharge de laboratoire, peut se trouver dans différents régimes de fonctionnement. Afin d'identifier ces régimes, nous considérons une décharge de type continu : nous connectons à une source de tension continue, deux électrodes (anode et cathode) séparées par le gaz (à basse pression et confiné) qui sera ionisé. Les décharges obtenues dans le dispositif de Townsend peuvent être analysées en examinant la courbe caractéristique $V(I)$ qui lui est associée. Quatre régimes de décharges peuvent être obtenus dans ce type de systèmes Figure (2.5) [30].

- ✚ **Le premier régime** : correspond aux décharges non autonomes. La décharge ne peut exister qu'en présence d'un moyen extérieur, souvent une source lumineuse, assurant la production d'électrons primaires à la cathode par effet photoélectrique [30].
- ✚ **Le second régime** : correspond à ce que l'on appelle les décharges de Townsend. Il est caractérisé par une croissance quasi-verticale du courant pour une valeur de tension appelée tension disruptive. Cette croissance correspond au passage d'un régime où la multiplication des électrons est principalement gouvernée par l'ionisation par impact d'électrons sur les molécules du gaz à un régime où l'essentiel de la multiplication est assurée par l'augmentation du flux d'électrons extraits par bombardement ionique de la cathode. Dans le régime de Townsend, la charge d'espace générée par le plasma est faible et le champ électrique reste égal au champ Laplacien [30].
- ✚ **Le troisième régime** : correspond aux décharges luminescentes. Dans le cas des basses pressions considérées, ces décharges sont également généralement entretenues par un mécanisme de type Townsend. La grande différence qu'elles présentent avec les décharges dites de Townsend réside dans le fait que c'est le champ de charge d'espace et non pas le champ Laplacien qui gouverne la dynamique des espèces chargées [30].
- ✚ **Le quatrième régime** : correspond au régime d'arc. Celui-ci est caractérisé par une très faible tension de maintien (quelques dizaines de volts), de fortes densités de courant et un échauffement important de la décharge dont la température peut facilement atteindre plusieurs milliers de Kelvin. Le maintien du régime d'arc est également gouverné par des processus élémentaires à la cathode. Ces processus très complexes sont cependant différents de ceux rencontrés dans le cas des décharges luminescentes [30]. On cite souvent des effets comme l'effet thermoïonique, l'émission de champ,

Le maintien d'un régime d'arc impose également de fortes contraintes sur l'alimentation électrique qui doit pouvoir assurer la circulation de courants forts [30].

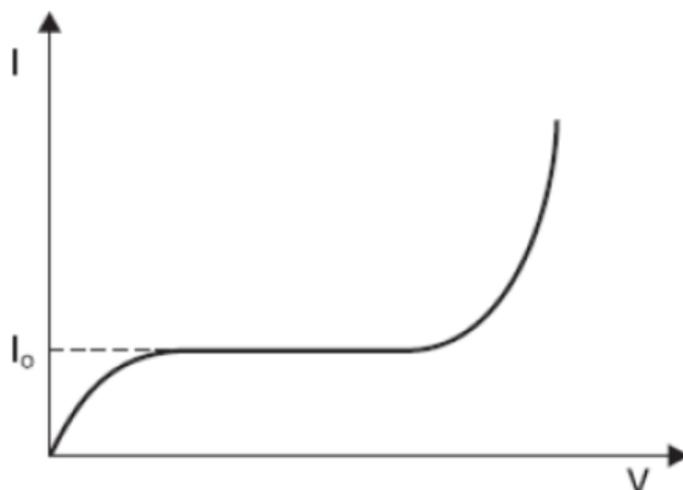


Figure 2.6 : Variation de courant en fonction de la tension [47]

L'augmentation exponentielle du courant est due à l'ionisation du gaz par collision d'électrons. A mesure que la tension augmente, V/d augmente. Par conséquent, les électrons, qui acquièrent une énergie cinétique plus élevée, sont de plus en plus accélérés et entrent en collisions pour assommer, donc de plus en plus les électrons.

Pour expliquer l'élévation exponentielle du courant, Townsend a présenté un coefficient α connu sous le nom de premier coefficient de l'ionisation de Townsend. Ce coefficient est défini comme étant le nombre d'électrons produits par unité de longueur dans la direction du champ [48].

Soit n_0 le nombre d'électrons laissant à la cathode lors de leur déplacement d'une distance x de celle-ci, leur nombre devient n tel que :

$$dn = \alpha n dx \quad 2.3)$$

ou alors :

$$dn/n = \alpha n dx \quad 2.4)$$

Ce qui donne :

$$\ln n = \alpha x + k \quad 2.5)$$

La constante k est déterminée à partir des conditions initiales. Selon l'énoncé, lorsque $x = 0$, $n = n_0$. De ce fait : $k = \ln n_0$.

Dans ces conditions, l'équation (2.5) devient :

Chapitre 2 : Plasma et décharge électrique

$$\ln n = \alpha x + \ln n_0 \quad (2.6)$$

ou alors

$$\ln n/n_0 = \alpha x \quad (2.7)$$

Ce qui donne :

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.8)$$

Quand $x = d$, $n = n_0 e^{\alpha d}$. Ceci permet d'écrire le courant sous la form suivante :

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (2.9)$$

Le terme $e^{\alpha d}$ s'appelle « l'avalanche d'électronique » qui représente le nombre d'électrons produits par un électron lors de son déplacement de la cathode vers l'anode .

**Chapitre 3 : Etudes du
comportement des mélanges
SF₆-N₂ utilisés dans les
disjoncteurs**

Dans ce chapitre, nous étudions le comportement des mélanges gazeux SF₆-N₂ pour être utilisés dans les disjoncteurs HT. Ceci permet, entre autres, de diminuer la contribution du SF₆ dans le réchauffement global de l'atmosphère.

D'abord un programme sous environnement Matlab a été élaboré pour résoudre l'expression de Maxwell-Boltzmann donnant la distribution de la probabilité des vitesses des molécules et ce pour les gaz SF₆ et N₂.

Par la suite, et en utilisant le code de calcul Bolsig+, nous avons déterminé et discuté pour les mélanges gazeux SF₆-N₂, la fonction de distribution en énergie des électrons (EEDF), les coefficients d'ionisation et d'attachement de Townsend et l'énergie moyenne. La décharge évolue dans un mélange faiblement ionisé et à faible pression. Outre le SF₆ et le N₂, les mélanges que nous avons adoptés sont : 90% S SF₆ et 10% N₂, 80% S SF₆ et 20% N₂, 60% S SF₆ et 40% N₂. Les paramètres d'influence consistent en le champ électrique réduit, la température ainsi que la vitesse des molécules.

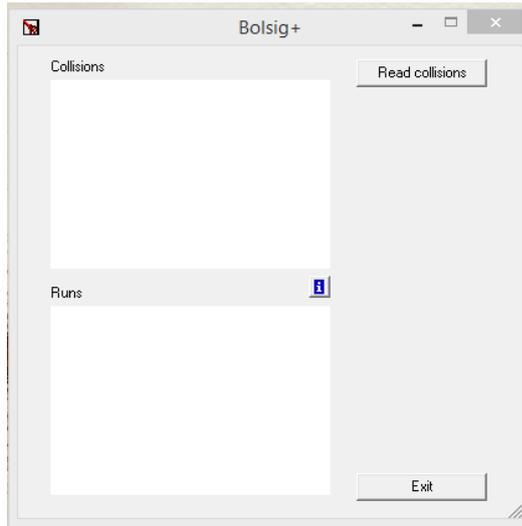
3.1 Environnement Bolsig+

Bolsig+ est un logiciel facile à utiliser pour la résolution numérique de l'équation de Boltzmann pour les électrons dans un gaz faiblement ionisé et pour un champ uniforme.

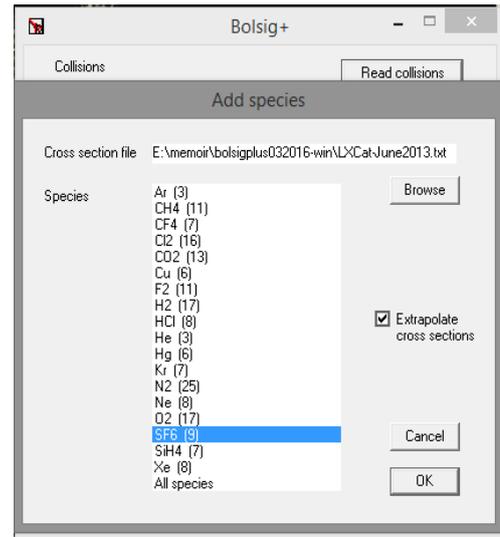
Dans le fichier siglo.sec fourni avec Bolsig+, on trouve toutes les données électroniques nécessaires concernant les collisions via les variations de sections efficaces pour les processus considérés en fonction de l'énergie de l'électron incident à savoir les collisions élastiques, les excitations des niveaux optiques, la dissociation (éventuellement), l'ionisation et l'attachement, sans oublier les rotations et vibrations dans le cas des molécules. En plus de la fonction de distribution en énergie des électrons (EEDF), Bolsig+ calcule les coefficients de transport et les taux de réactions nécessaires pour la description fluide des décharges électriques. Nous citons, entre autres :

- ✚ Energie moyenne ϵ ;
- ✚ Mobilité $\times N$;
- ✚ Coefficient de diffusion $\times N$;
- ✚ Fréquence totale de collision $\times N$;
- ✚ Taux de réactions ;
- ✚ Coefficient de Townsend d'ionisation et d'attachement. Notons que N est la densité totale du gaz.

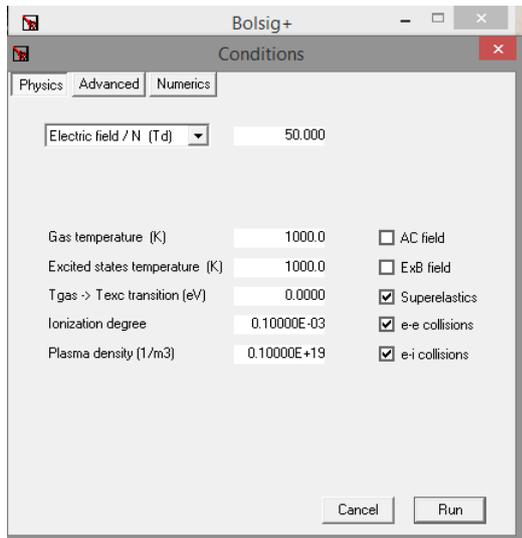
La figure (3.1) présente les différentes étapes à suivre pour tracer les caractéristiques susmentionnées sous environnement Bolsig+. La fenêtre (a) est obtenue en cliquant sur le fichier bolsigplus.exe. Celle (b) illustre comment sélectionner un des gaz SF₆ ou N₂. La fenêtre (c) expose les différents paramètres à fixer lors de la simulation. Les mélanges SF₆-N₂ ainsi que leurs pourcentages sont montrés sur la fenêtre (d). Les différentes énergies d'excitation et d'ionisation sont exposées sur la fenêtre (e). Finalement, un exemple relatif au caractéristique EEDF est montré sur la figure (f).



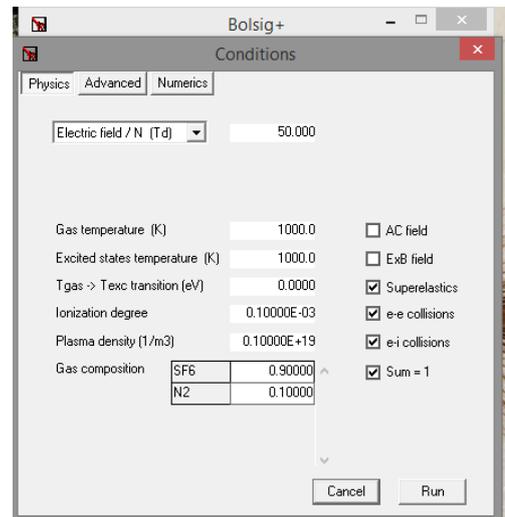
(a)



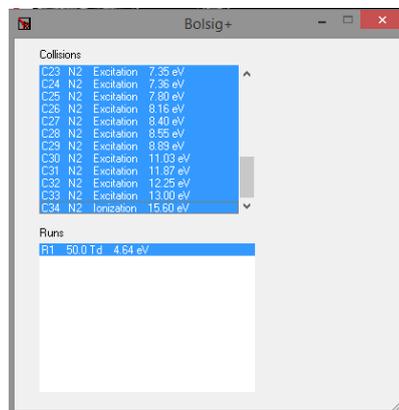
(b)



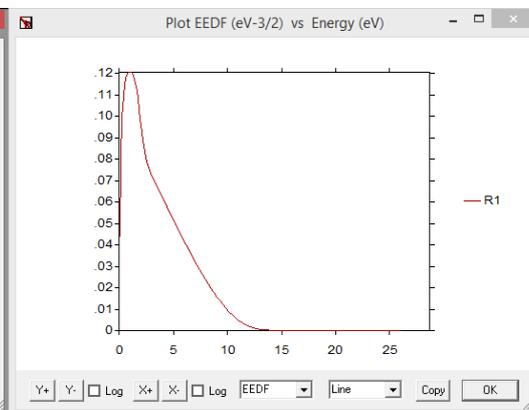
(c)



(d)



(e)



(f)

Figure 3.1 : Environnement Bolsig+

3.2 Distribution de Maxwell-Boltzmann

La statistique de Maxwell-Boltzmann est une loi de probabilité ou distribution utilisée en physique statistique pour déterminer la répartition de particules entre différents niveaux d'énergie. Elle est notamment à la base de la théorie cinétique des gaz. La probabilité de trouver une molécule ayant une vitesse comprise entre V et $V+dV$ est [5] :

$$p(V)dV = \left[\frac{m}{2\pi K_B T} \right]^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{\left(\frac{1}{2}\right)mV}{K_B T} \right] 4\pi v^2 dV \quad (3.1)$$

m : Masse moléculaire ;

K_B : Constante de Boltzmann ;

T : Température (Kelvin) ;

V : la vitesse de la molécule.

Pour toutes les vitesses possibles, nous avons : $\int_{-\infty}^{\infty} p(V) dV = 1$ (3.2)

Par conséquent, la distribution de Maxwell-Boltzmann est entièrement déterminée par les grandeurs physiques v , T et m . La vitesse des molécules dans un gaz est loin d'être uniforme. En fait, chaque molécule a une gamme de variation de vitesses. Cependant, la vitesse la plus probable ou v_{\max} , à une température T donnée, est celle qui maximise la distribution de probabilité de Maxwell-Boltzmann [5].

Nous avons représenté les densités de probabilités pour le SF₆ et N₂ pour deux températures, à savoir $T=1500$ K et $T=2000$ K, et ce pour des vitesses allant de 0 à 3800 m/s. Les gaz choisis ont des masses molaires $M(\text{SF}_6) = 146,06$ g/mol et $M(\text{N}_2) = 28,0134$ g/mol. Un programme sous environnement Matlab a été élaboré. Les résultats ainsi obtenus sont présentés sur les figures (3.2) et (3.3).

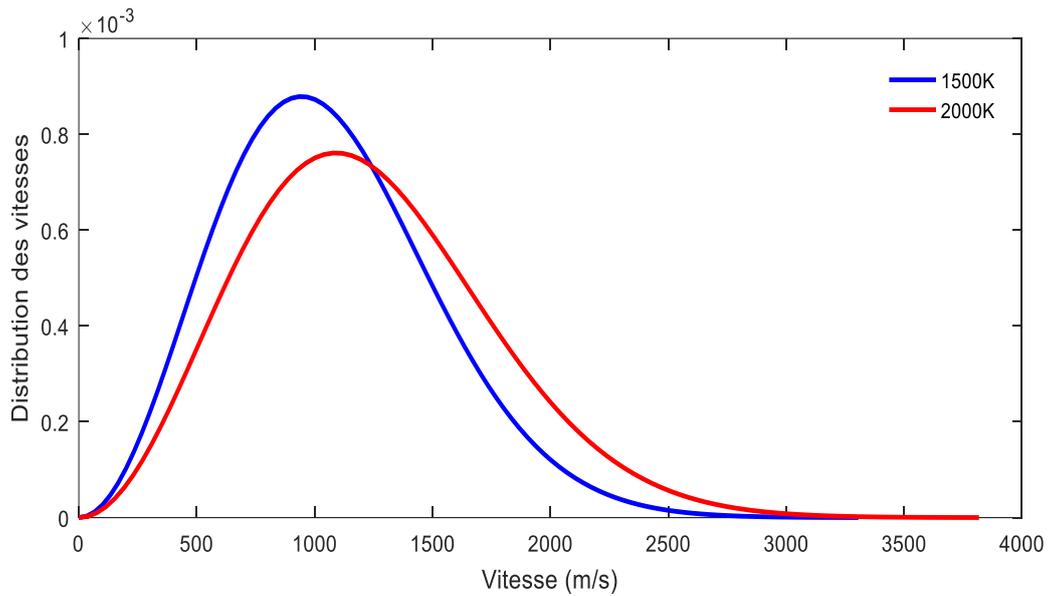


Figure 3.2 : Distribution des vitesses en fonction de la vitesse des molécules N₂

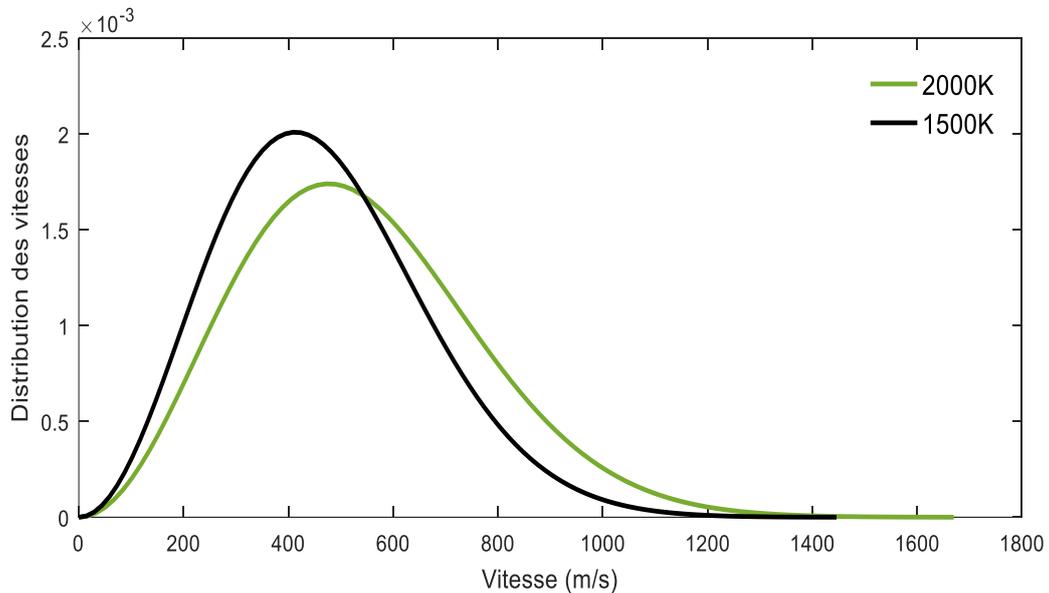


Figure 3.3 : Distribution des vitesses en fonction de la vitesse des molécules SF₆

Ces deux figures montrent que la vitesse des molécules dans un gaz n'est pas uniforme, et chaque molécule possède un grand éventail de vitesses possibles. Lorsque le gaz est chauffé jusqu'à une température plus élevée, le pic de la courbe se décale vers la droite (car la vitesse moléculaire moyenne va augmenter). La forme de la courbe reste pratiquement la même malgré ce décalage, le maximum de la courbe va avoir tendance à diminuer afin de maintenir l'aire sous la courbe constante. De la même manière, lorsque le gaz est refroidi à une

température plus basse, le pic de la courbe se décale vers la gauche ; le maximum est alors plus élevé, là encore pour garder la même aire sous la courbe. En effet, à mesure que le gaz refroidit, la courbe devient plus haute et plus étroite. De la même manière, quand le gaz se réchauffe la courbe devient de plus en plus large et moins haute. Nous constatons également, que la vitesse du gaz SF₆ est plus faible que celle du N₂, du fait que les molécules du SF₆ se déplacent plus lentement à cause de leur masse moléculaire plus importante que celle du N₂.

3.3 Fonction de distribution en énergie des électrons (EEDF) :

Dans un plasma, les électrons libres sont caractérisés par une certaine distribution d'énergie. La grandeur intéressante pour représenter cette distribution est la fonction de distribution en énergie des électrons.

Pour décrire la décharge, nous allons utiliser le modèle cinétique d'un gaz en équilibre thermodynamique, dans lequel les propriétés diélectriques dépendent de la fonction de distribution des énergies (EEDF). La distribution des énergies électroniques à l'instant t et à la position r avec la vitesse V , dépend majoritairement du champ électrique et de la densité du plasma [30].

Les électrons de masse m seront décrits à l'aide de la fonction de distribution, obtenue en résolvant l'équation de Boltzmann [5].

Nous représentons sur les figures (3.4) et (3.5) la variation de la fonction de distribution en énergie des électrons, EEDF, en fonction de l'énergie des électrons respectivement pour le SF₆ et N₂. La température a été fixée à $T=2000$ K, le champ électrique réduit à 100 Td, le degré d'ionisation à $0,1 \cdot 10^{-3}$ et la densité de plasma à $0,1 \cdot 10^{19}$ e/m³.

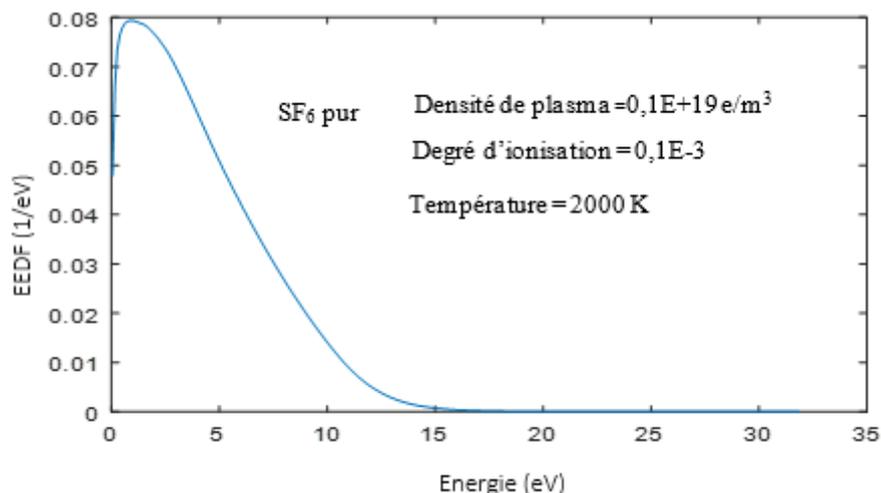


Figure 3.4 : EEDF en fonction de l'énergie des électrons dans SF₆

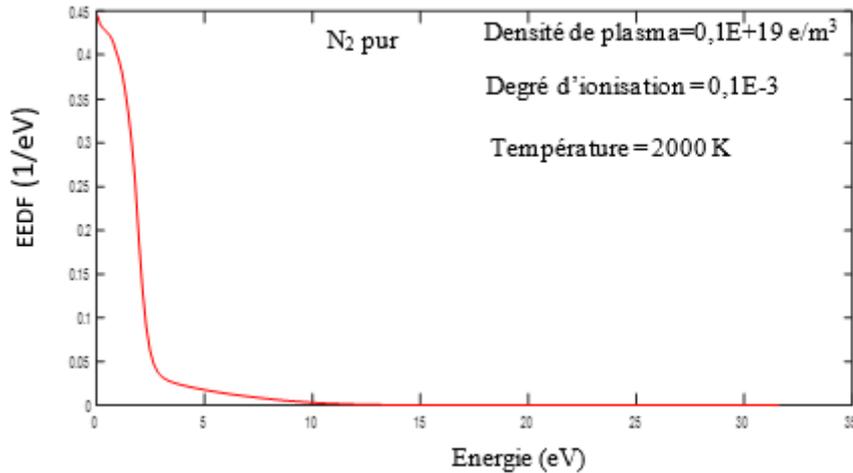


Figure 3.5 : EEDF en fonction de l'énergie des électrons dans N₂

Nous constatons à travers les deux figures précédentes que la probabilité d'avoir des électrons de faibles énergies, inférieures à 1 eV⁻¹, est plus grande dans le cas de l'azote où elle atteint une valeur de 0,45. Par contre, la même valeur en énergie est obtenue pour SF₆ avec une probabilité de 0,08 eV⁻¹. Ceci montre bien que l'azote peut contribuer au freinage des électrons du plasma et contribuer ainsi à améliorer la rigidité diélectrique de ce gaz.

La figure (3.6) montre les distributions EEDF dans le mélange SF₆-N₂ considérés. Nous voyons clairement qu'une croissance de la concentration de l'azote dans le mélange SF₆-N₂ conduit à une augmentation du nombre d'électrons d'énergies inférieures à 2eV et donc d'électrons moins ionisants.

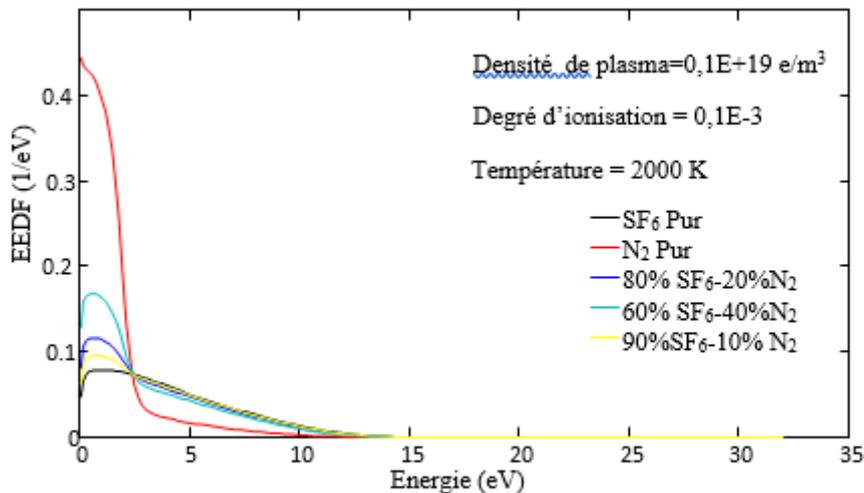


Figure 3.6 : EEDF en fonction de l'énergie des électrons dans le mélange SF₆-N₂

3.4 Coefficient d'ionisation de Townsend

L'avalanche ne se produit si les électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser une particule neutre. Ce mécanisme peut être étudié à partir du coefficient d'ionisation de Townsend α . Ce dernier exprime le nombre de paires électrons-ions ou électrons-électrons formées lors des collisions par chaque électron germe se déplaçant dans le sens du champ électrique. Le coefficient α dépend étroitement de la valeur du champ réduit E/N , où E est le champ électrique (V/m) et N désigne la densité du milieu (m^{-3}) [30].

La figure (3.7) illustre la variation du coefficient d'ionisation α en fonction du champ électrique réduit (E/N), pour différents pourcentages du SF₆ et N₂ dans le mélange et une température de 2000 K.

Nous observons que coefficient d'ionisation augmente avec le champ électrique réduit. Nous remarquons également que le coefficient d'ionisation est élevé pour le SF₆ et faible pour le N₂. En effet, pour une valeur donnée du champ électrique réduit, le coefficient d'ionisation augmente avec le pourcentage de l'azote dans le mélange.

L'augmentation du coefficient d'ionisation peut être expliquée par la multiplication exponentielle des électrons libres pour donner des avalanches électroniques. Ces dernières peuvent s'allonger jusqu'à engendrer un claquage entre les électrodes.

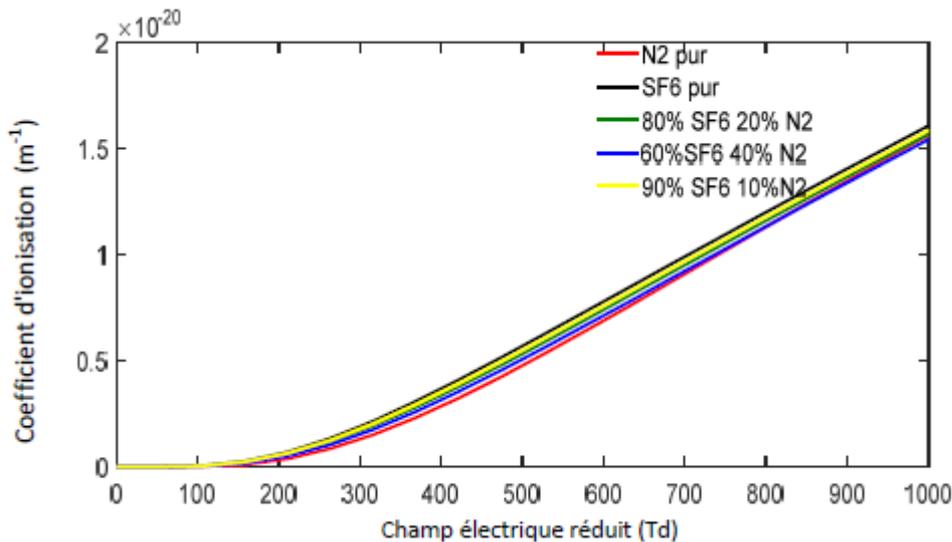


Figure 3.7 : Coefficient d'ionisation en fonction du champ électrique réduit pour les mélanges SF₆-N₂ et pour T=2000 K

3.5 Coefficient d'attachement de Townsend

Le coefficient d'attachement mesure le taux de disparition des électrons. Il est obtenu grâce aux mesures des sections efficaces et les distributions EEDF des électrons.

Le coefficient d'attachement de Townsend correspond au nombre de collisions d'attaches faites par un électron dérivant de 1 cm en direction du champ. Ce coefficient diminue considérablement avec l'augmentation du champ électrique dans un gaz donné. Cela

représente l'intensité de champ minimale requise pour le déclenchement d'une décharge indépendante conduisant à un claquage électrique [30].

La figure (3.8) montre que le coefficient d'attachement diminue avec l'augmentation du champ électrique réduit. Ce coefficient est d'autant plus élevé que le champ électrique est faible. Ceci est expliqué par le fait que les électrons auront plutôt tendance en champ électrique faible.

Par ailleurs, pour une valeur donnée du champ électrique réduit, le coefficient d'attachement augmente avec la concentration de l'azote dans le mélange. De ce fait, le coefficient d'attachement est faible pour le SF₆ et élevé pour le N₂.

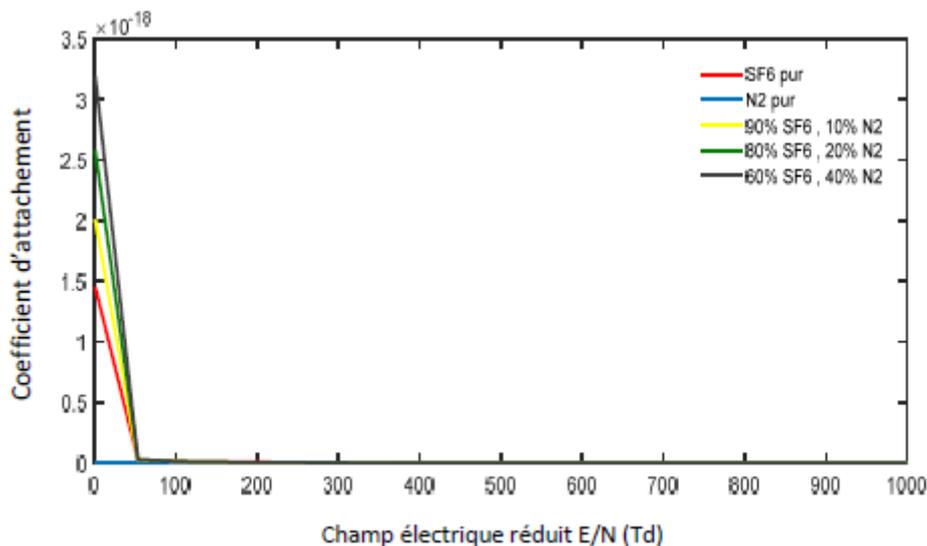


Figure 3.8 : Coefficient d'attachement en fonction du champ électrique réduit pour les mélanges SF₆-N₂ et T=2000K

3.6 Energie moyenne

La figure (3.9) présente la variation de l'énergie moyenne des électrons en fonction de champ électrique réduit pour les mélanges SF₆-N₂. Nous remarquons que l'énergie moyenne augmente avec le champ électrique réduit. Nous constatons que toutes les caractéristiques se croisent pour une valeur du champ égale à 500 Td. Pour les valeurs inférieures à 500 Td, nous observons que l'énergie moyenne est plus faible pour le N₂ et plus élevée pour le SF₆. L'augmentation de la concentration de l'azote engendre une diminution de l'énergie moyenne des électrons dans le mélange. Une situation inversée est enregistrée une fois le champ électrique réduit dépasse 500 Td. Dans ces conditions, nous remarquons que l'énergie moyenne est plus faible pour le SF₆ et plus élevée pour le N₂. En outre, l'énergie moyenne des électrons augmente avec le pourcentage de l'azote dans le mélange.

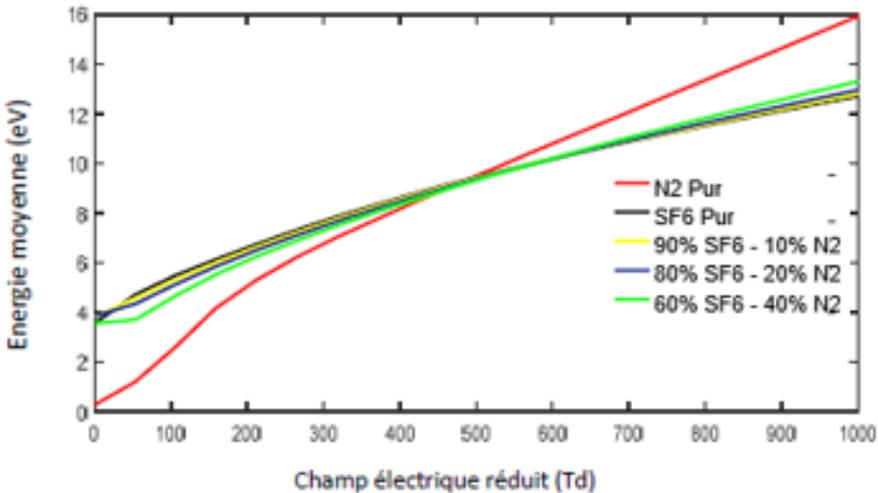


Figure 3.9 : Energie moyenne en fonction de champ électrique réduit pour les mélanges SF₆-N₂ et T=2000K

Chapitre 4 : Modélisation d'arc dans un disjoncteur HT

La modélisation de l'arc a été l'objet de recherche et de travail de plusieurs scientifiques. Les modèles d'arc des disjoncteurs SF₆ de haute tension peuvent être classés en trois catégories : les modèles thermiques ou diélectriques, les modèles empiriques et les modèles à boîte noire. Les deux premières catégories de modèles sont utilisées pour déterminer les dimensions internes du disjoncteur et les paramètres du milieu d'extinction, alors que la troisième catégorie est utilisée pour une meilleure compréhension du processus d'interruption du courant dans les disjoncteurs SF₆ de haute tension. Dans ce contexte, le modèle d'arc simule le comportement fortement non linéaire de l'arc dans le disjoncteur. Pour bien décrire ce comportement dynamique un certain nombre de modèles de simulation pour les disjoncteurs ont été développés [20].

Dans ce chapitre, nous essayons de chercher à répondre la question suivante : « Le disjoncteur est-il capable de d'interrompre le courant à un endroit spécifique du réseau et dans des conditions spécifiques ». Pour cela, ce chapitre est consacré à un traitement numérique (modélisation numérique) du problème de la coupure par disjoncteur SF₆ de haute tension.

4.2 Modélisation :

On peut appeler modélisation numérique toute représentation de l'évolution des paramètres d'un phénomène par un système d'équations n'admettant généralement pas de solution analytique, mais pouvant être résolues numériquement. Plusieurs hypothèses ont été supposées sur le comportement de l'arc afin de lui donner un modèle mathématique décrivant son évolution par phénomène physique. Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à développer un modèle d'arc à boîte noire.

4.2.1 Modèles de base :

Les modèles d'arc à boîte noire sont exprimés mathématiquement par une formule de la résistance ou de la conductance variable avec le temps, en fonction du courant, de la tension de l'arc et de plusieurs paramètres. Autrement dit, ce sont des modèles qui décrivent l'arc comme une composante électrique non linéaire variable en fonction de temps et en fonction de plusieurs paramètres tels que :

- ✚ Le courant de l'arc ;
- ✚ La tension de l'arc ;
- ✚ La puissance électrique ;
- ✚ La conductance et la résistance du milieu environ.

Les modèles de base consistent en le modèle de Cassie et Mayr. Ces deux modèles sont représentés par une équation différentielle du premier ordre de la forme [21] :

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \frac{1}{\tau_{au}} \left(\frac{U_i}{P} - 1 \right) \quad (4.1)$$

g : la conductance de l'arc ;

u : la tension de l'arc ;

i : le courant de l'arc ;

Tau : la constante de temps de déionisation ;

P : la puissance de refroidissement ou la puissance évacuée de l'arc.

4.2.1.1 Modèle de Cassie :

Cassie suppose que l'arc a un passage de gaz cylindrique avec une température uniformément distribuée dans sa section transversale ; la conductance à l'extérieur du diamètre est petite, et la conductance à l'intérieur du diamètre est grande. On considère que la température de l'arc reste constante dans le temps et dans l'espace. Cassie constitue un prototype de toute une famille de modèles dits de conductance. Ces modèles décrivent l'évolution de la conductance en fonction des principaux paramètres qui définissent l'arc [23].

Cassie a déduit l'équation suivante :

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \frac{1}{\tau_{au}} \left(\frac{U^2}{U_0^2} - 1 \right) \quad (4.2)$$

U_0 : la tension statique de l'arc (indépendante de l'intensité du courant) ;

g : la conductance de l'arc ;

U : la tension à travers l'arc ;

Tauc : la constante de temps.

4.2.1.2 Modèle de Mayr :

Le modèle de Mayr est basé sur les principes de la liberté thermique.

Hypothèses :

Mayr supposa que l'arc est assimilable à un cylindre de rayon constant dans lequel la température diminue avec l'augmentation de la distance par rapport à l'axe de la propagation de l'arc électrique et que l'évacuation d'énergie est due à la conduction thermique [23]. Ce modèle repose sur un nombre limité d'hypothèses [24] :

Première hypothèse :

La conductance g de l'arc est une fonction de l'énergie w de l'arc :

$$g = F(w) \quad (4.3)$$

Cela signifie qu'à une valeur w de l'énergie, il ne correspond qu'une seule valeur de la conductance g . Ce n'est pas tout à fait exact, mais il n'y a pas une différence fondamentale entre la réalité et cette hypothèse qui est nécessaire au traitement analytique du problème.

En dérivant les deux membres de la relation (4.3) par rapport au temps nous aurons :

$$\frac{dg}{dt} = F'(w) \frac{dw}{dt} \quad (4.4)$$

La puissance fournie à l'arc par effet Joule est (ri^2) ; r étant la résistance de l'arc. La puissance cédée par l'arc au milieu environnant est (P) , on l'appelle aussi puissance de refroidissement.

A chaque instant l'une et l'autre peuvent varier, la puissance accumulée dans l'arc est donc $(ri^2 - P)$.

Pendant l'intervalle de temps dt , $(ri^2 - P).dt$ correspond à la variation d'énergie dw dans l'arc, d'où :

$$\frac{dw}{dt} = ri^2 - P \quad (4.5)$$

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \frac{F'(w)}{F(w)} (ri^2 - P) \quad (4.6)$$

Deuxième hypothèse :

$F(w)$ est supposée une fonction exponentielle :

$$F(w) = g = K e^{\frac{w}{w_0}} \quad (4.7)$$

w_0 : le coefficient constant qui représente la quantité d'énergie qu'il faut apporter à l'arc pour que sa conductance soit multipliée par e ($e=2,71828$) ;

K : la valeur absolue de la conductance.

La dérivée de la relation (4.7), par rapport à l'énergie (w) donne :

$$F(W)' = \frac{1}{w_0} K e^{\frac{w}{w_0}} \quad (4.8)$$

$$\frac{F'(w)}{F(W)} = \frac{1}{w_0} \quad (4.9)$$

Troisième hypothèse :

La puissance de refroidissement est supposée constante et égale à P_0 . Compte tenu de la relation (4.9), la relation (4.6) devient :

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \frac{1}{w_0} (ri^2 - P_0) = \frac{p_0}{w_0} \left(\frac{ri^2}{p_0} - 1 \right) \quad (4.10)$$

Soit : $Tau = \frac{w_0}{P_0}$ la constante de temps de déionisation, l'équation (4.10) sera :

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \frac{1}{Tau} \left(\frac{ri^2}{P_0} - 1 \right) = \frac{1}{Tau} \left(\frac{ui}{p_0} - 1 \right) \quad (4.11)$$

U : la tension à travers l'arc ;

g : la conductance de l'arc ;

Tauc : la constante de temps.

i : le courant de l'arc.

P : la puissance de refroidissement ou la puissance évacuée de l'arc.

C'est l'équation de Mayr, elle exprime le comportement dynamique de l'arc.

4.2.1.3 Comparaison des deux modèles :

Le tableau (3-1) présente une comparaison entre le modèle de Mayr et celui de Cassie en termes de conductance, la manière dont le refroidissement et les conditions d'application [23]

Tableau 4-1 : Comparaison des deux modèles de base [23]

| Modèle | Mayr | Cassie |
|---|---|--|
| Conductance | Varie en fonction du degré d'ionisation | Varie en fonction du diamètre de l'arc |
| Expression dynamique de la variation de conductance | $\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \frac{1}{Tau} \left(\frac{ui}{p_0} - 1 \right)$ | $\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \frac{1}{Tau} \left(\frac{U^2}{U_0^2} - 1 \right)$ |
| Refroidissement | Perte par effet joule | Par convection thermique |
| Adaptation | Pour les faibles courants | Pour les forts courants |

4.2.2 Modèle d'arc amélioré :

Plusieurs modèles améliorés sont basés sur les deux modèles de base ont été développés. Nous citons, entre autres, le modèle de Mayer modifié, le modèle de Habedank, le modèle de Schwarz, le modèle de Kema, le modèle de Schavemaker et le modèle d'Avdonin [27]. Dans notre modélisation, nous avons adopté le modèle de Habedank comme un modèle d'arc amélioré. Ce modèle est la mise en série des deux modèles de base de Cassie et Mayr, comme montré sur la figure (4.1).

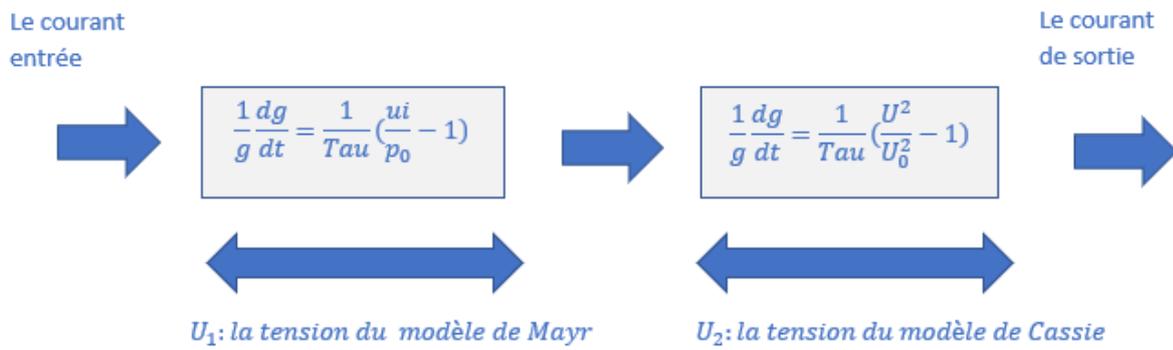


Figure 4.1 : Schéma du modelé de Habedank [27]

Les équations différentielles de la conductance selon le modèle de Cassie et celui de Mayr sont données respectivement par les expressions (4.12) et (4.13) suivantes [27] :

$$\frac{dg}{dt} = \frac{1}{\text{Tau}_c} \left(\frac{u^2 g^2}{U_0 g_c^2} - g_c \right) \quad (4.12)$$

$$\frac{dg_m}{dt} = \frac{1}{\text{Tau}_m} \left(\frac{U^2 g^2}{P_0} - g_m \right) \quad (4.13)$$

Avec :

$$u = u_1 + u_2 \quad (4.14)$$

$$i = i_1 = i_2 \Rightarrow i = g_1 u_1 = g_2 u_2 = g u$$

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{g_c} + \frac{1}{g_m} \quad (4.15)$$

g : la conductance totale de l'arc ;
 u : la tension totale de l'arc ;
 i : le courant de l'arc ;
 U_0 : la tension d'arc constante de Cassie ;
 g_c : la conductance de l'arc décrite par l'équation de Cassie ;
 τ_{c} : la constante de temps de Cassie ;
 P_0 : la puissance de refroidissement de l'état statique de Mayr ;
 g_m : la conductance de l'arc décrite par l'équation de Mayr ;
 τ_{m} : la constante de temps de Mayr.

4.2.3 Schéma Simulink :

La figure (4.2) présente le schéma Simulink standard utilisé pour les modèles d'arc de Cassie, de Mayr et de Habedank que nous avons adoptés lors de cette simulation.

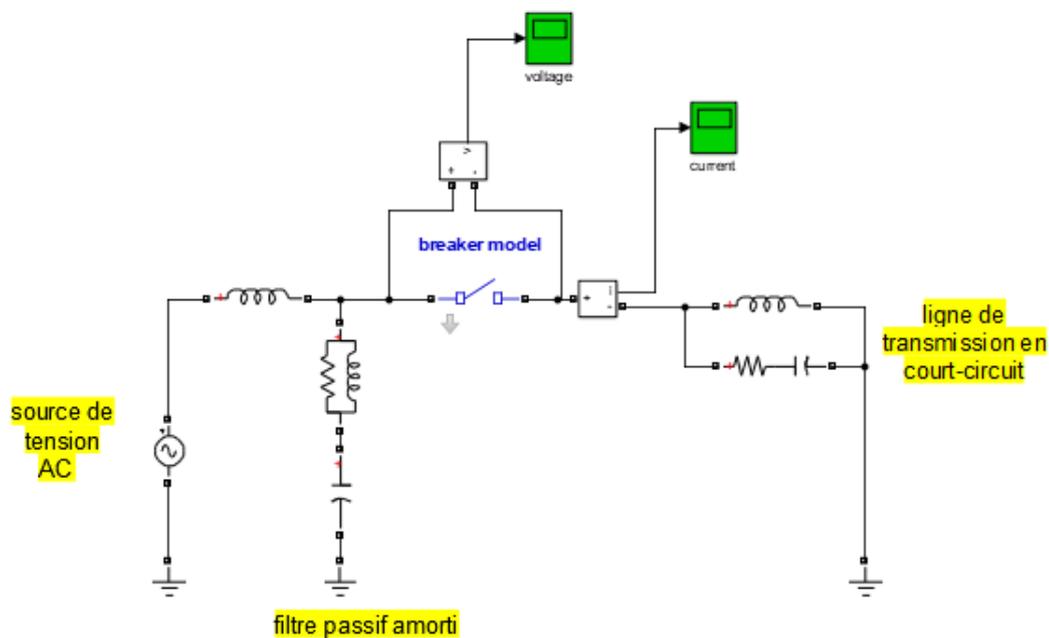


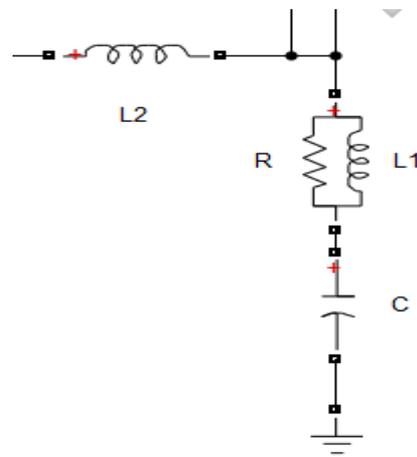
Figure 4.2 : Schéma Simulink standard pour les modèles d'arc

Le circuit est constitué :

- Une source de tension alternative qui délivre une tension de type sinusoïdale de fréquence fixe. Pour les trois modèles, nous avons considéré une fréquence égale à 60

Hz dans notre cas. La source, a une amplitude de 85 kV.

- ✚ Un filtre passif amorti placé en parallèle avec la source dans le piégeage des courants harmoniques et aussi pour la compensation de l'énergie réactive. La mise de ce circuit du côté de la source du disjoncteur est pour reproduire une tension transitoire de récupération TTR qui représente un paramètre très important pour la coupure.



filtre passif amorti

Figure 4.3 : Schéma du filtre passif amorti

Les valeurs des différents composants utilisés sont :

$C=1,98 \cdot 10^{-6}$ F ;
 $L1=5,28 \cdot 10^{-3}$ H ;
 $R=29.8 \Omega$;
 $L2=3,52 \cdot 10^{-3}$ H.

- ✚ Un volt-mètre et un ampère mètre sont placés dans le circuit pour mesurer et des oscilloscopes pour visualiser la tension et le courant aux bornes du disjoncteur.

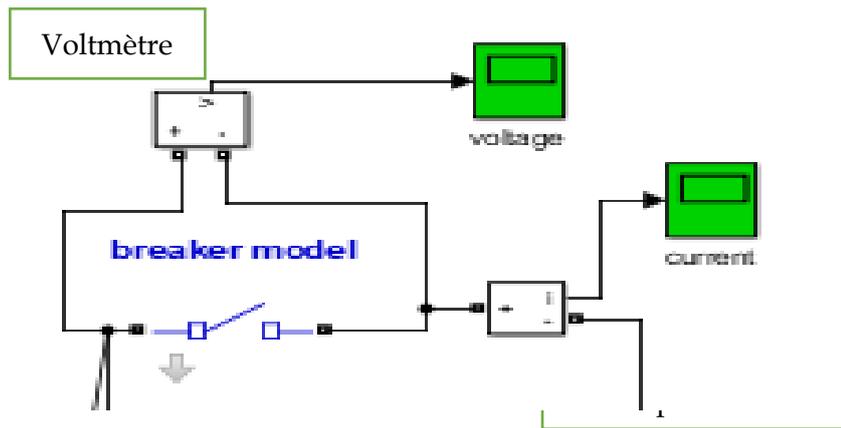


Figure 4.4 : Visualisation de la variation de la tension et du courant aux bornes du disjoncteur

- ✚ Une ligne de transmission en court-circuit pour créer un défaut et voir la réaction du disjoncteur suivant le modèle d'arc ainsi adopté.

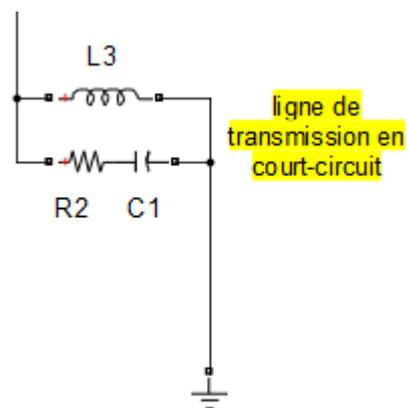


Figure 4.5 : Schéma de la ligne de transmission en court-circuit

Les paramètres de cette ligne sont les suivants :

$$C1 = 1,93 \cdot 10^{-9} F ;$$

$$R2 = 29.8 \Omega ;$$

$$L3 = 6,256 \cdot 10^{-4} H.$$

A l'intérieur du modèle de l'arc, nous avons le schéma bloc suivant :

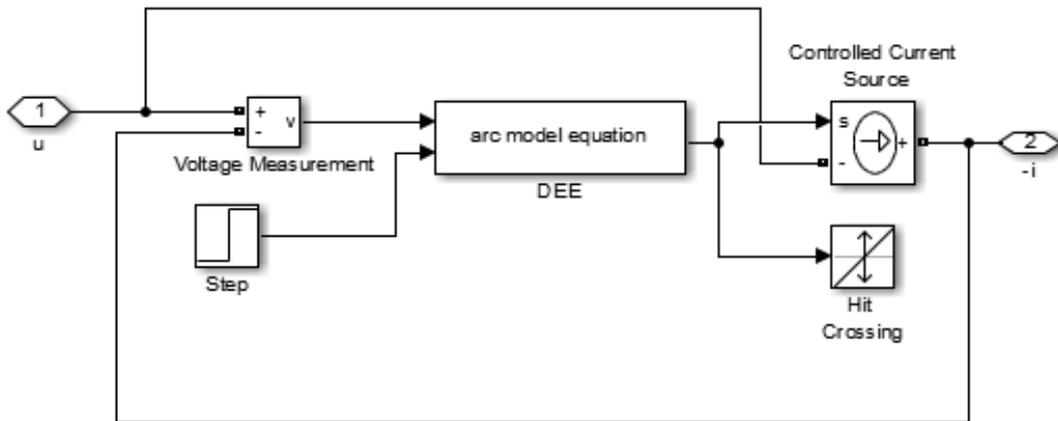


Figure 4.6 : Schéma bloc à l'intérieur du modèle de l'arc

Dans ce schéma :

- ✚ les blocs 1 et 2 représentent respectivement les bornes d'entrée et sortie de notre modèle. L'entrée du modèle est la tension qui va être chaque fois multipliée par la conductance g pour avoir le courant de sortie.
- ✚ Le bloc Simulink "Step" est utilisé pour contrôler la séparation des contacts du disjoncteur. Le pas correspondant a été varié de la valeur zéro au moment de la séparation des contacts. La valeur 0 correspond à un contact fermé et la valeur 1 correspond à un contact ouvert. La manière dont nous introduisons les paramètres bloc Simulink « Step » est illustrée sur la figure (4.7).

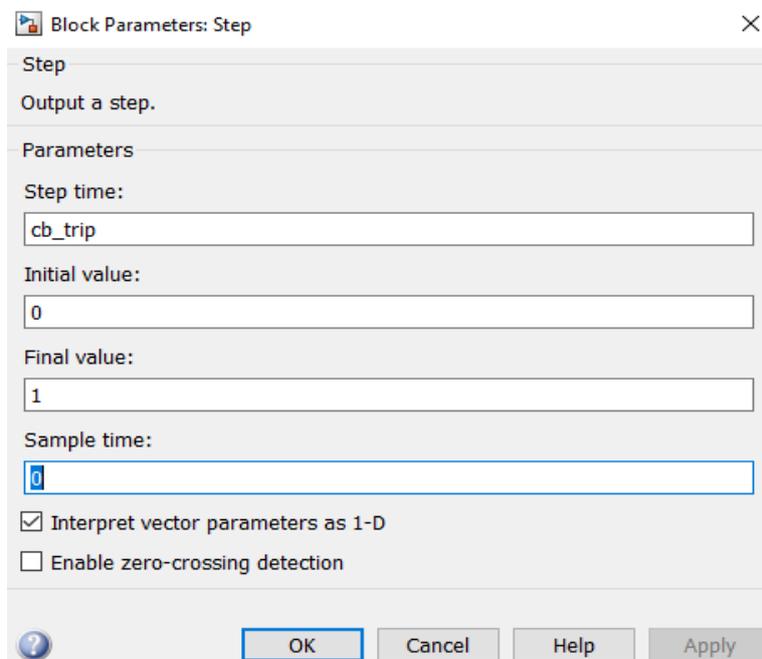


Figure 4.7 : Paramètres du bloc « step »

Avant la séparation des contacts du disjoncteur, l'équation différentielle régissant la variation de la conductance, pour les trois modèles adoptés, est comme suit :

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = 0$$

Dans ces conditions, le modèle d'arc se comporte comme une conductance avec la valeur $g(0)$.

- ✚ Le bloc de mesure et la source commandée servent de liens entre les signaux électriques (tensions aux éléments et courants circulant dans les lignes) et les blocs Simulink (fonctions de transfert) [31,32].
- ✚ Le bloc Simulink "Hit crossing", montré sur la figure (IV.6), détecte le moment où l'entrée, dans ce cas le courant, passe par la valeur zéro. Par conséquent, en ajustant la dimension du pas, le bloc garantit que la simulation trouve le point de passage à zéro. En effet, le moment du passage par zéro de la tension et du courant du disjoncteur, qui se comporte comme une résistance non linéaire, est un moment crucial dans le processus d'interruption, qui doit être calculé avec précision [31,32].

Les équations du modèle d'arc ont été incorporées au moyen du bloc Simulink DEE, comme indiqué sur la figure (4.8).

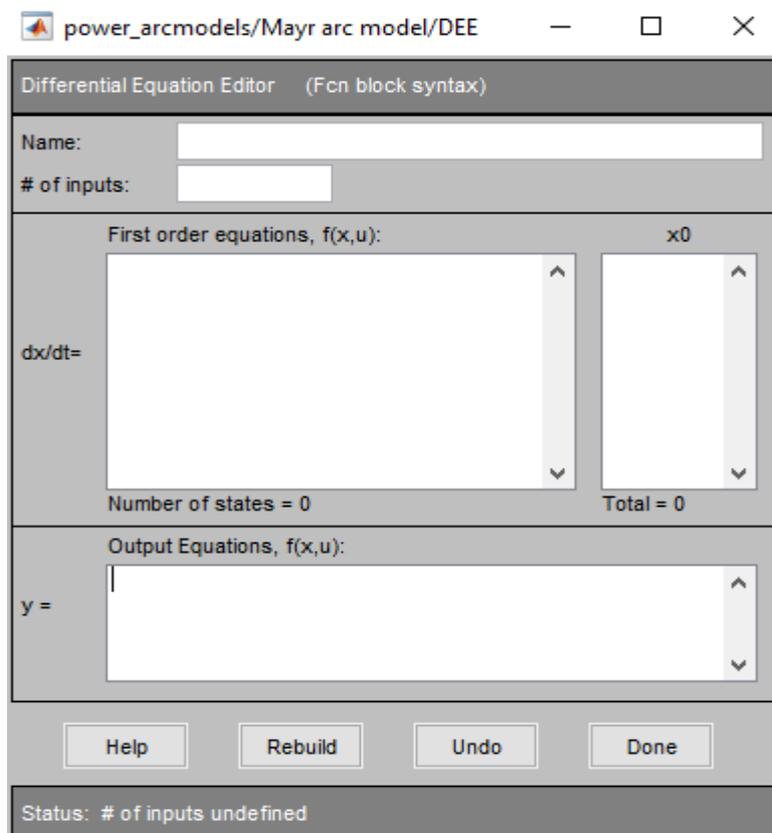


Figure 4.8 : Interface DEE

A l'interface DEE, nous avons la possibilité d'introduire :

- ✚ Le nom de model ;
- ✚ Le nombre d'entrée au modèle ;
- ✚ Les équations différentielles du modèle ;
- ✚ Les conditions initiales d'intégration ;
- ✚ L'équation de sortie.

Les variables utilisées dans le bloc de la figure (4.8) sont :

- ✚ $X(1)$: la variable d'état de l'équation différentielle consistant en l'algorithme népérien de la conductance de l'arc, $\ln(g)$;
- ✚ $X0$: la valeur initiale de la variable d'état, c'est la valeur initiale de la conductance de l'arc $g(0)$;
- ✚ $u(1)$: la première entrée du bloc DEE, c'est la tension u de l'arc,
- ✚ $u(2)$: la deuxième entrée du bloc DEE, elle représente l'état des contacts du disjoncteur : $u(2) = 0$ quand les contacts sont fermés et $u(2) = 1$ quand les contacts sont ouverts.

A l'intérieur de DEE, nous construisons le schéma bloc des équations différentielles du modèle $f(u)$ comme montre sur la figure (4.9) :

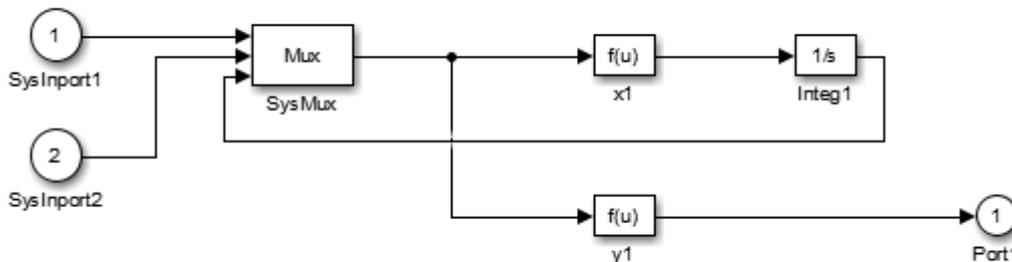


Figure 4.9 : Blocks à l'intérieur de DEE

Les paramètres d'entrée de la DEE vont être introduits dans l'équation de modèle (le block $x1$). Le block $y1$ contient l'équation de sortie (le courant).

Nous introduisons les équations des différents des différents modèles dans le Differential Equation Editor DEE et nous visualisons le courant et la tension de l'arc.

Pour tous les modèles, la valeur initiale $g(0)$ de la conductance de l'arc, l'instant de séparation des contacts ainsi que les paramètres du modèle doivent être spécifiés dans la boîte de dialogue du modèle d'arc.

Les paramètres constants vont être introduits comme illustré sur la figure(4.10) :

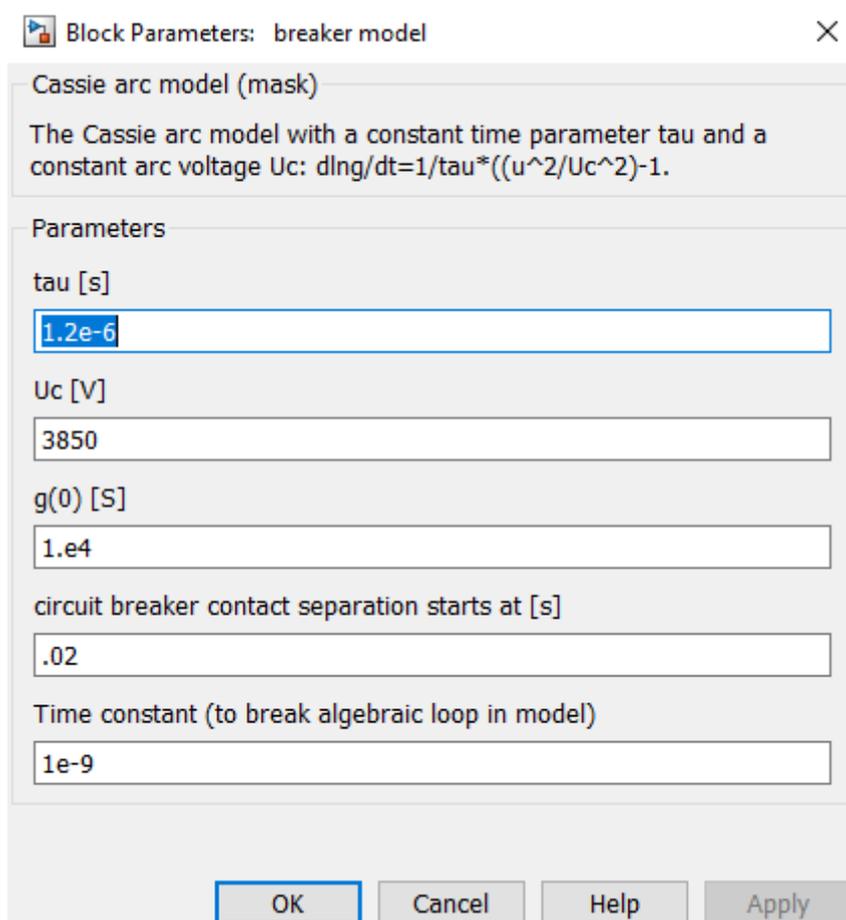


Figure 4.10 : Paramètres du modèle de Cassie

Pour le modèle de Habedank, notre DEE aura deux fonctions x1 et x2 (Figure 4.11). La fonction x1 est l'équation de Mayr et la fonction x2 représente celle de Cassie. La fonction de sortie y représente la tension multipliée par la conductance équivalente g du modèle.

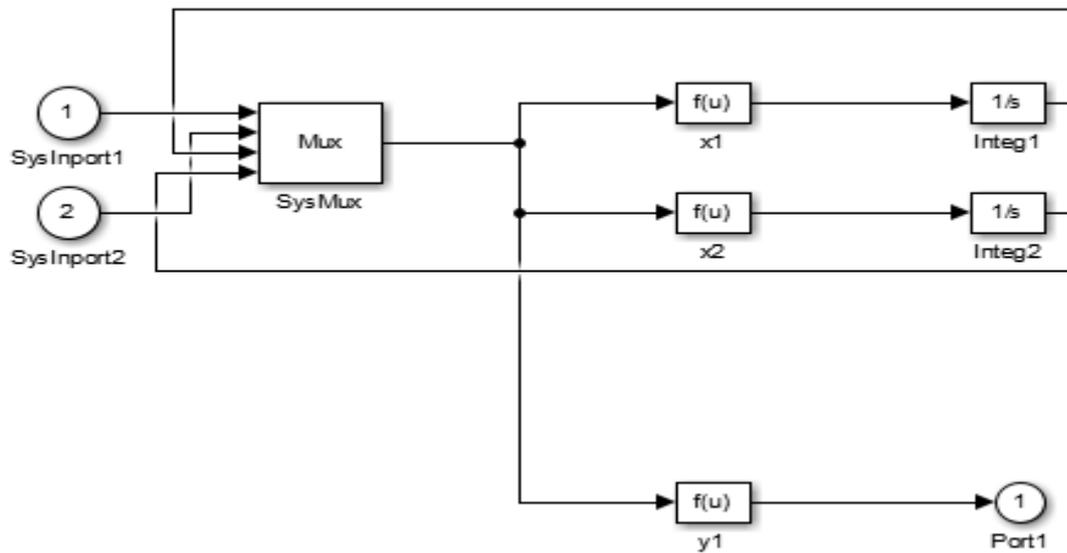


Figure 4.11 : Schéma bloc de DEE pour deux équations différentielles

Dans cette partie du chapitre, nous allons simuler les trois modèles (de Cassie, de Mayer et de Habedank en utilisant matlab/simulink. A cet effet, nous allons effectuer un test d'un disjoncteur HT traversé par un fort courant.

4.2.4 Résultats de Simulation et interprétations

Nous présentons les résultats suite à l'application des trois modèles pour une tension d'alimentation $U = 85 \text{ kV}$ à fréquence industrielle de 60 Hz . Le courant traversant le disjoncteur est de 55 kA . Le moment de séparation des électrodes de notre disjoncteur est fixé à $t = 0,02 \text{ s}$.

La figure (4.12) illustre la variation de la tension de l'arc en fonction du temps conformément au modèle de Cassie. Nous constatons la tension est nulle avant le moment de séparation des contacts, à $t = 0,02 \text{ s}$. Ceci est évident car les contacts sont fermés durant l'intervalle de temps $[0, 0,02[$ s. Cependant, la séparation de tels contacts transforme la forme de la tension en un signal carré ayant une amplitude de $3,8 \text{ kV}$. La première alternance est différente des autres du faite que sa durée ($0,085 \text{ s}$) est égale à la moitié du celle des autres alternances. Ces dernières sont caractérisées par une période de fixe $T = 0,017 \text{ s}$.

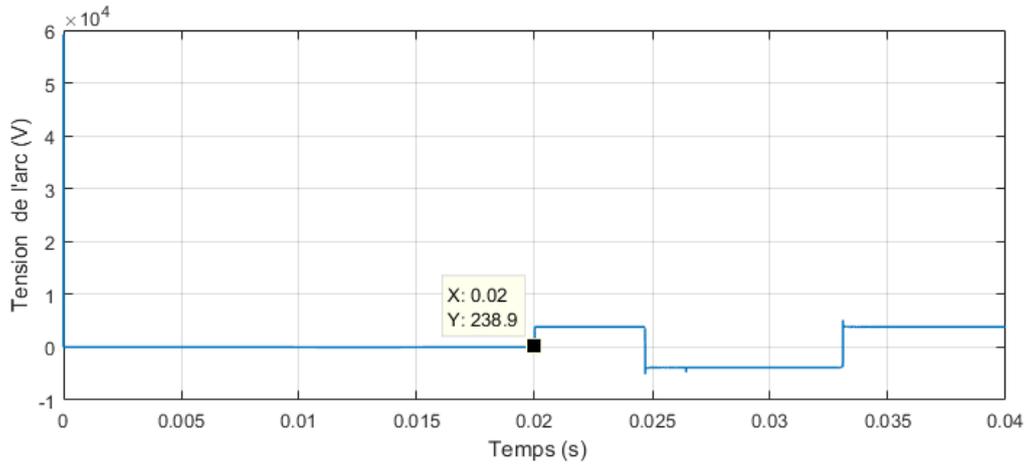


Figure 4.12 : Variation temporelle de tension de l'arc selon le modèle de Cassie

La figure (4.13) présente l'évolution temporelle du courant de l'arc selon le modèle de Cassie. Le courant possède une forme sinusoïdale avec une amplitude de 55 kA et une période de 0,017 S. Cette forme a été conservée même après la séparation des contacts du disjoncteur (à $t=0,02$ s). En effet, la séparation des contacts dans le modèle de cassie n'a pas d'impact sur la forme de courant de l'arc. Tant que le courant n'a pas été annulé, l'extinction de l'arc n'aura pas eu lieu.

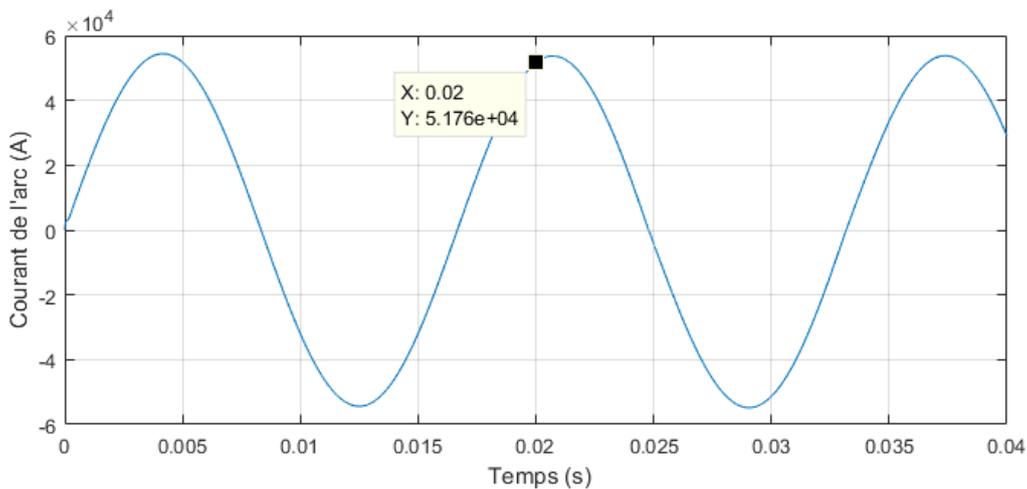


Figure 4.13 : Variation temporelle du courant de l'arc selon le modèle de Cassie

La variation de la tension de l'arc en fonction du temps conformément au modèle de Mayr est présentée sur la figure (4.14). De même que précédemment, la tension est nulle tant que mes contacts sont fermés. Après la séparation des électrodes de notre disjoncteur à $t=0,02$ s, la tension de l'arc reste nulle pendant une durée supplémentaire de 0,005 s, ce temps correspond au temps de réponse du disjoncteur. En d'autres termes, la tension demeure nulle jusqu'à $t=0,025$ s. A cet instant, la tension devient négative avec une amplitude de 115 kV, avant de se transformer, après quelques fluctuations, en un signal sinusoïdale avec une amplitude de 85 kV et une période similaire à celle trouvée par le modèle de Cassie (0,017 s). Les fluctuations auront lieu entre 0,025 s et 0,027 s. De telles fluctuations correspondent à la tension

transitoire de rétablissement (TTR), comme illustré sur la figure (4.15).

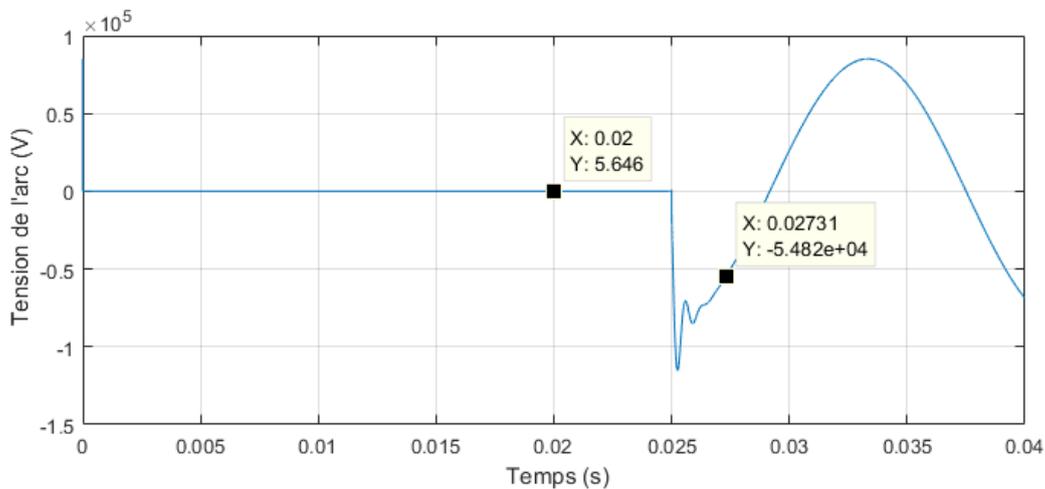


Figure 4.14 : Variation temporelle de tension de l'arc selon le modèle de Mayr

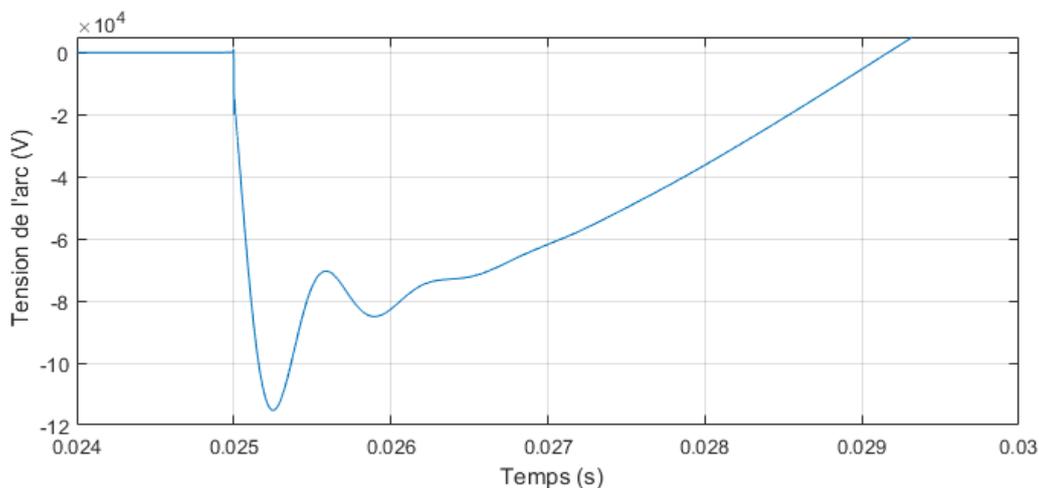


Figure 4.15 : Tension transitoire de rétablissement de l'arc selon le modèle de Mayr

La figure (4.16) montre l'évolution temporelle du courant de l'arc selon le modèle de Mayr. Tant que les contacts du disjoncteur sont fermés, le courant possède une forme sinusoïdale avec une amplitude de 55 kA et une période de 0,017 S. Après séparation des tels contacts, le courant de l'arc ne s'annule qu'après une durée de 0,005003 s, alors que le temps de réponse du disjoncteur est de 0,005 s. L'intervalle entre 0,005 s et 0,005003 s est celle de la phase post arc durant laquelle le courant peut atteindre la valeur de -2,03 A. La variation du courant durant cette phase est présentée sur la figure (4.17). Cette dernière montre clairement que la coupure du courant ne s'effectue pas au premier passage par zéro.

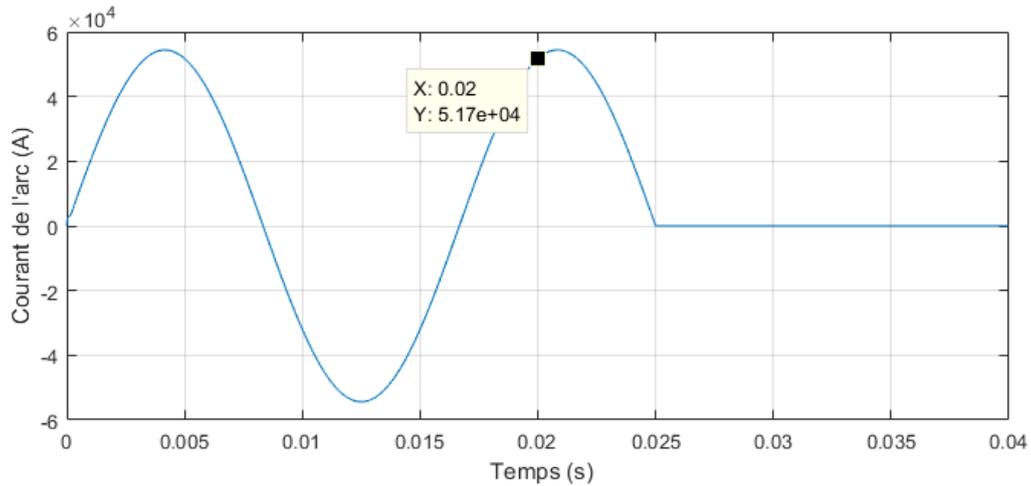


Figure 4.16 : Variation temporelle du courant de l'arc selon le modèle de Mayr

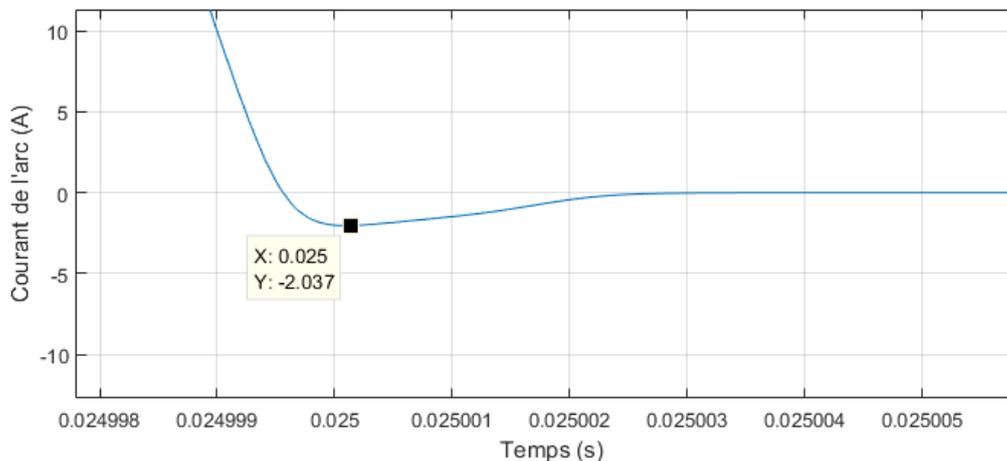


Figure 4.17 : Période post arc pour le model de Mayr

La variation de la tension de l'arc en fonction du temps selon le modèle de Habedank est illustrée sur la figure (4.18). Juste après la séparation des contacts, la tension prend la forme d'un signal carré avec une amplitude de 0,3 kV, et ce jusqu'à l'instant 0,024 s. Ce signal est similaire à celui obtenu en considérant le modèle de Cassie. Après cet instant, la tension suit la variation de celle obtenue selon le modèle de Mayr, puisque cette tension devient négative avec une valeur de 115 kV avant de se transformer, après les quelques fluctuations de la tension transitoire de rétablissement (TTR), en un signal sinusoïdal caractérisé par une amplitude de 80 kV et une période de 0,017 s. La durée du signal carrée est de 0,004 s. Celle du le TTR est de 0,00272 s, comme montré sur la figure (4.19).

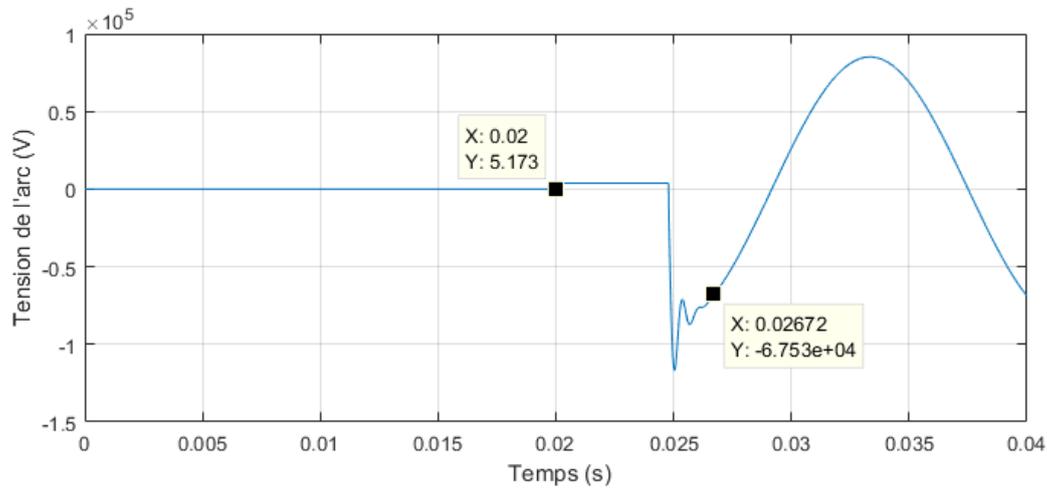


Figure 4.18 : Variation temporelle de tension de l'arc selon le modèle de Habedank

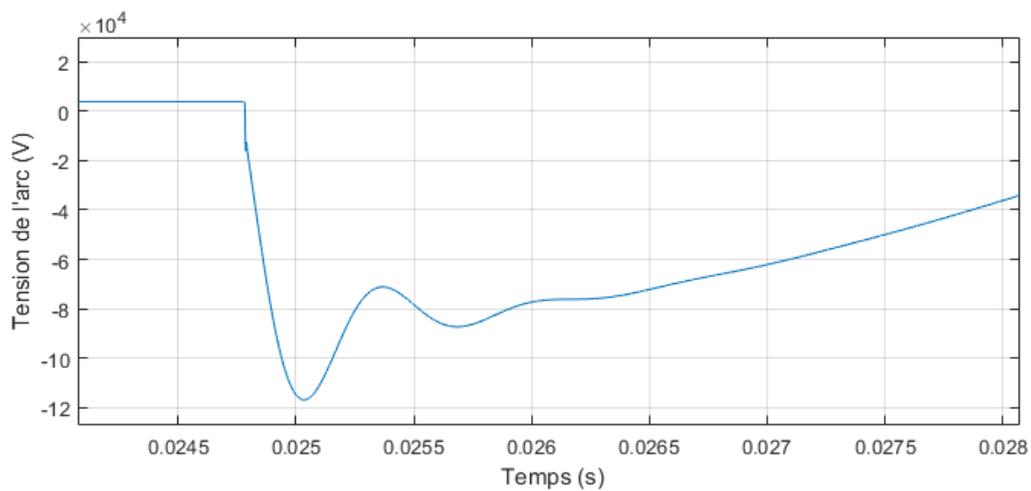


Figure 4.19 : la tension transitoire de rétablissement de l'arc selon le modele de Habedank

La figure (4.20) présente l'évolution temporelle du courant de l'arc selon le modèle de Habedank. Avant séparation des contacts le courant possède une forme sinusoïdale avec une amplitude de 55 kA et une période de 0,017 S. Après séparation des contacts ($t=0,02$ s), le courant de l'arc ne s'annule qu'après une durée de 0,0047 s. L'intervalle entre 0,024784 s et 0,024786 s correspond à celui de la phase post arc, durant laquelle le courant peut atteindre la valeur de -0,99 A. La variation du courant durant cette phase est présentée sur la figure (4.21) qui montre clairement que la coupure du courant ne s'effectue pas au premier passage par zéro.

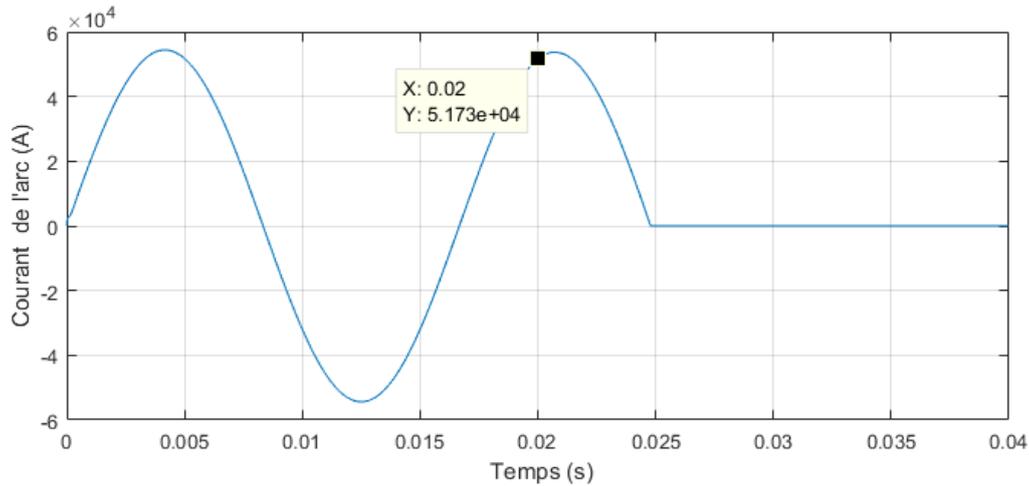


Figure 4.20 : Variation temporelle du courant de l'arc selon le modèle de habedank

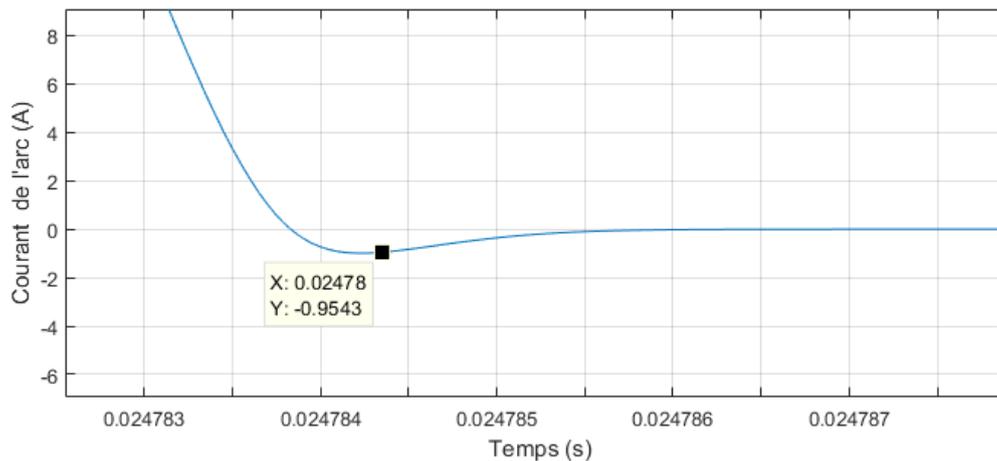


Figure 4.21 : Période post arc pour le model de Habedank

4.2.5 Comparaison et discussion

Cette partie est consacrée à une comparaison et discussion des différentes caractéristiques relatives à la tension et au courant de l'arc obtenus lors de l'application des trois modèles de Cassie, Mayr et Habedank, pour disjoncteur de 85 kV. Pour cela, nous nous basons sur la coupure ou pas du courant, donc l'extinction ou pas de l'arc électrique, le temps d'une telle coupure/extinction et les caractéristiques de la post arc apparaissant sur les formes de la tension et celles du courant de l'arc.

Dans le but de comparer les courants et les tensions de l'arc, nous avons regroupé respectivement sur les figures (4.22) et (4.23) les signaux des trois modèles suscités. Ces figures montrent la coupure du courant et donc l'extinction de l'arc pour les modèles de Mayr et Habedank, contrairement à celui de Cassie qui n'a pas ce pouvoir de coupure. Par ailleurs,

le modèle de Habedank a suivi le comportement de celui de Mayr

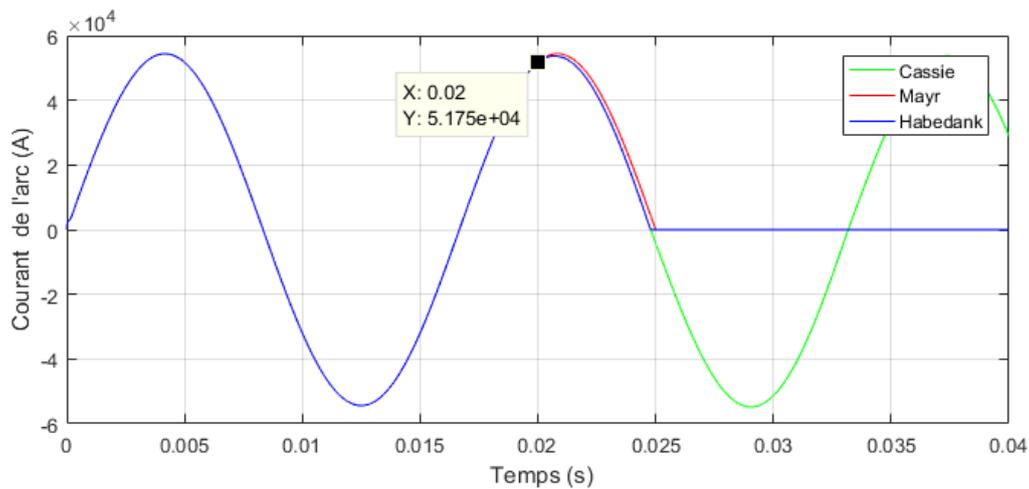


Figure 4.22 : Variations temporelles des courants des différents modèles

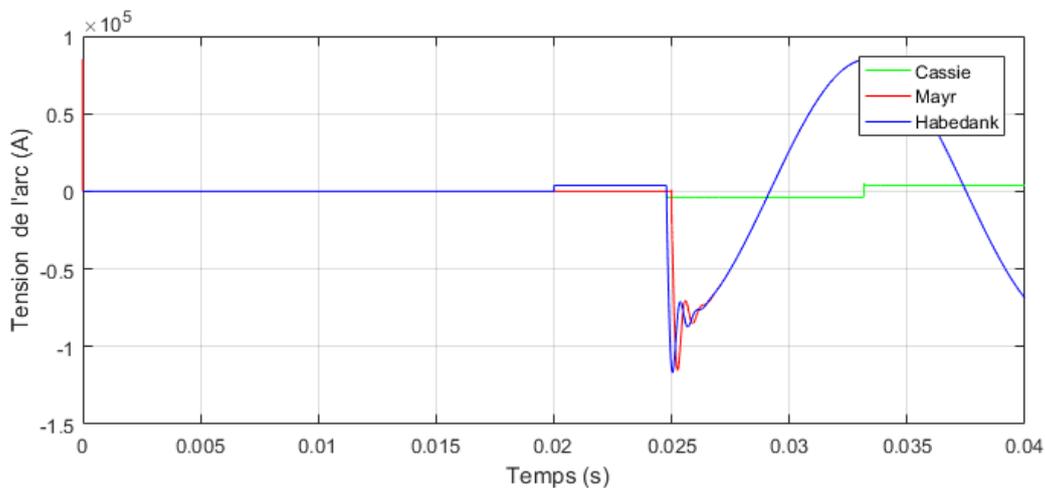


Figure 4.23 : Variations temporelles des tensions des trois modèles

Le deuxième paramètre qui nous a permis de compléter la comparaison consiste en le temps de coupure du courant, et donc l'extinction de l'arc. Un zoom est fait autour du temps de séparation des contacts du disjoncteur et illustré sur la figure (4.24). Cette dernière montre que le temps d'extinction pour le modèle de Habedank est de $t=0,02478$ s inférieur à celui de Mayr $t=0.025$ s. Ainsi, le modèle amélioré de Habedank est le recommandé car le temps de coupure est plus réduit.

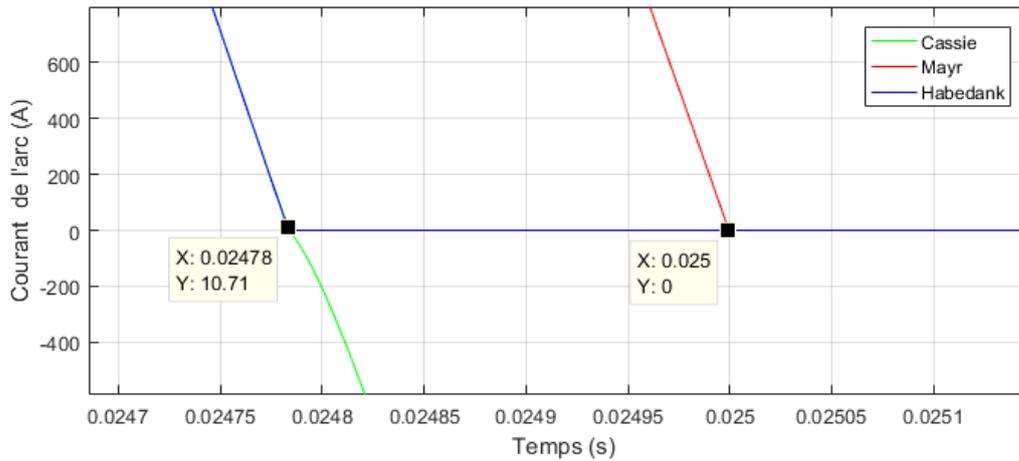


Figure 4.24 : Temps de coupure des trois modèles

Quant à la phase post arc, illustrée sur la figure (4.25), le courant selon le modèle de Mayr peut atteindre une valeur de -2,014 A contre -0,969 A obtenu par celui de Habedank. A cet effet, le modèle de Habedank est doublement conseillé du fait qu'il présente un temps de coupure et un courant de la phase post arcs plus réduits.

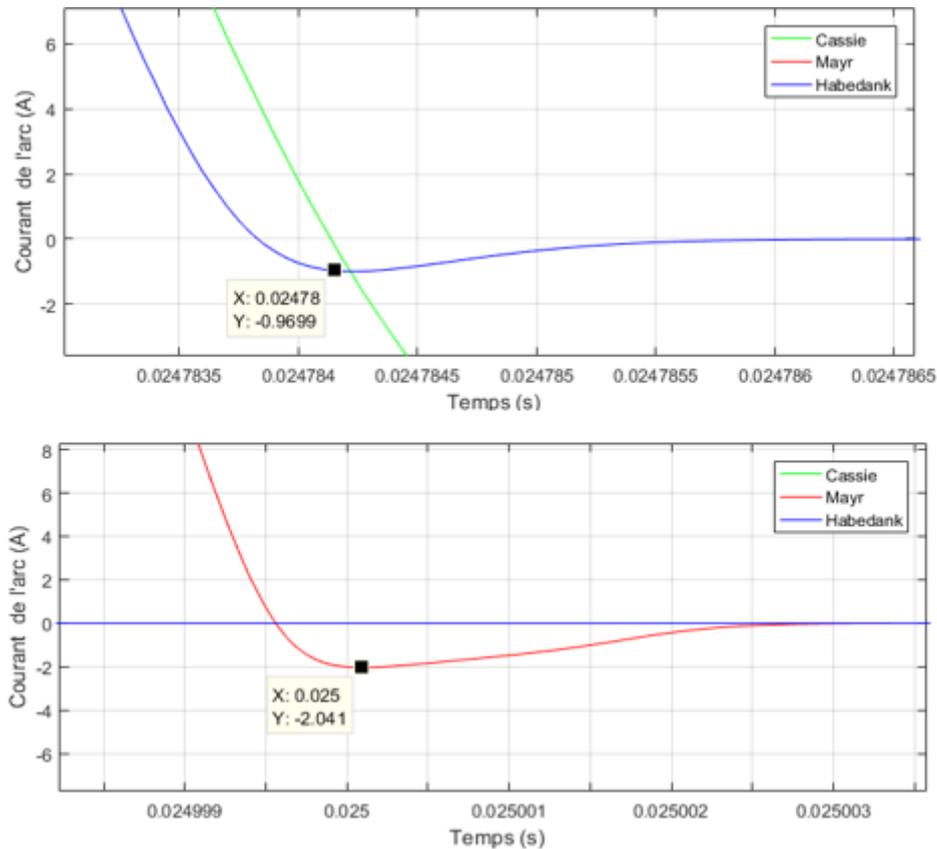


Figure 4.25 : Période post arc pour trois modèles

Conclusion générale

Conclusion générale :

Le présent manuscrit porte sur l'étude du comportement des disjoncteurs HT et les mélanges gazeux SF₆-N₂. Deux parties distinctes ont été réalisées. La première a été consacrée à l'étude des mélanges SF₆-N₂ en vue de les employer comme substituants au SF₆ dans les disjoncteurs HT. Pour cela, une modélisation de la cinétique des gaz SF₆ et N₂ a été élaborée sous environnement Matlab. Elle avait pour but de donner la distribution de la probabilité des vitesses des molécules en résolvant l'expression de Maxwell-Boltzmann. Par la suite, des simulations ont été effectuées en utilisant le code de calcul Bolsig+. Ce dernier ne considère que les collisions élastiques (électrons-électrons). La décharge est décrite par le modèle de Townsend. Elle évolue dans un mélange faiblement ionisé, à faible pression et à champ uniforme. Bolsig+ permet de résoudre l'expression de Maxwell-Boltzmann suscitée en vue de décrire la cinétique des gaz SF₆ et N₂ en termes de distribution de la probabilité des vitesses des molécules. Il permet également de résoudre l'équation de Boltzmann pour les électrons pour le calcul de leur distribution en énergie, les coefficients d'ionisation et d'attachement et l'énergie moyenne des électrons. Les paramètres d'influence consistent en le champ électrique réduit, la température ainsi que la vitesse des molécules. Il ressort de cette première partie les principales conclusions suivantes :

- La distribution de Maxwell-Boltzmann en fonction de la vitesse des molécules montre que l'aire sous la caractéristique demeure constante. En réchauffant le gaz (SF₆ ou N₂), le maximum de la caractéristique diminue et la caractéristique se décale vers la droite afin de maintenir l'aire sous la courbe constante. La vitesse des molécules dépend étroitement de leurs masses ; la vitesse des molécules est plus faible leur masse est élevée. C'est pourquoi la vitesse des molécules du gaz SF₆ est plus faible que celle des molécules de N₂.
- La probabilité d'avoir des électrons de faibles énergies est plus grande dans l'azote que le SF₆ ; l'azote peut contribuer au freinage des électrons du plasma et contribuer ainsi à améliorer la rigidité diélectrique de ce gaz. Par ailleurs, cette probabilité augmente avec le pourcentage de l'azote dans le mélange SF₆-N₂. ce qui conduit à une augmentation du nombre d'électrons moins ionisants.
- Le coefficient d'ionisation augmente avec le champ électrique réduit. Il est élevé pour le SF₆ et faible pour le N₂. Il augmente avec le pourcentage de l'azote dans le mélange. Ceci favorise l'augmentation du nombre des électrons libres pouvant créer des avalanches électroniques. L'allongement de ces dernières peut mener à un claquage.
- Le coefficient d'attachement diminue avec l'augmentation du champ électrique réduit. Ceci est évident car les électrons auront plutôt tendance en champ électrique faible.

Conclusion générale

Par ailleurs, ce coefficient, plus faible pour le SF₆ et élevé pour le N₂. Il augmente avec la concentration de l'azote dans le mélange.

- Les caractéristiques représentant l'énergie moyenne des électrons en fonction de champ électrique réduit se croisent pour un champ de 500 Td. Pour les valeurs inférieures à 500 Td, l'énergie moyenne, plus faible pour le N₂ et plus élevée pour le SF₆, diminue avec l'augmentation de la concentration de l'azote dans le mélange. Une situation inversée est enregistrée une fois le champ électrique réduit dépasse 500 Td.
- Les produits de décomposition du SF₆ sont connus d'être toxique et corrosif. En plus, le SF₆ contribue dans le réchauffement global de l'atmosphère (effet de serre).
- Du fait qu'il stable, inerte et disponible, le N₂ est considéré comme un additif important au SF₆.
- Actuellement, les mélanges SF₆-N₂ semblent très attrayants, car ils sont ininflammables et non toxiques. La rigidité diélectrique des mélanges contenant 50-60% de SF₆ peut atteindre 85-90% de celle du SF₆ pur.

La deuxième partie de ce travail est dédiée au claquage dans un disjoncteur HT. La modélisation de l'arc électrique a été établie conformément aux modèles Mayr, de Cassie et de Habedank. Elle a permis l'obtention des équations différentielles de la conductance. La résolution de telles équations ont été faites en développant des schémas Simulink sous environnement Matlab. Une application a été faite sur un disjoncteur HT de 85 kV, 60 Hz. Le moment de séparation des contacts du disjoncteur à 0,02 s. Les simulations nous ont permis d'obtenir la tension et du courant de l'arc en fonction du temps. Nous avons retenu les points suivants :

- Le modèle de Cassie ne possède pas un pouvoir de coupure du courant après séparation des contacts du disjoncteur HT. L'extinction de l'arc électrique n'aura jamais lieu dans ce modèle. En effet, il n'est pas recommandé pour être utilisé.
- Les modèles de Habedank et Mayr sont caractérisés par un pouvoir de coupure et une phase de post arc. Relativement au modèle de Mayr, celui de Habedank présente un temps de coupure et un courant de la phase post arcs plus réduits. En effet, il est recommandé d'utiliser plutôt le modèle Habedank.
- Le modèle de Habedank peut être considéré comme étant une amélioration pour la modélisation et la représentation des arcs électriques dans les disjoncteurs HT. Ce modèle est représenté par la mise en série des deux modèles de base de Cassie et de Mayr.

Références

Les références

- [1] D. Randrianarivao, « Modélisation des écoulements dans un disjoncteur haute tension », Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, Septembre 2012.
- [2] YAHYAOUI Hanen, « Matériaux isolants pour appareillages haute tension dans le domaine du courant continu Comportement et vieillissement », Thèse de Doctorat, Université MONTPELLIER, Avril 2015
- [3] D. Dufournet, « Disjoncteurs à haute tension-Appareillage électrique d'interruption HT (partie 3) », D4 694, Techniques de l'Ingénieur, 2002.
- [4] A. Lemzadmi, « Etude des propriétés diélectriques des gaz isolants sous pression en vue de nouvelles applications », Doctorat d'Etat, Département d'Electrotechnique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université Badji Mokhtar de Annaba, Algérie, Juillet 2006.
- [5] G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford, « Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models », Plasma Sources Sci. Technol., Vol. 14, pp. 722-733, 2005.
- [6] H. Wilson, D. Dufournet, H. Mercure, et R. Yeckley, « History of Circuit Breakers », in Switching Equipment, H. Ito, Éd. Cham : Springer International Publishing, 2019, p. 157-198.
- [7] « IEEE C37.100-1992 - IEEE Standard Definitions for Power Switchgear ». https://standards.ieee.org/standard/C37_100-1992.html (consulté le juin 28, 2021).
- [8]: R.D. Garzon, « High voltage circuit breakers », MARCEL DEKKER, Inc., pp142,2002.
- [9] « What is Circuit Breaker ? Working Principle & Types of Circuit Breakers », Circuit Globe, juin 08, 2016. <https://circuitglobe.com/circuit-breaker.html> (consulté le juin 28, 2021).
- [10] c3controls, « v2 », v2. <https://www.c3controls.com/white-paper/understanding-different-circuit-breaker-types/> (consulté le juin 28, 2021).
- [11] « Difference Between Live and Dead Tank Circuit Breakers ». <https://myelectrical.com/notes/entryid/100/difference-between-live-and-dead-tank-circuit-breakers> (consulté le juin 28, 2021).
- [12] S. Nichele, « Modélisation physique et simulations numériques des écoulements dans les disjoncteurs électriques haute tension », Thèse de doctorat, Aix-Marseille 1, 2011.
- [14]: Electrical4U. « What Is an Arc? | Arc in Circuit Breaker | Electrical4U ». <https://www.electrical4u.com/>. Consulté le 26 juin 2021. <https://www.electrical4u.com/what-is-arc-arc-in-circuit-breaker/>

Références

- [15] « Types of Circuit Breakers : Working, Advantages and Disadvantages », EIProCus - Electronic Projects for Engineering Students, oct. 06, 2016. <https://www.elprocus.com/types-of-circuit-breakers-and-its-application/> (consulté le juin 28, 2021).
- [16] E.-E. E. Portal, « Circuit breakers classified by interrupting medium », EEP - Electrical Engineering Portal, juin 20, 2012. <https://electrical-engineering-portal.com/circuit-breakers-classified-by-interrupting-medium> (consulté le juin 28, 2021).
- [17] « What is Vacuum Circuit Breaker ? Construction, Working, Advantages, Diadvantages & Applications of Vacuum Circuit Breaker », Circuit Globe, juin 14, 2016. <https://circuitglobe.com/vacuum-circuit-breaker.html> (consulté le juin 28, 2021).
- [18] : D. Randrianarivao, « Modélisation des écoulements dans un disjoncteur haute tension », Thèse doctorat de l'université TOULOUSE, France, 2012.
- [19]: Y. Cressault, V. Connord, H. Hingana, Ph. Teulet, A. Gleize, « Transport properties of CF3I thermal plasmas mixed with CO2, air or N2 as an alternative to SF6 plasmas in high-voltage circuit breakers », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol.44, 495202.
- [20] Y. Kieffel, T. Irwin, P. Ponchon, et J. Owens, « Green Gas to Replace SF6 in Electrical Grids », *IEEE Power and Energy Magazine*, vol. 14, n° 2, p. 32-39, mars 2016.
- [22] M. Panoiu, C. Panoiu, et L. Ghiormez, « Modeling of the Electric Arc Behavior of the Electric Arc Furnace », in *Soft Computing Applications*, Berlin, Heidelberg, 2013, p. 261-271.
- [23] Mme Laure REYNARD « Modélisation tridimensionnelle de l'amorçage de L'arc électrique dans un disjoncteur haute-tension » Thèse doctorat à l'école centrale de Lyon. Février 2006.
- [24] « Arc Interruption Methods in Circuit Breakers », *EEEGUIDE.COM*, juill. 23, 2019. <https://www.eeeguide.com/arc-interruption-methods-in-circuit-breakers/> (consulté le juin 30, 2021).
- [25] : H. Kheffache, F. Messad, « Etudes des techniques de coupure dans un disjoncteur », Mémoire de fin d'études de master académique, Spécialité : Réseaux électriques, Filière : Génie Electrique, Département : Electrotechnique, Faculté de Génie Electrique et de l'informatique, université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2014.
- [26] S. N. Kharin et M. Sarsengeldin, « Influence of Contact Materials on Phenomena in a Short Electrical Arc », *Key Engineering Materials*, vol. 510-511, p. 321-329, 2012.
- [27] : Cadarc Ets BTT, « Ressources de l'arc électrique », Dossier d'étude, 2007.
- [28] F. Koliatene, « Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique », Master Recherche Matériaux pour l'électronique & Ingénierie des Plasmas,

Références

Université de Paul Sabatier de Toulouse, Janvier 2009.

[30] H. Said Ouamer, « Étude des décharges radiofréquences basse pression à couplage capacitif », Mémoire de Master, Spécialité : Physique, Option : Physique de la matière de dimensionnalité réduite, Département de Physique, Faculté des sciences, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2013.

[31] L. Tonks, I. Langmuir, « Oscillations in ionized gases », Physical Review, Vol 33, Issue 2, Report 195, 1929.

[32] F. Bouanaka, « Contribution à la modélisation des plasmas de dépôt basse pression », Thèse de Doctorat en Sciences, Département de l'Electronique, Faculté des Sciences de la Technologie, Université de Constantine 1, Algérie, Décembre 2013.

[33] M. Coulibaly, « Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz/solide – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale », Thèse de Doctorat en Génie Electrique, Ecole Centrale de Lyon, France, Juillet 2009.

[34] A. M. Pointu, J. Perrin, J. Jolly, « Plasmas froids de décharge », Techniques de l'ingénieur, D2 830, pp. 1-21, 2007.

[35] R. Abd Jelil, « Modélisation de la relation entre les paramètres du procédé plasma et les caractéristiques de la qualité du matériau textile par apprentissage de données physiques », Thèse de Doctorat, Université de Lille 1, France, 2010.

[36] P. Fauchais « Gaz ionisés et plasmas », Techniques de l'Ingénieur, AF3 560, pp. 1-2, 2000.

[37] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg « Principles of plasma discharge and materials processing », Second Edition, Printed in the U.S.A, ISBN 0-471-72001-1, 2005.

[38] J. L. Delacroix, « Physique des plasmas », Inter Edition ETCNRS, pp. 5, 1994.

[39] A. Labergue, « Etude de décharge électrique dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas- application au contrôle de décollements et d'écoulements », Thèse de Doctorat, Génie Electrique, Université de Poitiers, France, 2005.

[40] R. A. Treumann et W. Baumjohann, « Classical Higgs mechanism in plasma », avr. 2018.

[41] O. Guitella, « Nature de la synergie plasma-potocatalyseur pour la destruction d'un composé organique volatil type : l'acétylène », Thèse de Doctorat, école polytechnique de Nantes, France, 2006.

[42] L. Poujol, « Applications innovantes des plasmas hors équilibres », Ecrin, Paris, ISBN : 2-912154-11-1, Mars 2004.

[44] T. Jiang, « Stark spectroscopy on rare gaz atoms », Thèse de Doctorat, Université Technique de Eindhoven, Halland, 2006.

Références

[45] Y. P. Raizer, « Gaz discharge physics », Book published by Springer, Verglas, Berlin, 1997.

[46] F. Ghaleb, « Calcul de la courbe de Paschen et la tension de claquage pour les décharges à gaz rare », Thèse de Doctorat en Sciences, Département de Physique, Faculté des Sciences, Université des Sciences et de la Technologie Mohamed Boudiaf, Oran, Algérie, 2013.

[47] L. C. Wadhwa., «High Voltage Engineering », second edition, Book published by New Age International (P) Ltd, New Delhi, 2007.

[48] A. Hamani., « Modélisation multidimensionnelle des décharges froides haute pression pour l'application aux dispositifs de dépollution des gaz d'échappement », Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1996.