

II.1.Introduction

Après avoir donné les différentes définitions des plasmas et les paramètres qui permet de les classer. On décrit maintenant, l'équation de Boltzmann et les équations qui caractérisent l'évolution d'un plasma dans une décharge électrique et on met l'accent sur la description des différentes approches existantes pour modéliser une décharge électrique et les différentes approximations qu'elles nécessitent.

Le modèle fluide est suffisant pour décrire les décharges DBD dans ces conditions de pression de gaz relativement la pression atmosphérique.

II.2. Définitions

II.2.1. Fonction de distribution

Chaque particule d'un gaz est définie par un vecteur position r qui va de l'origine du système de coordonnées vers son centre de gravité et par un vecteur vitesse.

On associe au vecteur position et au vecteur vitesse, deux espaces de coordonnées que l'on regroupe pour former l'espace des phases, à un instant t . Le nombre probable de particules $dn(r, v, t)$ se trouvant dans l'élément de volume dr situé autour du point r est animées d'une vitesse v variant dans l'élément de vitesse dv est défini par :

$$dn(\vec{r}, \vec{v}, t) = d\vec{r}d\vec{v}f(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (\text{II-1})$$

Où

$f(\vec{r}, \vec{v}, t)$:est la fonction de distribution spatiale de densité des particules ; elle dépend de sept variables, trois variables correspondant à la position \vec{r} , trois variables correspondant à la vitesse v et une variable correspondant au temps t . La fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ obéit à une équation de transport appelée équation de Boltzmann et $d\vec{r} d\vec{v}$ représente l'élément de volume de l'espace des phases centrés sur \vec{r} et \vec{v} [1].

II.2.2.Equation de Boltzmann

La modélisation mathématique d'une décharge à barrière diélectrique est par essence des décharges hors-équilibre ce qui signifie que les lois de l'équilibre thermodynamique, même locales, ne s'appliquent pas. En fait, les électrons et les particules lourdes (les ions positifs et négatifs, atomes excités ou à l'état fondamental, molécules) ont des températures radicalement différentes, respectivement de l'ordre de 10000°K et 300°K à 400°K, les décharges hors-équilibre est relativement complexe à cause des nombreux phénomènes mis en jeu et de leur fort couplage, par exemple

celui entre la variation des densités de particules chargées et celle du champ électrique. Dans les conditions de décharge qui nous intéressent dans ce travail, le degré d'ionisation est inférieur à quelques 10^{-5} . Pour ces faibles degrés d'ionisation, l'équation de Boltzmann qui ne prend pas en compte les interactions à longue portée entre parties chargées, mais suppose que les collisions sont ponctuelles et instantanées est une bonne approximation pour décrire le transport des électrons et des ions, et leurs collisions avec les neutres. La description mathématique d'une décharge est strictement basée sur la résolution de l'équation de Boltzmann : on dit dans ce cas que l'approche est microscopique ou particulière. La description complète d'un système s'appuie sur la connaissance des différentes interactions élémentaires entre les particules qui sont caractérisées par les sections efficaces de collision (collisions électron-molécule, ion molécule, photon-molécule, etc...)[2].

L'équation de Boltzmann fournit l'évolution spatio-temporelle de la fonction de distribution des vitesses des particules. Elle s'écrit :

$$df = \left\{ \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right\} dt \quad (\text{II-2})$$

Le milieu étudié étant un gaz faiblement ionisé et les entités (électrons et ions) qui nous intéressent étant soumises à un champ électrique, on peut conclure que la variation de la fonction de distribution est due aux collisions particules chargées-molécules, avec:

$$\vec{v} = \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} \quad \text{Et} \quad \vec{a} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$$

On peut écrire aussi que:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \vec{a} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = C(f) \quad (\text{II-3})$$

Les différents termes de l'équation (II-3) peuvent être explicités de la façon suivante : $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$: est la fonction de distribution dans l'espace des phases (espace des positions et des vitesses). Cette fonction dépend du vecteur vitesse v et du vecteur position r à l'instant t .

$\frac{\partial f}{\partial t}$: représente la variation temporelle de f au point $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$: terme de variation temporelle.

$\vec{V} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}}$: représente la variation de f suite à la diffusion des ions ou des électrons : terme de diffusion spatiale qui fait tendre le système vers son état homogène.

$\vec{a} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}}$: représente la variation de f sous l'action des forces extérieures, a étant l'accélération des forces extérieures dues à l'effet des champs électrique et magnétique : terme traduisant l'action des forces extérieures sur les particules.

$C(f)$: représente l'opérateur de collisions ; terme qui rend compte de la variation de la fonction de distribution sous l'effet de collision avec les neutres.

II.2.3.L'équation de Poisson

Le calcul du champ de la charge d'espace possède un caractère déterminant durant l'évolution des particules chargées. En effet, tous les paramètres de transport et les données de base relatives à l'ionisation, la vitesse de dérive est étroitement dépendante du champ réduit E/N et une toute petite variation de celui-ci peut entraîner des effets en cascade concernant la multiplication des charges.

Dans une décharge à pression atmosphérique, quand les densités de particules chargées atteignent de fortes valeurs, le champ perd alors sa nature strictement géométrique et intègre celle de la charge d'espace. Le champ E revêt alors une importance découplée, de même nature que de petites variations de densité des particules N , car tous les coefficients de transport fondamentaux s'expriment en fonction du champ réduit E/N [3].

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\nabla E = -\Delta V \quad (\text{II-4})$$

E : le champ électrique qui peut être obtenu par le gradient de potentiel électrique V ,

Il est nécessaire de coupler la résolution de l'équation de Boltzmann avec celle de l'équation de Poisson car cette équation donne les variations du champ électrique en fonction de la charge d'espace. L'équation de Poisson pour le calcul du champ électrique s'écrit[4]:

$$\Delta V = -\frac{q_e(n_p - n_e)}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \sum e_i N_i \quad (\text{II-5})$$

Avec :

V : représente le potentiel.

ε : La permittivité du milieu (gaz) $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$

ε_0 : La permittivité du vide et $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$

et ε_r : la permittivité relative

q_e : est la charge élémentaire,

n_e : est les densités des électrons

n_p : est les densités et des ions positifs.

$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$: est la charge d'électron

N_i et e_i Représentent la densité et la charge électrique de la nième espèce.

L'équation de Boltzmann couplée à celle de Poisson forme un modèle électrique auto cohérent de la décharge. Les seules données nécessaires sont les sections efficaces pour chaque type de collisions. Une description complète des phénomènes de transport est obtenue en résolvant l'équation de Boltzmann.

La fonction de distribution sous l'effet des collisions avec les particules neutres.

II.2.4. Grandeurs moyennes[5]

La densité moyenne des particules ou le nombre moyen des particules en un point du plasma à un instant donné t est donnée par l'expression :

$$n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{v}, \vec{r}, t) d\vec{v} \quad (\text{II-6})$$

Le nombre de particules étudiées étant important, on utilise donc des grandeurs moyennes basées sur les fonctions de distribution. On peut définir la vitesse moyenne d'une particule par :

$$\vec{v} = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad (\text{II-7})$$

Pour toutes autres grandeurs x , on peut définir sa valeur moyenne par l'expression suivante

$$\vec{x} = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{x} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad (\text{II-8})$$

II.3. Modèles physiques

Dans cette partie, après avoir donné les différentes définitions de l'équation de Boltzmann, poisson..., nous allons détailler les équations qui caractérisent l'évolution du plasma dans une décharge, et nous exposerons les différentes approximations qui ont été faites.

II.3.1. Modèle électrique auto cohérent

Le modèle électrique d'une décharge et du plasma associé décrit le couplage entre phénomènes de transport des particules chargées et champ électrique. Dans un

plasma, les phénomènes de transport des particules chargées sont parfaitement décrits par l'équation de Boltzmann.

Cette équation établit le bilan des variations de la fonction de distribution des particules chargées sous l'effet, d'une part, des forces extérieures (champ électrique) et d'autre part, des collisions électron-neutre ou ion-neutre. De cette distribution peuvent être déduites les variations spatiales à chaque instant de grandeurs moyennes telles que la densité (\vec{r}, t) , la vitesse moyenne dirigée $v(\vec{r}, t)$, l'énergie moyenne $\varepsilon(\vec{r}, t)$ ou les fréquences moyennes des différents processus de collision. Dans une décharge, les équations de transport des particules chargées doivent être couplées à l'équation de Poisson déterminant le champ électrique (modèle auto cohérent).

La résolution numérique de l'équation de Boltzmann est délicate, son couplage à l'équation de Poisson rendant le problème encore plus difficile. C'est pourquoi il existe une hiérarchie de modèles physiques correspondant à différents degrés d'approximation des phénomènes[6].

Suivants les conditions et le niveau de détail ou de précision requis, l'un de ces modèles sera mieux adapté au problème. L'ensemble de ces modèles est divisé en quatre catégories décrites ci-dessous : modèle microscopique, modèle fluide et modèle hybride et modèles de dérive diffusion.

II.3.2. Modèles cinétiques (approche microscopique)

Dans le modèle cinétique (microscopique), les phénomènes de transport électronique et ioniques sont décrits de façon bien détaillée par le calcul de leur fonction de distribution des vitesses $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$

Pour résoudre rapidement l'équation de Boltzmann couplée à l'équation de Poisson, on n'a pas recours à des méthodes aux différences ou éléments finis, comme dans le cas des modèles fluides, mais à des méthodes considérant un nombre fini de particules supposé représenter les espèces chargées, le mouvement des particules dans l'espace position-vitesse (r, v) étant lié au champ électrique et aux collisions.

Il s'agit de résoudre l'équation de Boltzmann soit directement par des méthodes analytiques ou par des méthodes numériques, soit indirectement par des méthodes *Particle In Cell* ou par des simulations de *Monte Carlo*. [7][5]. C'est l'approche la plus précise mais la moins utilisée dans le cas des géométries multidimensionnelles. Généralement, les résultats sont obtenus pour une distribution spatiotemporelle donnée du champ électrique[8].

Le développement d'un streamer naît de processus collectifs microscopiques, comme par exemple les collisions ionisantes entre électrons et molécules qui forment des avalanches électroniques de taille suffisante pour induire une charge d'espace capable de déformer le champ géométrique[4].

La description microscopique (vitesse instantanée, section efficace, fonction de distribution) rigoureuse de ces phénomènes ne peut être réalisée que par des modèles particuliers[9]

II.3.3. Modèle fluide (approche macroscopique)

Les propriétés du milieu (densités, vitesse, énergie...) sont décrites uniquement par des grandeurs moyennes, et non par les fonctions de distribution des vitesses des particules. Ces grandeurs sont les solutions des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann, qui correspondent aux équations de continuité, de transfert de quantité de mouvement et de transfert d'énergie [10]. Le système d'équations ainsi formé s'écrit :

II.3.3.1. Équation de continuité

La forme générale de l'équation de continuité est la suivante[11] :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla (J_i) = S_i \quad (\text{II-9})$$

Où

N_i et J_i représentent la densité et le flux de la $i^{\text{ème}}$ espèce. Le terme source est noté par S_i , Il est calculé comme étant le produit des taux de réaction avec les densités des espèces réactants. La résolution des équations (II-9) donne les distributions spatio-temporelles des espèces générées par la décharge électrique.

Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de connaître le flux J_i et S_i .

II.3.3.2. Les équation de transfert de quantité de mouvement[12]

Nous supposons, pour l'équation de transfert de quantité de mouvement, l'approximation de dérive-diffusion. Les équations de transfert de quantité de mouvement pour les particules chargées et les particules neutres s'écrivent respectivement :

$$J_i = N_i V_z - D_i \nabla N_i + q_i \mu_i N_i E \quad (\text{II-10})$$

$$J_i = N_i V_z - D_i \nabla N_i \quad (\text{II-11})$$

Où V_z est la vitesse d'écoulement du gaz; q_i , μ_i et D_i sont la charge, la mobilité et le coefficient de diffusion de l'espèce chargée i respectivement.

Le flux des particules neutres s'écrit comme la somme d'un terme de diffusion $-D_i \nabla N_i$ et d'un terme de convection du gaz $N_i V_z$. Le flux des particules chargées contient un terme supplémentaire de dérive $q_i \mu_i N_i E$.

II.3.3.3. Equation d'énergie [13]

Les équations de continuité, de quantité de mouvement, et d'énergie sous les formes ci dessus, couplées à l'équation de Poisson (II.5) [14]. On peut ajouter un troisième moment pour les particules au système pour améliorer la représentation des processus d'ionisation.

On peut considérer que le terme source d'ionisation dans ce modèle dépend de l'énergie et non plus du champ local. La nouvelle équation est obtenue en multipliant par $1/2mv^2$ l'équation de Boltzmann et en l'intégrant dans l'espace des vitesses:

$$\frac{\partial w_e}{\partial t} + \nabla (v_e \cdot w_e) + \nabla (P_e v_e) + \nabla Q_e = -qEN_e v_e - N_e \sum_k \varepsilon_k \nu_k \quad (\text{II-12})$$

Où :

$$w_e = N_e \left(\frac{1}{2} m v_e^2 + \frac{3}{2} KT_e \right) \quad (\text{II-13})$$

P_e : La pression électronique,

Avec :

v_e : La vitesse moyenne des électrons,

Q_e : Le flux de chaleur,

ε_k : L'énergie de collision entre un électron et une particule k ,

ν_k : La fréquence moyenne des différents processus de collisions inélastiques.

La résolution de cette dernière équation pour les électrons est plutôt coûteuse en temps de calcul et peut être avantageusement remplacée par l'approximation dite du champ local. Dans cette hypothèse le gain d'énergie des électrons est contre balancé localement exactement par les pertes par collisions avec les neutres. Le corollaire de l'approximation du champ local est que tous les coefficients de transport, les mobilités, les coefficients de réactions à un point donné et à un instant donné ne sont fonctions que du champ électrique. De plus les valeurs de ces coefficients sont les

mêmes que celles obtenues en résolvant l'équation de Boltzmann pour les électrons en régime permanent sans gradient spatiaux et sous champ uniforme.

Ces équations de continuité, de transfert de quantité de mouvement et de transfert d'énergie sont couplées à l'équation de Poisson. On utilise donc un certain nombre d'approximations pour avoir plus de simplifications. Les approximations les plus couramment utilisées sont :

II.3.3.4. Approximation du champ local

On considère le cas où le champ appliqué à un système est constant et uniforme. On admet dans une telle situation que les propriétés macroscopiques des particules chargées étudiées sont indépendantes de la position et du temps et sont uniquement fonction du champ appliqué.

Les particules sont en équilibre avec le champ électrique et le système est en régime hydrodynamique[15] .

Le régime hydrodynamique (ou régime d'équilibre avec le champ local) est un état d'équilibre dans lequel les pertes d'énergie au cours des collisions sont compensées par le gain d'énergie suite aux collisions et aux forces extérieures. On note que cet état est différent de l'équilibre thermodynamique local dans lequel, en l'absence de forces extérieures et au bout d'un temps suffisamment long, l'ensemble des particules d'un système tend vers une situation caractérisée par une distribution de Maxwell à la température du gaz[16]. C'est le résultat stable d'un bilan équilibré entre les processus directs et inverses. Cela ne risque pas de se produire dans le milieu qui nous intéresse (plasma froid non thermique produit par décharge filamentaire) où la température des électrons est très supérieure à celle des ions, elle-même supérieure à celle des neutres. En fait, le bilan des énergies gagnée et perdue n'est pas rigoureusement nul, ce qui implique que l'équilibre n'est jamais réalisé surtout quand le champ varie dans le temps et/ou dans l'espace. Une approximation valable consiste à admettre l'équilibre si la variation du champ électrique le long d'un libre parcours moyen λ est faible.

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dX} : \text{Très inférieur à } \lambda^{-1}$$

La variable x repère la position de la particule le long de la direction du champ électrique.

Si cette relation est valable, la description de la décharge pourra s'effectuer (même lorsque E dépend de la position et du temps) en utilisant les valeurs des paramètres de

transport calculés à l'équilibre lorsque le champ électrique est constant. Dans ces conditions, les grandeurs macroscopiques dépendent de la position et du temps uniquement par l'intermédiaire de la variation spatiale ou temporelle du champ électrique réduit local E/N où E et N sont respectivement le champ électrique et la densité du gaz. Cette approximation consiste à considérer que la fonction de distribution atteint un état d'équilibre quasi instantané en réponse à l'application du champ électrique. Cette hypothèse est valide si la durée de relaxation de la fonction de distribution en énergie et en quantité de mouvement des espèces chargées est faible devant toute variation caractéristique du champ électrique dans la décharge. *Vitello* et ses associés ont montré la validité de cette hypothèse par la résolution de l'équation de Boltzmann [17].

Ils ont montré qu'à la pression atmosphérique et dans l'azote pur, les temps de relaxation sont respectivement de 10 et 100 picosecondes pour des champs réduits de 10 et 100

Townsend.

Dans l'approximation du champ local, on suppose que l'énergie due au champ électrique gagnée par les électrons à un temps donné et à une position donnée est exactement compensée par la perte d'énergie due aux collisions aux mêmes instants et positions. Pour que cela soit possible, il faut que les électrons effectuent suffisamment de collisions pour supposer en première approximation qu'ils sont en équilibre avec le champ électrique, i.e. que leur fonction de distribution électronique ne dépend que du champ électrique local réduit

$$E(r, t) / P$$

Où

P : est la pression totale du gaz.

Cela implique que :

- L'équation d'énergie se réduit à l'égalité entre gain et perte d'énergie localement.
- Que la fonction de distribution électronique ne dépend que du champ électrique local réduit. En conséquence, les fréquences de collision, d'ionisation, les mobilités, les coefficients de diffusion dépendent également du champ électrique local. Cette hypothèse permet d'éviter de résoudre une équation d'énergie complète [18].

II.3.3.5. Modèle fluide à deux moments[19]

Le modèle développé pour ce travail est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Dans ce modèle, les deux premières équations de transport (continuité et transport de la quantité de mouvement) sont couplées à l'équation de Poisson. Pour pouvoir supprimer l'équation de l'énergie il est nécessaire d'utiliser l'approximation dite du "champ local" (LFA de l'anglais "Local Field Approximation"), qui consiste à supposer que la fonction de distribution des particules chargées à un instant et à une position donnés est la même que celle calculée pour un champ électrique uniforme, lequel correspond à la valeur du champ qui existe à cet instant et à cette position.

Dans ce cas les fréquences de collisions ainsi que les mobilités des espèces chargées peuvent être tabulées en fonction du champ électrique réduit (E/p champ sur pression, ou E/N champ sur densité de gaz). Cette approximation revient à écrire que l'énergie gagnée par les électrons sous l'effet du champ électrique à un instant et une position donnés est exactement compensée par les pertes dues aux collisions. Elle est donc équivalente à la prise en compte d'une équation d'énergie dans laquelle les seuls termes conservés seraient d'une part le terme de force électrique (« chauffage ohmique »), d'autre part le terme de pertes d'énergie par collisions. Tous les gradients du membre de gauche de l'équation d'énergie sont donc négligés, ainsi que le terme de dérivée temporelle. Il est clair que cette approche n'est en toute rigueur valide que si les grandeurs caractéristiques (en particulier le champ électrique) varient très lentement sur des distances de l'ordre du libre parcours moyen, ou en des temps de l'ordre du temps entre collisions. Ce n'est souvent pas vraiment le cas, même dans des décharges à pression atmosphérique (l'hypothèse de l'équilibre locale peut cependant être plus justifiée dans des décharges couronne à bas courant que dans des décharges streamer) [20].

Néanmoins l'expérience montre que ces modèles fluides à deux moments arrivent à reproduire au moins qualitativement ou semi-quantitativement un grand nombre de propriétés de ces décharges.

Signalons enfin que dans nos modèles d'équilibre local, la diffusion n'est pas tabulée en fonction du champ réduit. C'est un choix purement physique car des électrons qui diffuseraient vers une paroi où règne un champ répulsif auraient leur coefficient de diffusion qui augmenterait (le coefficient de diffusion augmente lorsque la valeur

absolue du champ électrique réduit augmente). Par conséquent la diffusion des espèces chargées est déduite de la loi d'Einstein :

$$\frac{D_{e,p}}{\mu_{e,p}} = \frac{KT_{e,p}}{e} \quad (\text{II-14})$$

Avec :

e : La charge élémentaire.

La température électronique dans l'expression du coefficient de diffusion a été choisie arbitrairement à 1 eV tandis que celle des ions est supposée être identique à celle des neutres (0.01 eV) [21].

II.3.4. Modèles de dérive diffusion

En supposant la température constante et le terme de collision prépondérant, on cherche à résoudre l'équation pour le flux de particules[22] :

$$J = n\bar{v} = nw(E) - D(E)\nabla_r \quad (\text{II-15})$$

Les paramètres $w(E)$ et $D(E)$ sont respectivement la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion de la particule transportée qui dépend de la position et du temps à travers le champ local $E(r, t)$. L'hypothèse du champ local se traduit par

$$w(r, t) = w(E(r, t)) \quad (\text{II-16})$$

En effet, dans le cas des décharges haute pression, on admet habituellement que les particules sont en équilibre avec le champ électrique.

En remplaçant l'équation (II-16) dans l'équation de continuité (II-12), on obtient:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r (nw(E) - D(E)\nabla_r n) = \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{coll} = S \quad (\text{II-17})$$

L'équation (II-17) prend la même forme pour les électrons et les ions. Elle est dite équation de dérive-diffusion car elle est constituée d'un terme de dérive (du premier ordre par rapport à la dérivée spatiale) et d'un terme de diffusion (du second ordre par rapport à la dérivée spatiale).

S est le terme source de l'équation de continuité rendant compte des réactions principales possibles[23] :

- ❖ L'ionisation ;
- ❖ L'attachement ;
- ❖ La recombinaison.

Il n'est pas possible en général de résoudre d'une manière analytique l'équation différentielle (II-17) pour chaque particule chargée, il est donc nécessaire de faire appel à des méthodes numériques (voir chapitre III).

II.3.5. Modèle hybride

Ce modèle représente les propriétés de transport des électrons rapides non plus de façon fluide mais microscopique, tout en gardant une représentation fluide du corps de la distribution [24]. Le terme modèle hybride est utilisé pour désigner une autre simulation en considérant deux groupes d'électrons. Ces deux groupes de population électronique sont relativement indépendants. Le premier inclut la majorité des électrons à faible énergie. Le deuxième groupe est composé par les électrons énergétiques accélérés en présence du champ électrique [25].

Ce type de modèle est qualifié d'hybride puisqu'il est de type fluide pour les électrons froids du plasma et de type microscopique pour les électrons rapides. Les électrons rapides sont traités par exemple par une méthode de Monte Carlo [24].

II.4. Conclusion

Les plasmas froids non-thermiques créés par décharges électriques classiques (décharges à barrière diélectrique) ont de nombreuses applications industrielles. La modélisation de ces plasmas est basée notamment sur les équations de conservation des différentes particules ou bien sur les équations de Boltzmann. Pour une meilleure compréhension des processus plasmas et de la décharge, en particulier, nous avons élaboré un modèle fluide auto-cohérent, basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces deux moments sont les équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement qui sont couplées à l'équation de Poisson, en utilisant l'approximation du champ local

On a ensuite défini les quatre modèles mathématiques utilisés pour simuler une décharge à barrière diélectrique à savoir les modèles cinétiques basés sur la résolution de l'équation de Boltzmann, les modèles fluides basés sur la résolution de l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie pour les espèces ionisées présentes dans le plasma.

Le quatrième modèle qu'on a utilisé est dit modèle de dérive-diffusion. On fait appel uniquement aux deux premiers moments, pour le deuxième moment, l'équation de conservation de la quantité de mouvement est simplifiée. Le concept physique étant défini, il reste à trouver les outils numériques nécessaires pour résoudre les équations du modèle.