



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



**UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID - TLEMCCEN**

# MEMOIRE

Présenté à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

**MASTER EN PHYSIQUE**

Spécialité : Physique des gaz et plasmas

Par : **Melle YASMINA BEHAR**

Sur le thème

---

## **Calcul des coefficients de transport dans une décharge électrique faiblement ionisée soumise à un champ électrique uniforme.**

---

Soutenu publiquement le 05 juin 2024 à Tlemcen devant le jury composé de :

Mme BEDRANE Zeyneb	Professeure	Université de Tlemcen	Présidente
Mme SETTOUTI Nadéra	Docteur	Université de Tlemcen	Encadrante
Mr GOURARI Djamel Eddine	Docteur	Université de Naama	Examineur

*Année Universitaire : 2023 ~ 2024*

# *Remerciements*

Au terme de ce travail, avant toute chose, je remercie Allah, le tout puissant, pour m'avoir donnée la force et la patience de réaliser ce don.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mon directeur de recherche Dr. SETTOUTI Nadéra. Je la remercie infiniment de m'avoir encadré, orienté, aidé et conseillé.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements aux membres du jury de ce mémoire : Madame BEDRANE Zeyneb, Professeure à L'Université de Tlemcen, et directrice du laboratoire de physique théorique (LPT), qui a accepté de présider le jury de ce mémoire, je la remercie vivement ; ainsi que Monsieur, GOURARI Djamel Eddine, Docteur à L'Université de Naama, qui m'a fait l'honneur d'examiner ce travail.

Je remercie ma très chère mère mon cher frère et mes chères sœurs et toute ma famille.

Je remercie infiniment tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce mémoire.

# *DEDICACES*

*Je dédie ce mémoire à mes parents chers qui ont toujours été présents à mes côtés et m'ont toujours soutenu tout au long de mes longues années d'études. En guise de reconnaissance, je tiens à exprimer ma sincère reconnaissance pour tout ce qu'ils ont fait d'efforts et de ressources pour me voir réussir dans mes études.*

*À mes sœurs et frères, je tiens à exprimer ma gratitude pour leurs encouragements constants, leur soutien et leur soutien moral.*

*Que cette tâche soit la réalisation de vos désirs tantalés et la promesse de votre soutien infaillible.*

*Merci d'être constamment présent pour moi.*

# Table des matières

<b>Introduction générale</b> .....	01
<b>Chapitre I : Généralités Sur les Plasmas hors équilibre</b>	
I.1 Introduction .....	03
I.2 Classification des plasmas.....	03
I.2.1 Les plasmas fortement ionisés .....	04
I.2.2 Les plasmas faiblement ionisés.....	04
I.2.2.1 Les plasmas froids .....	04
I.2.2.2 Les plasmas thermiques .....	04
I.3 Production d'un plasma électrique .....	04
I.3.1 Décharges électriques .....	05
I.3.1.1 Décharges en courant continu à basse pression.....	05
I.3.1.1.1 Décharge de Townsend.....	06
I.3.1.1.2 Décharge luminescente.....	06
I.3.1.2 Décharge à haute pression (Régime d'arc) .....	06
I.4 Grandeurs caractéristiques d'un plasma .....	07
I.4.1 Le degré d'ionisation.....	07
I.4.2 Les températures électronique et ionique.....	08
I.4.3 Le libre parcours moyen.....	09
I.4.4 La longueur de Debye.....	09
I.5 Les coefficients de transport.....	10
I.5.1 Energie moyenne.....	11
I.5.2 Mobilité.....	11
I.5.3 Mobilité énergétique.....	11
I.5.4 Coefficient de diffusion d'énergie.....	11
I.5.5 La fréquence totale des collisions.....	12
I.5.6 La fréquence de quantité de mouvement.....	12
I.5.7 Le coefficient d'ionisation Townsend alpha.....	12
I.5.8 Coefficient de diffusion.....	12
I.6 Les gaz rares.....	13
I.6.1 L'Hélium.....	13
I.6.2 L'argon.....	13
I.7 Conclusion.....	14
Référence .....	15

## ***Chapitre II : Phénomène de collision***

II.1 Introduction.....	17
II.2 Potentiels d'interaction inter-particulaires .....	17
II.3 Gaz classique dilué.....	17
II.4 Les termes de collisions d'électron dans un gaz dilué.....	18
II.4.1 Collision élastique électron-molécule (e-M) .....	18
II.4.2 Collision inélastique électron-molécule (e-M) .....	18
II.4.2.1 Excitation/ désexcitation.....	19
II.4.2.2 Ionisation.....	19
II.4.2.3 Attachement d'électron (formation d'ion négative) .....	20
II.5 Section efficace de collision.....	20
II.5.1 Section efficace différentielle.....	21
II.5.2 Section efficace totale.....	22
II.5.3 Section efficace de transfert de quantité de mouvement.....	22
II.6 Collisions binaires.....	23
II.6.1 Description dynamique d'une collision binaire.....	24
II.6.1.1 La trajectoire des deux particules à deux dimensions.....	25
II.7 Mouvement des électrons dans un champ électrique et magnétique.....	28
II.7.1 Equations du mouvement.....	29
II.7.2 Cas d'un champ magnétique nul ( $\vec{B} = \vec{0}$ ).....	29
II.8 Conclusion.....	30
Référence .....	31

## ***Chapitre III : Résultats et discussions***

III.1 Introduction.....	33
III.2 L'équation de Boltzmann .....	33
III.3 BOLSIG .....	34
III.4 Les paramètres d'entrés de la décharge .....	34
III.5 Résultats et discussion .....	35
III.5.1 Les sections efficaces.....	35
III.5.2 Les coefficients de transport.....	38
III.6 Conclusion.....	44
Référence.....	45
Conclusion général.....	46

# Listes des figures

## Chapitre I

Figure I.1 : Production d'un plasma par une décharge continue.....	06
Figure I.2 : Régimes de décharge en courant continu. ....	07

## Chapitre II

Figure II.1 : Illustration conceptuelle d'une section efficace pour une collision binaire dans un champ de force centrale .....	21
Figure II.2 : Représentation typique d'une collision élastique entre deux particules $m$ et $M$ . Le potentiel d'interaction mis en jeu est composé d'une partie attractive et d'une autre repulsive..	27
Figure II.3 : Représentation typique de la déviation de la particule fictive $\mu$ (problème à un seul corps) par un centre diffuseur, dans la base du système de coordonnées polaires. Le potentiel d'interaction auquel est soumise la particule $\mu$ , est à symétrie sphérique.....	28
Figure II.4 : Les composantes de champ électrique et magnétique. ....	29

## Chapitre III

Figure III.1 : Les sections efficaces pour l'argon ( <b>Ar</b> ) en fonction de l'énergie des électrons pour trois niveaux d'excitation.....	35
Figure III.2 : Les sections efficaces pour l'hélium (He) en fonction de l'énergie des électrons pour trois niveaux d'excitation. ....	36
Figure III.3 : Courbe de la mobilité électrique de l'argon en fonction du champ électrique réduit. ....	37
Figure III.4 : Coefficient de diffusion de l'argon en fonction du champ électrique réduit.....	38
Figure III.5 : Coefficient de Townsend réduit de l'argon en fonction du champ électrique réduit. ....	38
Figure III.6 : La mobilité électrique d'hélium en fonction du champ électrique réduit. ....	39
Figure III.7 : Coefficient de diffusion d'hélium en fonction du champ électrique réduit. ....	39
Figure III.8 : Coefficient de Townsend réduit d'hélium en fonction du champ électrique réduit. ....	40
Figure III.9 : Les sections efficaces pour l'hélium (He) en fonction de l'énergie des électrons..	42
Figure III.10 : Les sections efficaces pour l'Argon (Ar) en fonction de l'énergie des électrons..	43

## INTRODUCTION GENERALE

### Introduction générale

Il est crucial de posséder une compréhension approfondie des coefficients de transport des électrons dans les gaz en raison des multiples applications des décharges, telles que l'isolation gazeuse, la déposition en phase vapeur de plasma, les lasers à gaz et le traitement de surface. Dans le cadre des simulations de fluide de plasma, les paramètres de transport des électrons sont employés pour suivre l'évolution temporelle des densités des radicaux et des particules chargées.

Le but de cette étude est d'analyser les propriétés de transport des électrons sous l'effet d'un champ électrique uniforme au sein d'un gaz faiblement ionisé. Les résultats des calculs présentés dans ce mémoire contribuent à enrichir notre connaissance de la mobilité des électrons lors de phénomènes de décharge électrique.

Les paramètres de transport peuvent être déterminés en résolvant l'équation de Boltzmann à l'aide du logiciel BOLSIG, en se référant à la base de données Phelps [1].

Ce mémoire est structuré en trois chapitres, disposés de la façon suivante :

Le premier chapitre présente de manière générale les plasmas, en mettant l'accent sur les plasmas froids hors équilibre thermodynamique et les décharges électriques.

Les grandeurs caractéristiques du plasma, telles que le degré d'ionisation, la longueur de Debye et la fréquence plasma, sont succinctement présentées.

Dans le deuxième chapitre, nous avons étudié les interactions potentielles entre les particules couramment employées pour calculer les coefficients de transport. Nous avons également traité des sections efficaces de collision et des collisions binaires. En outre, nous avons analysé le mouvement d'un électron soumis à un champ électrique.

## Introduction générale

---

Le chapitre 3 expose les sections efficaces associées aux coefficients de transport de l'hélium (He) et de l'argon (Ar), déterminés par la résolution numérique de l'équation de Boltzmann à l'aide du logiciel BOLSIG+. Ce dernier est spécifiquement conçu pour résoudre numériquement ladite équation pour les électrons évoluant dans un gaz faiblement ionisé soumis à un champ uniforme.

### Reference:

[1] [www.lxcat.net/Phelps](http://www.lxcat.net/Phelps).

## CHAPITRE I

# Généralités Sur les Plasmas hors équilibre

# Chapitre I

## Généralités Sur les Plasmas hors Équilibre

### I.1 Introduction

En 1928, le physicien Langmuir a apporté une contribution majeure à la physique en introduisant le terme "plasma". Ce dernier désigne un gaz électriquement neutre qui, une fois chauffé, ses molécules s'ionisent et se séparent en électrons, ions, particules moléculaires et neutres, parfois accompagnés d'une lueur. Ainsi, on obtient un gaz partiellement ionisé mais globalement neutre, connu sous le nom de plasma. Ce dernier, constituant 99% de l'univers, représente le quatrième état de la matière. On le découvre en pleine nature, niché dans les nébuleuses et les nuages d'hydrogène du vaste espace interstellaire, ainsi que dans les entrailles ardentes des étoiles où se déroulent les fulgurantes réactions de fusion nucléaire. Sur notre propre planète, il se faufile également dans notre environnement terrestre. Dans les laboratoires, ce composant revêt une importance capitale pour les recherches liées à la fusion nucléaire, que ce soit dans le cadre du confinement magnétique (comme avec les tokamaks) ou du confinement inertiel (à l'instar de la fusion laser), ainsi que pour la génération de particules actives au moyen d'accélérateurs de plasma.

La naissance du plasma repose sur l'introduction d'un gaz "génétiquement modifié" dans un contenant sous vide partiel ou à pression atmosphérique. Pour enclencher l'ionisation de ce gaz particulier, on fait appel à une source électrique spécifique. Le champ électrique entre en scène en interagissant directement avec les particules chargées (électrons et ions), transférant son énergie principalement aux électrons. Ces derniers jouent un rôle clé dans la création d'entités actives par le biais de divers processus tels que l'ionisation, l'attachement, la recombinaison, mais aussi l'excitation et la dissociation du gaz. Les échanges au sein du plasma engendrent un comportement collectif inexistant dans les gaz neutres, conférant ainsi au plasma des caractéristiques singulières [3].

### I.2 Classification des plasmas

Il existe différents types de plasma :

### **I.2.1 Les plasmas fortement ionisés**

Les plasmas fortement ionisés.

Les espèces présentent une température similaire, s'élevant à plusieurs millions de degrés, ce qui les rend complètement ionisées (comme les étoiles en fusion).

### **I.2.2 Les plasmas faiblement ionisés**

#### **I.2.2.1 Les plasmas froids :**

Les plasmas froids se caractérisent par des températures inférieures à 1000 °K pour les ions et les neutres, tandis que les électrons sont à des températures élevées. Ces plasmas sont utilisés dans divers domaines tels que le traitement de surface, le développement de nouveaux matériaux, la dépollution, la génération d'ozone et la chimie assistée par plasma.

#### **I.2.2.2 Les plasmas thermiques :**

Se caractérisent par des températures de fonctionnement dépassant 3000 °K, ce qui les rend adaptés à diverses applications telles que la soudure, la découpe, la projection de matière et la décontamination à l'aide de décharges d'arc.

L'équilibre thermodynamique est atteint lorsque le nombre de collisions est significatif et que chaque processus dans le plasma est compensé par son processus inverse. Ainsi, le plasma thermique est généré à des températures élevées, de l'ordre de plusieurs milliers de kelvins demeurer nettement plus élevée que celle des particules plus massives. Ce phénomène s'explique par l'accélération importante des électrons dans les champs électriques dus à leurs mouvements, ce qui entraîne une augmentation rapide de leur température.

### **I.3 Production d'un plasma électrique**

Les électrons de masse réduite sont aisément accélérés et possèdent une énergie, avec des températures électroniques ( $T_e$ ) variant entre 1 et 10 eV, qui est adéquate pour provoquer l'ionisation des atomes neutres. Les plasmas engendrés par induction électrique sont communément appelés des décharges. Les plasmas à des températures plus basses présentent des similitudes avec les plasmas froids [4]. La définition du plasma froid est celle d'un gaz ionisé qui n'est pas en équilibre thermodynamique, seuls les électrons qu'il contient étant chauffés.

Les décharges ne sont pas thermodynamiquement en équilibre lorsque :

$$T_e \gg T_g \text{ et } T_e > T_i > T_g$$

Les variables  $T_i$  et  $T_g$  représentent la température ionique et la température du gaz, respectivement. Les plasmas les plus couramment utilisés sont générés par une décharge électrique [5] :

En courant continu, un potentiel DC est appliqué pour générer le courant.

- La radiofréquence (RF) fait appel à un champ électrique de fréquence radio d'environ 13,56 MHz. - Les micro-ondes ont une fréquence de l'ordre du gigahertz (GHz).

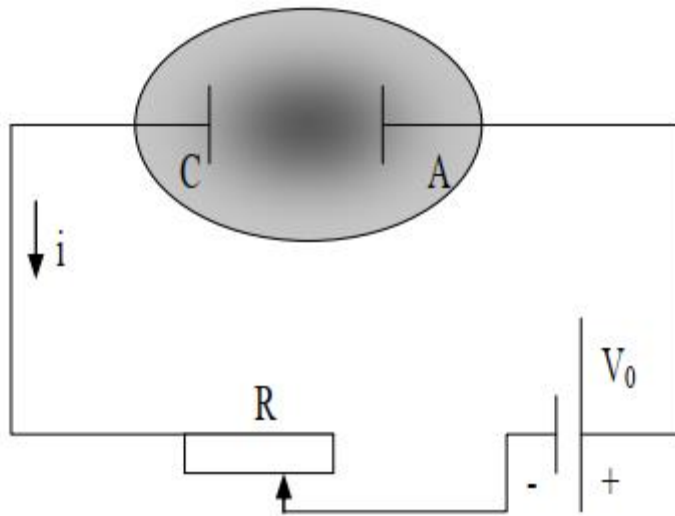
À des pressions basses, ces décharges fonctionnent en régime luminescent. À la pression atmosphérique, on génère des plasmas en utilisant des décharges à haute tension pulsée (décharge couronne) ou alternée avec cathode isolante (décharges à barrière diélectrique DBD).

### **I.3.1 Décharges électriques**

« Le terme décharge fait référence de manière générale, tout mécanisme d'ionisation de gaz sous l'influence d'un champ électrique ou électromagnétique externe. Pour ioniser un gaz, on l'injecte dans un récipient confinée sous vide partiel ou à pression atmosphérique. Le plasma est alors créé par une décharge électrique dans le gaz, qui a pour rôle de transférer l'énergie à ce gaz pour l'exciter et l'ioniser. En raison de leur masse réduite, les électrons libres absorbent presque entièrement cette énergie, ce qui entraîne, par des collisions avec les particules lourdes du gaz (atomes), leur excitation et ionisation, maintenant ainsi le plasma. Il existe plusieurs types de décharges électriques » [6]:

#### **I.3.1.1 Décharges en courant continu à basse pression**

Au commencement des années 1930, les premières recherches sur les mécanismes d'initiation de décharge ont été entreprises par Townsend. Le dispositif examiné, illustré de manière schématique sur la Figure I.1, est composé de deux électrodes métalliques planes soumises à une tension continue  $V$  et séparées par une distance  $d$ . Ce dispositif est placé à l'intérieur d'un récipient en verre hermétiquement scellé, contenant un gaz sous une pression  $P$  de l'ordre du torr ( $1 \text{ torr} \simeq 1,3 \times 10^{-3} \text{ atm}$ ) [6].



**Figure I.1** : Production d'un plasma par une décharge continue [6].

#### I.3.1.1.1 Décharge de Townsend

Voici le tout premier système de décharge auto-entretenu, également appelé autonome. Le bombardement ionique au niveau de la cathode génère un nombre suffisant d'électrons, de sorte que la décharge ne nécessite aucune autre source que le champ externe. Les densités électroniques restent relativement basses, et les effets causés par la charge d'espace sont négligeables (Partie D de la figure I.2) [6].

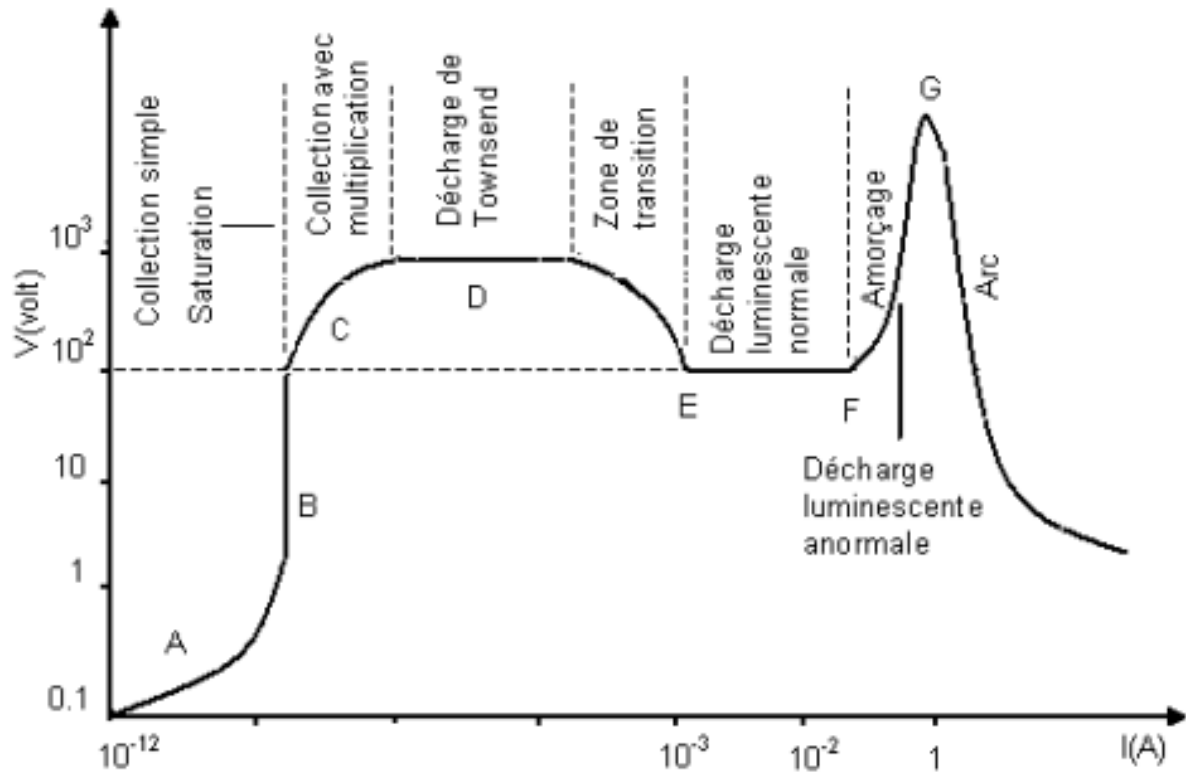
#### I.3.1.1.2 Décharge lumineuse

Ce type de décharge fonctionne selon des mécanismes similaires à ceux de la décharge de Townsend, cependant, elle se caractérise par des effets importants de charge d'espace. Lorsque soumis au champ électrique, les électrons se déplacent à grande vitesse, laissant les ions derrière eux. La décharge n'est plus contrôlée par le champ externe, mais par le champ induit par le déséquilibre de la charge d'espace et la chute de tension appliquée nécessaire pour maintenir la décharge [6].

#### I.3.1.2 Décharge à haute pression (Régime d'arc)

Ce système se caractérise par une faible tension de maintien et une densité de courant élevée, ce qui entraîne l'apparition d'une décharge sous forme de filament incandescent émettant une importante quantité d'énergie thermique. La principale distinction entre la décharge d'arc et la

décharge lumineuse réside dans le niveau d'émission cathodique, l'apparition de l'arc étant conditionnée par les trajectoires des phénomènes thermiques. Lorsque l'intensité du courant augmente de manière significative, la température augmente localement. Contrairement à la décharge lumineuse, dans ce cas, l'émission provient du point cathodique [6].



**Figure I.2** : Régimes de décharge en courant continu [6].

## I.4 Caractéristiques fondamentales d'un plasma

Les plasmas se distinguent principalement par plusieurs paramètres : le taux d'ionisation, les températures électronique et ionique, la distance moyenne entre les collisions, la longueur de Debye et la densité des particules chargées.

### I.4.1 Le degré d'ionisation

Le niveau d'ionisation du plasma est calculé en utilisant:

$$\alpha = \frac{n_0}{n + n_0} \quad (\text{I.1})$$

La densité des électrons, également appelée ions positifs, est symbolisée par  $n_0$ , tandis que  $n$  représente la densité des espèces neutres. Un plasma est catégorisé comme faiblement ionisé lorsque  $\alpha$  est inférieur à  $10^{-4}$ , et comme fortement ionisé lorsque  $\alpha$  est supérieur à  $10^{-4}$ .

Le mouvement des particules chargées peut être contrôlé par des interactions avec d'autres particules chargées lors d'une ionisation intense du plasma, ou par des collisions avec des particules neutres en cas d'ionisation faible.

#### I.4.2 Les températures électroniques et ioniques

Le plasma froid est un gaz hors d'équilibre thermodynamique, caractérisé par des niveaux d'énergie différents pour les électrons, les ions et les molécules excitées. Contrairement à un gaz neutre, le plasma n'a pas de température thermodynamique définie. Néanmoins, les énergies des différentes espèces présentes dans le plasma obéissent à une distribution statistique, souvent régie par la loi de Maxwell-Boltzmann. [7] Par conséquent, il est possible de calculer la température statistique des divers éléments en utilisant l'équation:

$$E_c = \left(\frac{1}{2}\right) \cdot m \cdot V^2 = \left(\frac{3}{2}\right) \cdot k_b \cdot T \quad (I.2)$$

où  $E_c$  : l'énergie cinétique (J) ;

$m$  : la masse de la particule (Kg) ;

$V$  : la vitesse quadratique moyenne (m/s) ;

$T$  : la température (K) ;

$k_b$  : la constante de Boltzmann ( $1,38 \cdot 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ ).

Ainsi, nous identifions trois températures :

$T_e$  : pour les électrons ;

$T_i$  : pour les ions ;

$T_n$  : pour les espèces neutres.

### I.4.3 Le libre parcours moyen

Étudions le mouvement d'un électron lors de sa traversée de cibles atomiques supposées immobiles.

La relation [7, 8] permet de déterminer la valeur du libre parcours moyen  $\lambda$ .

$$\lambda = \frac{1}{n_g \cdot \sigma} \quad \text{avec} \quad \sigma = \pi \cdot r^2$$

où  $n_g$  : la densité du gaz ;

$\sigma$  : la section efficace (b) ;

$r$  : le rayon de l'atome cible (m).

La fréquence des collisions entre l'électron et les atomes cibles est symbolisée par la lettre  $\nu$ :

$$\nu = \frac{V_{th}}{\lambda}$$

ce qui est équivalent à:

$$\nu = \sigma \cdot n_g \cdot \left( \frac{2k_b \cdot T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (I.3)$$

Où  $V_{th} = \left( \frac{2k_b \cdot T}{m} \right)^{\frac{1}{2}}$ , est la vitesse thermique, tandis que  $m$  représente la masse atomique.

### I.4.4 La longueur de Debye

En plongeant une charge dans un plasma, elle est entourée de charges de polarité opposée qui tentent de rendre son champ coulombien plus obscur. Cette influence se manifeste à des distances inférieures à la longueur de Debye  $\lambda_D$ , tel que défini par l'équation sous-jacente. [9, 10, 11, 12] :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k_b \cdot T_e}{n_e \cdot q^2}} \quad \text{Où} \quad \lambda_D (cm) = 6.9 \sqrt{\frac{T_e (K)}{n_e (cm^{-3})}} \quad (I.4)$$

La longueur peut aussi être calculée lorsque les particules chargées négativement sont séparées en deux ensembles ayant des températures différentes. Par exemple, dans le contexte

des plasmas électronégatifs, caractérisés par des densités d'électrons notées  $n_e$  avec une température  $T_e$ , des ions négatifs notés  $n_n$  avec une température  $T_{i-}$ , et des ions positifs notés  $n_p$  avec des températures  $T_{i+}$ , en présupposant la quasi-neutralité avant toute perturbation. ( $n_p = n_e + n_n$ ), On peut exprimer la longueur de Debye dans le plasma électronégatif de la manière

$$\text{suivante : } \lambda_{D-} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot k_b \cdot T_e}{n_e \cdot q^2}} \sqrt{\frac{1+\alpha}{1+\gamma\alpha}} = \lambda_D \cdot \sqrt{\frac{1+\alpha}{1+\alpha\gamma}} \quad (\text{I.5})$$

Avec  $\gamma = T_e / T_{i-}$  et  $\alpha = n_n / n_e$  qui est une mesure de l'électronégativité du plasma. Lorsque  $\alpha \gg 1$ , le plasma devient fortement électronégatif [7].

Cela implique que la neutralité du plasma ne peut être réalisée qu'à une échelle spatiale dépassant  $\lambda_D$ . Cette considération est cruciale dans la conception d'un réacteur à plasma, où il est essentiel que la taille  $L$  de la chambre soit nettement plus grande que  $\lambda_D$  afin d'assurer la quasi-neutralité du plasma.

La valeur de  $\lambda_D$  peut varier considérablement, passant de quelques microns pour les plasmas denses à plusieurs dizaines de mètres pour les plasmas spatiaux.

## I.5 Le coefficients de transport

Les coefficients de transport sont des grandeurs physiques qui caractérisent la mobilité et les interactions des particules au sein d'un milieu donné, tels que le plasma. Ces coefficients englobent des propriétés telles que la viscosité, la conductivité électrique et la conductivité thermique du plasma, et revêtent une importance capitale dans l'analyse du comportement du plasma. Leur détermination fait appel à des approches statistiques et à l'intégration des effets de collisions entre particules. [13].

Ces calculs nécessitent fréquemment des données sur les potentiels d'interaction ou les sections efficaces de transfert entre les particules du plasma. [13].

Les coefficients de transport ont un impact significatif sur les performances et la modélisation des dispositifs à plasma, tels que les propulseurs à plasma. [14].

### **I.5.1 Energie moyenne**

L'énergie moyenne correspond à l'énergie cinétique moyenne des particules telles que les électrons, les ions ou les neutrons présents dans le système examiné. Elle peut être calculée à partir de la distribution des vitesses ou des énergies des particules. Cette grandeur revêt une importance capitale dans l'analyse de la dynamique des particules et dans le calcul de paramètres de transport tels que la diffusivité ou la conductivité thermique. [15].

### **I.5.2 Mobilité**

La mobilité des porteurs de charge dans un plasma se réfère à leur aptitude à se déplacer sous l'influence d'un champ électrique, impliquant des ions et des électrons. Elle est définie comme le rapport entre la vitesse de dérive des porteurs de charge et l'intensité du champ électrique appliqué, exprimé en mètres carrés par volt par seconde ( $m^2/V/s$ ). La mobilité des particules chargées dans un plasma revêt une importance cruciale pour l'évaluation de leur capacité de déplacement et de leur réactivité aux champs électriques, ce qui est fondamental pour la compréhension des phénomènes de transport et des caractéristiques électriques des plasmas. [16, 17, 18].

### **I.5.3 Mobilité énergétique**

La mobilité énergétique dans un plasma se réfère à la capacité des particules chargées, telles que les ions et les électrons, de se déplacer en réponse à un champ électrique, tout en prenant en considération leur énergie cinétique. Elle peut être caractérisée comme le rapport entre la vitesse de dérive des particules chargées et leur énergie cinétique moyenne induite par le champ électrique appliqué.

### **I.5.4 Coefficient de diffusion d'énergie**

Le coefficient de diffusion d'énergie est une grandeur physique qui caractérise la vitesse de propagation de l'énergie thermique ou cinétique à travers un plasma. Il est couramment exprimé en  $m^2/s$ , ce qui traduit le taux de diffusion de l'énergie par unité de surface et de temps. [19]. Ce coefficient revêt une importance primordiale dans la compréhension de la dynamique et du transport de l'énergie au sein de ce type de milieu.

### I.5.5 La fréquence totale des collisions

La fréquence totale des collisions joue un rôle essentiel en physique des plasmas, en tant que mesure globale des interactions entre les différentes particules constituant le plasma. Ces interactions peuvent impliquer des collisions entre électrons, entre ions ou entre électrons et ions, et elles influent sur diverses propriétés du plasma telles que sa conductivité, sa stabilité et sa réactivité aux champs électromagnétiques. [20, 21, 22].

### I.5.6 La fréquence de quantité de mouvement

La fréquence de quantité de mouvement dans un plasma désigne la vitesse à laquelle le mouvement des particules à l'intérieur du plasma est transmis. Cette transmission de quantité de mouvement est essentielle pour appréhender les interactions entre les ions et les électrons, ainsi que les mécanismes de transfert d'énergie et de quantité de mouvement qui sont cruciaux pour la stabilité et la dynamique du plasma.

### I.5.7 Le coefficient d'ionisation Townsend alpha

Le coefficient d'ionisation Townsend alpha revêt une importance fondamentale en physique des plasmas et des décharges électriques. Il désigne la probabilité qu'ont les électrons libres présents dans un gaz ionisé d'être ionisés par des électrons secondaires lors de leur déplacement à travers un champ électrique.

### I.5.8 Coefficient de diffusion

En créant une surdensité dans un gaz initialement en équilibre thermodynamique, un gradient se développera naturellement, provoquant un déplacement global de molécules de la région la plus dense vers les zones moins denses. Ce processus se poursuivra jusqu'à ce que la répartition des particules soit en moyenne équilibrée dans l'ensemble du système. La relation entre le flux de particules et le gradient de densité est définie par la loi de Fick, qui mène à l'élaboration de la loi de diffusion établie par Fick :

$$\vec{\Gamma}_n = -D\vec{\nabla}_n \quad (\text{I.6})$$

Le coefficient de proportionnalité  $D$ , également connu sous le nom de coefficient de diffusion, est utilisé pour relier le courant de particules au gradient de densité. La notation négative implique un déplacement des particules des régions les plus denses vers les régions moins denses.

## I.6 Les gaz rares

Un gaz rare est défini par son inertie chimique, ce qui implique qu'il ne réagit pas avec d'autres composés chimiques. Les principaux gaz rares sont classés en fonction de leur masse, à savoir :

- l'hélium (He)
- le néon (Ne)
- l'argon (Ar)
- le krypton (Kr)
- le xénon (Xe)
- le radon (Rn)

### I.6.1 Les différents gaz rares

#### I.6.1.1 L'Hélium

L'hélium, un gaz rare ou noble, se caractérise par sa faible réactivité, similaire à celle du néon, et son inertie quasi absolue. Avec un numéro atomique de 2, il affiche une masse environ sept fois inférieure à celle de l'air.

L'état fondamental présente une configuration électronique de  $(1s)^2$ . L'hélium est un gaz incolore et inodore, non inflammable et pratiquement inerte, même à des températures élevées, en raison de son incapacité à former des liaisons chimiques. Dans des circonstances habituelles, l'hélium se trouve à l'état gazeux.

#### I.6.1.2 L'argon

L'argon a été le premier gaz noble à être découvert, étant défini par son symbole Ar et son numéro atomique de 18. L'état fondamental présente une configuration électronique de  $(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^2(3p)^4$ . Veuillez fournir une phrase à paraphraser.

L'argon, un gaz inerte, se caractérise par l'absence de couleur, de saveur et d'odeur. En cas de décharge électrique, la lumière émise prendra une teinte bleue si le tube ne renferme que de l'argon.

## **I.7 Conclusion**

Durant ce chapitre, nous avons étudié les principes fondamentaux liés aux plasmas, en soulignant leurs caractéristiques électriques. L'objectif de cette section était de fournir une perspective globale sur la décharge électrique et les plasmas hors équilibre.

## Références bibliographiques

- [1] Tonks, Lewis et Irving Langmuir. « *Oscillations in Ionized Gases* », *Revue physique* 33.2 (1929).
- [2] Belmont, Gérard, Laurence Rezeau, et Arnaud Zaslavsky. *Introduction à la physique des plasmas*. ISTE Group, 2018.
- [3] Lieberman, Michael A. et Allan J. Lichtenberg. « *Principles of Plasma Discharge and Materials Processing* » *Bulletin MRS* 30.12 (1994).
- [4] Fouzi, Bouanaka. *Contribution à la modélisation des plasmas de dépôt basse pression*. Diss. Thèse de doctorat spécialité électronique, UNIVERSITE CONSTANTINE 1 Faculté des Sciences de la Technologie, 2013.
- [5] Fridman, Alexander, A. Kennedy et A. Lawrence « *Plasma Physics and Engineering* », ebook ISBN13: 9780203334874, (2004).
- [6] B. Ardjani, mémoire de Magistère en physique des plasmas et des gaz ionisés, Université Aboubakr Belkaid Tlemcen (2006).
- [7] Francis F.Chen, Jane P. Chang « *Principles of Plasma Processing* », université de Californie, Los Angeles, pp (1, 4, 16-18),2002.
- [8] Christian Sarra-Bournet « *Design et réalisation d'un réacteur plasma à pression atmosphérique pour des traitements de surfaces dans le domaine des biomatériaux* », Thèse pour l'obtention du grade de maître ès sciences de l'université de Laval (2007).
- [9] Stéphane Béchu « *Mesures de sondes électrostatiques en plasma basse pression* », publications de l'université de Saint-Étienne, pp (159-223), 2004.
- [10] Tendero, Claire « *Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique application au traitement de surface métallique* » Thèse : Chimie Physique : Univ de Limoges, France ; (2005).
- [11] Anne-Marie Pointu, Jérôme Perrin, Jacques Jolly « *Plasmas froids de décharge* », *Technique de l'ingénieur*, D 2830, pp (4, 6-8), (1998).
- [12] Richard Fitzpatrick « *Introduction to Plasma Physics* », PHY380L, Université du Texas, pp (6-11), printemps 1998.
- [13] Aubreton, J., C. Bonnefoi, et J. M. Mexmain. "Calcul de propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport dans un plasma Ar-O<sub>2</sub> en non-équilibre thermodynamique et à la pression atmosphérique." *Revue de Physique Appliquée* 21.6, (1986).

- [14] Souhair, Nabil, Mirko Magarotto, F. Ponti et Daniele Pavarin. "Analyse du transport du plasma dans les simulations numériques de propulseurs à plasma hélicon." *Avances AIP* (2021).
- [15] Bertel, Évelyne. «Étude bibliographique de l'énergie moyenne dépensée par les électrons pour créer une paire d'ions dans l'air.» *Radioprotection* : 229-233 ,4 (1969).
- [16] Saumon, Jean. « Mobilité et température des ions et des électrons dans un gaz faiblement ionisé ». *Journal De Physique* : 1118-1126, 24 (1963).
- [17] Aigre, Béatrice. "Contribution à l'étude de la réactivité de surface : réalisation d'un spectromètre de masse à temps de vol et détermination des coefficients de transport." (2007).
- [18] Mangeney, Anne. "Tenseur de conductivité d'un plasma chaud, homogène et faiblement ionisé." *Journal De Physique Et Le Radium* : 870-872 ,21 (1960).
- [19] Aghfir, Mohamed et al. «Détermination du coefficient de diffusion et de l'énergie d'activation de la menthe lors d'un séchage conducteur en régime continu.» *Journal des énergies renouvelables* (2008).
- [20] Taillet, Joseph et Antonin Brunet. « Mécanisme physique des décharges haute fréquence entretenues par résonance. » *Journal De Physique* : 520-521,26 (1965).
- [21] Besuelle, Emmanuel. « Contribution à l'étude d'un plasma créé de façon continue par bombardement électronique et de son mélange avec un photo-plasma pulse. Influence des collisions sur les cônes de résonance (1997).
- [22] Torres, Francisco Pizarro. « Potentialités d'un plasma hors-équilibre trouvé pour la réalisation d'antennes imprimées reconfigurables ou autolimitantes. » (2013).

## CHAPITRE II

### **Les collisions et les interactions inter-particulaires**

## Chapitre II Les collisions et les interactions inter-particulaires

### II.1 Introduction

Au cours de la section suivante du chapitre précédent, nous examinerons les collisions entre particules pour mettre en évidence, dans certaines situations, des anomalies potentielles observables dans le calcul numérique des sections efficaces. Ce chapitre débutera par une brève présentation des potentiels d'interaction fréquemment utilisés pour calculer les coefficients de transport.

Dans la deuxième partie, nous aborderons brièvement les sections de collision efficaces ainsi que la mise en place des formules correspondantes. Une analyse théorique approfondie d'une collision binaire sera abordée dans la troisième partie. Finalement, la quatrième section se penche sur le déplacement de l'électron dans le champ électrique.

### II.2 Potentiels d'interaction inter-particulaires

Les interactions entre les particules constitutives (atomiques ou moléculaires) sont souvent liées directement ou indirectement aux caractéristiques physiques (thermodynamiques ou mécaniques) ou chimiques de la matière. La nature et l'intensité de ces interactions intermoléculaires à l'échelle microscopique déterminent l'état de la matière, qu'elle soit solide, liquide ou gazeuse.

Il est crucial d'analyser les potentiels d'interaction lorsqu'on évalue les coefficients de transport et les coefficients de viriel. L'un des principaux défis, encore peu résolu, dans l'évaluation de ces coefficients de transport est de choisir le potentiel adéquat décrivant une interaction particulière.

### II.3 Gaz classique dilué

Le système étudié dans le cadre de la théorie cinétique classique des gaz est un gaz dilué constitué de  $N$  molécules similaires de masse  $m$  confinées dans un volume  $V$ . Dans le cas d'un gaz dilué considéré comme parfait, la distance moyenne entre les molécules, exprimée par  $d \sim n^{-1/3}$  (où  $n$  représente la densité du gaz), est largement supérieure à la portée des forces intermoléculaires  $r_0$ . Ainsi, les molécules se comportent comme des entités libres et indépendantes les unes des autres.

Il est impératif d'examiner l'incidence des collisions, qui permettent la redistribution de l'énergie entre les molécules, jouant ainsi un rôle crucial dans la transition vers un état d'équilibre gazeux

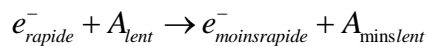
initialement non équilibré. Seules les collisions binaires seront prises en considération, tandis que les collisions impliquant plus de deux molécules simultanément, ce qui est justifié dans un gaz dilué, seront négligées. Chaque molécule peut être considérée comme une entité classique sans structure interne, caractérisée par des positions et des impulsions clairement définies. Il est supposé que la température est suffisamment élevée et la densité suffisamment basse [1].

## II.4 Les termes de collisions d'électron dans un gaz dilué

Les interactions résultant de collisions atomiques jouent un rôle significatif dans le domaine de la physique des décharges électriques. Lorsque plusieurs particules se rapprochent à des distances telles que les énergies d'interaction deviennent comparables aux énergies cinétiques, on parle de collision. Ces collisions peuvent être classées en deux catégories :

### II.4.1 Collision élastique électron-molécule (e-M)

Lors d'une collision élastique, les particules redistribuent leur quantité de mouvement tout en préservant l'énergie cinétique totale et l'énergie interne.



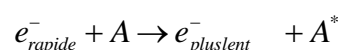
On définit  $Q_m$  la section efficace de transfert de quantité de mouvement lors d'une collision.

$$Q_m(\varepsilon) = \frac{1}{n\lambda} \quad (\text{II.1})$$

La densité du nombre d'atomes d'un gaz est représentée par  $n$ , tandis que le libre parcours moyen est noté  $\lambda$ . En réalité, les sections efficaces ne sont pas entièrement indépendantes de l'énergie.

### II.4.2 Collision inélastique électron-molécule (e-M)

Les collisions inélastiques entraînent une modification de l'état interne d'au moins l'une des particules, telles que l'excitation, la désexcitation, ainsi que la création ou la destruction éventuelle de particules (ionisation, dissociation, recombinaison, etc.). Ces collisions inélastiques, qui partagent des similitudes avec les réactions chimiques, impliquent un transfert à la fois de quantité de mouvement et d'énergie cinétique. Ce transfert s'accompagne d'une conversion entre l'énergie cinétique et l'énergie chimique, dans les deux sens. [2], par exemple :



### II.4.2.1 Excitation/ désexcitation

Lorsqu'un atome (ou une molécule) absorbe une quantité d'énergie suffisante pour permettre à l'un de ses électrons (généralement le plus externe par rapport au noyau) de passer à un niveau d'énergie supérieur, on le qualifie d'excité. Les molécules d'un gaz peuvent être portées à un état excité par divers mécanismes tels que des changements de température, l'absorption de photons et la diffusion. De façon analogue, la section efficace d'une collision conduisant à l'excitation peut être formulée comme suit :

$$Q_{exc}(\varepsilon) = \frac{1}{n\lambda_{exc}(\varepsilon)} \quad (\text{II.2})$$

Où  $\lambda_{exc}$  Le libre parcours moyen d'excitation est la distance moyenne qu'un électron parcourt avant d'interagir dans une collision excitante.

### II.4.2.2 Ionisation

Lorsqu'un atome (ou une molécule) a absorbé une quantité d'énergie suffisante pour permettre à l'un de ses électrons de s'échapper de manière permanente, on parle d'ionisation, ce qui entraîne une augmentation de son énergie interne de l'énergie d'ionisation  $\Delta U = eV_i$ . La représentation de la section efficace d'une collision ionisante est formulée de la manière suivante :

$$Q_{ion}(\varepsilon) = \frac{1}{n\lambda_{ion}(\varepsilon)} \quad (\text{II.3})$$

Où  $\lambda_{ion}$  représente le libre parcours moyen d'ionisation est la distance moyenne qu'un électron parcourt avant de subir une collision excitatrice.

### II.4.2.3 Attachement d'électron (formation d'ion négative)

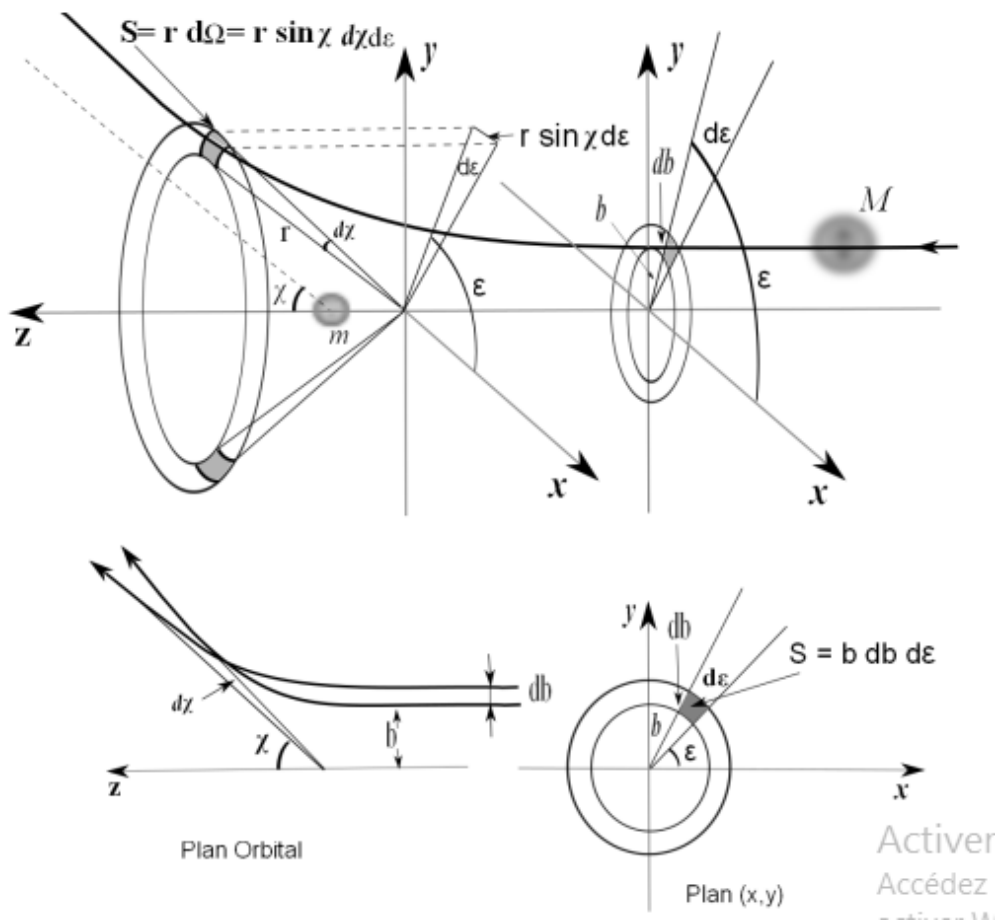
Une particule neutre a la capacité d'acquérir un électron libre, entraînant la formation d'un ion négatif, phénomène connu sous le nom d'attachement. Ces interactions avec des molécules de gaz conduisent à une perte quasiment totale de l'énergie cinétique des électrons.

Il convient de souligner que lorsqu'ils reviennent à leur état fondamental, les états excités émettent de l'énergie, générant ainsi fréquemment des photons responsables de la luminosité observée dans certaines décharges.

### II.5 Section efficace de collision

Les sections efficaces sont généralement évaluées en prenant en compte un flux de particules identiques se déplaçant vers une cible avec une symétrie sphérique. Dans cette situation, le potentiel d'interaction demeure constant pour l'ensemble des particules constituant le flux.

Les particules arrivant avec un paramètre d'impact  $b$  subissent une déviation angulaire  $\chi$ . Lorsqu'on considère les particules arrivant avec un paramètre d'impact  $b+db$ , elles subissent une déviation angulaire  $\chi + d\chi$ , comme illustré dans la figure II.1. Le taux de particules déviées par seconde dans un intervalle angulaire entre  $\chi$  et  $\chi + d\chi$  est fonction du flux  $\Gamma$ , qui représente la densité de courant des particules incidentes. Ce flux de particules  $\Gamma$  est défini comme le nombre de particules incidentes par unité de surface perpendiculaire au faisceau et par unité de temps.



**Figure II.1** : Représentation conceptuelle d'une section efficace pour une collision binaire dans un champ de force centrale [3].

### II.5.1 Section efficace différentielle

La section efficace différentielle  $\sigma(\chi, \varepsilon)$ , également connue sous le nom de fonction de distribution angulaire, peut être définie comme le quotient du nombre de particules déviées par unité de temps, par unité de flux incident  $\Gamma$ , et par unité d'angle solide  $\Omega$ , à un angle  $\chi$  par rapport à l'axe des  $z$ . Cette grandeur est exprimée mathématiquement par la formule suivante :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma(\chi, \varepsilon) \Gamma d\Omega \quad (\text{II.4})$$

L'expression du nombre de particules incidentes par unité de temps, avec un paramètre d'impact compris entre  $b$  et  $b+db$ , dans un plan orbital orienté entre  $\varepsilon$  et  $\varepsilon+d\varepsilon$ , est donnée par  $\Gamma \cdot b \cdot db \cdot d\varepsilon$ . De même, le nombre de particules déviées par unité de temps, entre des éléments différentiels d'angle solide  $d\Omega$  situés entre les angles  $\chi$  et  $\chi+d\chi$  et entre  $\varepsilon$  et  $\varepsilon+d\varepsilon$ , est égal à

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma \cdot b \cdot db \cdot d\varepsilon \quad (\text{II.5})$$

À partir de la combinaison des deux équations (II.4) et (II.5), nous parvenons à :

$$\sigma(\chi, \varepsilon) d\Omega = b \cdot db \cdot d\varepsilon \quad (\text{II.6})$$

Puisque  $d\Omega = \sin\chi d\chi d\varepsilon$ , l'équation (II.6) peut être réécrite comme suit :

$$\sigma(\chi, \varepsilon) = \frac{b}{\sin\chi} \left| \frac{db}{d\chi} \right| \quad (\text{II.7})$$

La dimension de la section efficace différentielle est analogue à celle d'une surface, alors que la forme de  $\sigma(\chi, \varepsilon)$  est directement déterminée par le potentiel d'interaction entre les particules.

### II.5.2 Section efficace totale

La section efficace totale est définie comme le nombre de particules déviées par unité de temps et par unité de flux de particules incidents, sans considération de leur direction ou de leur orientation par rapport au centre diffuseur (cible). En effectuant l'intégration de la section efficace différentielle sur l'ensemble des angles solides, nous parvenons à la formulation de la section efficace totale :

$$\begin{aligned}\sigma_i &= \int_{\Omega} \sigma(\chi, \varepsilon) d\Omega & (II.8) \\ &= \int_0^{2\pi} d\varepsilon \int_0^{\pi} \sigma(\chi, \varepsilon) \sin \chi d\chi\end{aligned}$$

En cas d'isotropie du potentiel d'interaction, la section efficace différentielle devient indépendante de la variable  $\varepsilon$ . Ainsi, l'équation (II.8) se réduit à la forme suivante :

$$\sigma_i = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\chi) \sin \chi d\chi \quad (II.9)$$

### II.5.3 Section efficace de transfert de quantité de mouvement

Pour décrire le transfert de quantité de mouvement lors d'une collision entre deux particules, il est utile d'introduire la notion de section efficace de transfert de quantité de mouvement. On désigne par  $\mu g$  la quantité de mouvement relative des particules incidentes, où  $\mu$  représente la masse réduite et  $g$  la vitesse relative initiale. Le flux de moment incident est alors donné par  $\Gamma \mu g$ . La quantité totale de moment transférée au centre diffuseur par unité de temps, à travers toutes les particules diffusées dans l'espace, est exprimée par l'équation suivante :

$$\Gamma \mu g \int_{\Omega} (1 - \cos \chi) \sigma(\chi, \varepsilon) d\Omega \quad (II.10)$$

La formule de la section efficace de transfert de quantité de mouvement est établie à partir de cette expression :

$$\sigma_{QM} = \int_{\Omega} (1 - \cos \chi) \sigma(\chi, \varepsilon) d\Omega \quad (II.11)$$

Dans le cas d'une interaction isotrope, définie par un potentiel possédant une symétrie sphérique, l'équation (II.11) peut être réexprimée de la manière suivante [3] :

$$\sigma_{QM} = 2\pi \int_0^\pi (1 - \cos \chi) \sigma(\chi) \sin \chi d\chi \quad (\text{II.12})$$

## II.6 Collisions binaires

Afin d'approfondir notre connaissance des phénomènes de transport gazeux, en particulier dans les plasmas, nous nous concentrons sur l'étude des phénomènes de collision entre particules. À un niveau macroscopique, les caractéristiques physiques d'un plasma ou d'un gaz en général sont principalement déterminées par les interactions entre les particules et les forces qui les régissent à l'échelle microscopique.

D'un point de vue macroscopique, on entend par collision le phénomène de contact physique entre deux entités. Au niveau atomique ou moléculaire, les collisions sont interprétées comme des interactions mettant en jeu les forces propres à chaque particule [3]. On peut classer ces forces en fonction de leur portée en interactions à longue portée ou à courte portée [4].

En général, on distingue deux types de collisions binaires : les collisions élastiques et les collisions inélastiques. La quantité de mouvement, de masse et d'énergie conservée avant et après l'impact lors des collisions élastiques est observée, sans création ou destruction de particules, et avec un état interne inchangé. D'autre part, lors des collisions inélastiques, l'état interne de certaines ou de toutes les particules impliquées peut être modifié, ce qui peut entraîner la formation ou la disparition de particules. Par exemple, une particule chargée a la capacité de fusionner avec une autre pour créer une particule neutre, ou vice versa, une particule neutre peut perdre un électron pour se transformer en un ion (processus d'ionisation) [5].

### II.6.1 Description dynamique d'une collision binaire

Dans cette partie, nous nous concentrerons uniquement sur l'étude des collisions élastiques à l'aide d'une méthode traditionnelle. Quant au cadre quantique, les modifications effectuées aux calculs des sections efficaces obtenus de façon traditionnelle sont souvent perçues comme insignifiantes [6,7].

Par la suite, nous étudierons les équations de mouvement de deux particules interagissant mutuellement dans un champ de potentiel associé à ces deux particules [8].

En considérant deux particules de masses  $m$  et  $M$ , celles-ci interagissent mutuellement via un potentiel d'interaction  $V(r)$  qui est fonction uniquement de la distance  $r$  les séparant. Les vecteurs  $\vec{R}_m$  et  $\vec{R}_M$  dénotent les positions respectives des particules  $m$  et  $M$ . En vertu du principe fondamental de la dynamique, c'est-à-dire les lois de Newton, nous pouvons établir :

$$\vec{F}_m = m \frac{d^2 \vec{R}_m}{dt^2} = m \vec{\ddot{R}}_m \quad (\text{II.13})$$

$$\vec{F}_M = M \frac{d^2 \vec{R}_M}{dt^2} = M \vec{\ddot{R}}_M = -\vec{F}_m \quad (\text{II.14})$$

Les forces  $\vec{F}_m$  et  $\vec{F}_M$  agissent respectivement sur les particules  $m$  et  $M$ , en fonction du potentiel  $V(r)$ . L'égalité des forces,  $F_m = -F_M$ , signifie que la seule force agissant sur la particule  $m$  provient de la présence de la particule  $M$ , et réciproquement.

Afin de faciliter l'analyse du mouvement, nous introduisons la notion de position du centre de masse  $\vec{R}$ , définie par :

$$\vec{R} = \frac{m \vec{R}_m + M \vec{R}_M}{m + M} \quad (\text{II.15})$$

En procédant à deux dérivations temporelles de l'équation (II.15), nous obtenons :

$$\vec{\ddot{R}} = \frac{m \vec{\ddot{R}}_m + M \vec{\ddot{R}}_M}{m + M} \quad (\text{II.16})$$

On remarque que si  $\vec{\ddot{R}} = 0$ , cela indique que le déplacement du centre de masse relatif des deux particules est uniforme, ce qui implique l'absence d'accélération.

Nous allons maintenant combiner l'équation (II.13) avec l'équation (II.14) afin de formuler une équation de la forme suivante :

$$\vec{F}_m = \mu \frac{d^2}{dt^2} (\vec{R}_m - \vec{R}_M) \quad (\text{II.17})$$

La variable  $\mu$  représente la masse réduite des particules  $m$  et  $M$ , définie comme suit :

$$\mu = \frac{mM}{m+M} \quad (\text{II.18})$$

Il est important de souligner que  $\vec{r}$  représente le vecteur constitué par les vecteurs positions,  $\vec{R}_m$  et  $\vec{R}_M$ , tel que  $\vec{r} = \vec{R}_m - \vec{R}_M$ . Le vecteur  $\vec{r}$  définit la direction de la force  $\vec{F}_m$ . Ainsi, le mouvement relatif de la particule réduite suit la même trajectoire que celui de chacune des deux particules ayant des masses respectives  $m$  et  $M$  (voir équations (II.13) et (II.14)).

### II.6.1.1 La trajectoire des deux particules à deux dimensions

Afin d'obtenir l'équation la trajectoire des particules  $m$  et  $M$  dans le référentiel du laboratoire, nous procéderons à la résolution de l'équation (II.17) de la manière décrite ci-dessous :

Nous débutons en multipliant l'équation (II.17) par le vecteur  $\vec{r}$ , puis nous substituons

$\vec{R}_m - \vec{R}_M$  par  $\vec{r}$  :

$$\vec{r} \wedge \vec{F}_m = \vec{r} \wedge \mu \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (\text{II.19})$$

Comme évoqué auparavant, nous avons constaté que la puissance  $\vec{F}_m$  se trouve dans la même direction que le vecteur  $\vec{r}$ . En conséquence :

$$\vec{r} \wedge \vec{F}_m = \vec{0} \quad (\text{II.20})$$

Il convient de souligner que l'expression (II.20) est applicable uniquement dans le contexte où la force intermoléculaire (ou inter-particulaire) est une force centrale dérivée d'un potentiel présentant une symétrie sphérique. De plus, ladite force est fonction exclusive de la distance séparant les particules. Lorsque les molécules dipolaires se trouvent dans des états excités, cette hypothèse n'est plus valable. Par conséquent, toutes les étapes subséquentes des calculs, notamment la détermination de l'angle de déflexion  $\chi$ , crucial pour les intégrales de collision, demeurent valides uniquement sous réserve de la justification de cette hypothèse [4].

Il est alors possible d'écrire :

$$\vec{r} \wedge \mu \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{0} \quad (\text{II.21})$$

Cette équation peut être formulée de la manière suivante :

$$\frac{d}{dt} \left[ \vec{r} \wedge \frac{d\vec{r}}{dt} \right] - \left[ \frac{d\vec{r}}{dt} \wedge \frac{d\vec{r}}{dt} \right] = \vec{0} \quad (\text{II.22})$$

ant donné que le deuxième terme est nul, car  $d\vec{r}/dt$  est parallèle à lui-même, nous procédons à l'intégration du premier terme par rapport au temps, ce qui nous conduit à :

$$\int \left\{ \frac{d}{dt} \left[ \vec{r} \wedge \frac{d\vec{r}}{dt} \right] \right\} dt = \vec{r} \wedge \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{k} \quad (\text{II.23})$$

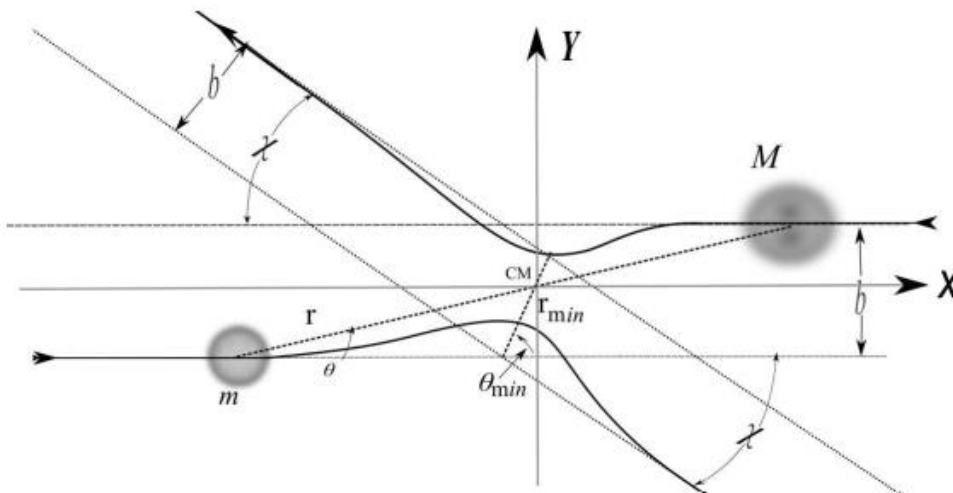
En conséquence, nous disposons de :

$$\vec{r} \wedge \vec{v} = \vec{k} \quad (\text{constante}) \quad (\text{II.24})$$

Où  $\vec{v}$  La vitesse relative des deux particules est représentée par la formule suivante :

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d(\vec{R}_m - \vec{R}_M)}{dt} = \frac{d\vec{R}_m}{dt} - \frac{d\vec{R}_M}{dt} = \vec{V}_m - \vec{V}_M \quad (\text{II.25})$$

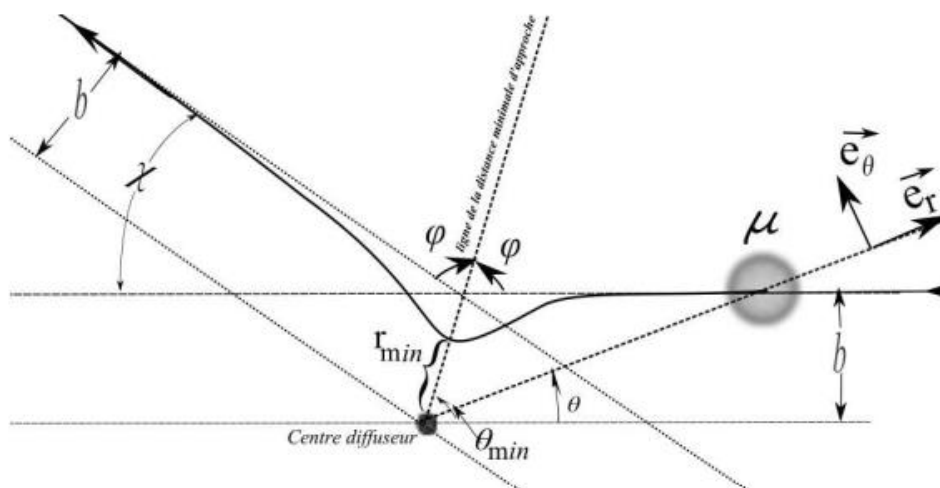
Le vecteur  $\vec{k}$  est constant, et orthogonal au plan formé par les vecteurs, sans dépendre du temps  $\vec{r}$  et  $\vec{v}$ . D'après l'équation mentionnée, (II.24),  $\vec{k}$  peut être définie comme le moment cinétique divisé par la masse, ce qui implique que la collision entre les particules  $m$  et  $M$  se produit exclusivement dans un plan perpendiculaire au moment cinétique engendré par leur vitesse relative  $\vec{v}$  et leur position relative. Ainsi, le problème a été ramené à deux dimensions.



**Figure II.2 :** La représentation typique d'une collision élastique entre deux particules  $m$  et  $M$  implique l'utilisation d'un potentiel d'interaction comprenant à la fois une composante attractive et une composante répulsive [10].

La figure II.2 représente une collision entre deux particules  $m$  et  $M$ , se déroulant dans un plan  $XY$  perpendiculaire au vecteur  $\vec{k}$ . Le paramètre "b" est associé à l'impact, alors que  $\theta$  correspond à l'angle définissant l'orientation instantanée du vecteur  $\vec{r}$ . La valeur de l'angle  $\theta_{\min}$  est associée à la distance minimale d'approche  $r_{\min}$  entre les deux particules. Par la suite, nous introduisons  $\chi$  comme l'angle de déflexion ou de diffusion, qui représente la caractéristique essentielle de la collision pour le calcul ultérieur des coefficients de transport.

La figure II.2 met en évidence deux zones bien définies : une zone où l'effet du potentiel répulsif est prépondérant sur une distance d'environ  $r_{\min}$  par rapport au centre de masse CM, et une autre zone où un champ de potentiel attractif à longue portée est observé. D'un point de vue physique, c'est la contribution conjointe des potentiels attractif et répulsif qui influence la trajectoire des particules lors d'une collision élastique.



**Figure II.3 :** Une illustration caractéristique de la trajectoire de la particule fictive  $\mu$  (problème à un seul corps) autour d'un centre diffus, est présentée dans le référentiel des coordonnées polaires. Le potentiel d'interaction agissant sur la particule  $\mu$  possède une symétrie sphérique [10].

## II.7 Mouvement des électrons dans un champ électrique et magnétique

La charge électrique est à l'origine d'un champ électrique qui induit des forces d'interaction entre les différentes charges. De plus, les charges électriques subissent des forces lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique extérieur. En outre, les charges en mouvement par rapport à des champs magnétiques subissent également des forces. La force de Lorentz permet de combiner de manière pratique les effets électriques et magnétiques agissant sur une charge [10].

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{II.26})$$

Où :

$q$  : la charge (C) ;

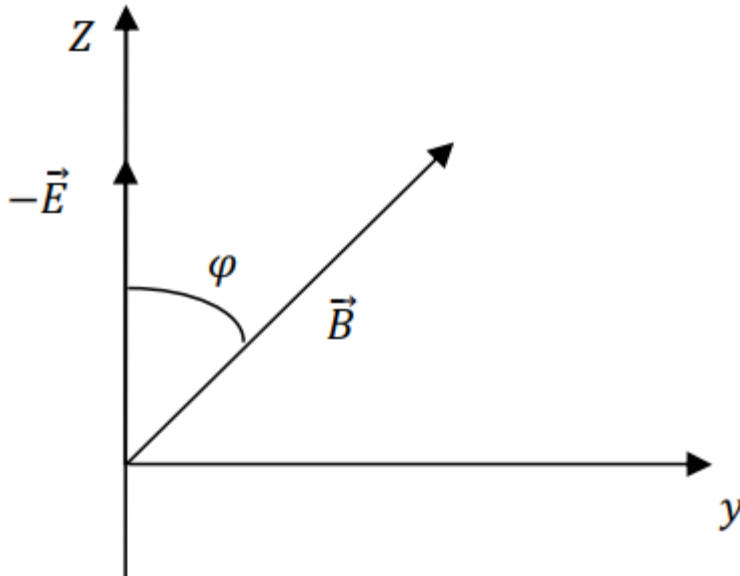
$\vec{E}$  : le champ électrique (V/m) ;

$\vec{v}$  : la vitesse (m/s) ;

$\vec{B}$  : le champ magnétique (Tesla).

### II.7.1 Equations du mouvement

Il est essentiel de connaître la trajectoire de l'électron entre deux collisions successives sous l'influence des forces extérieures. En ce qui concerne un électron de charge  $-e$  et de masse  $m$ , en déplacement au sein d'un champ électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{B}$ .



**Figure II.4** : Les éléments du champ électrique et du champ magnétique [11].

### II.7.2 Cas d'un champ magnétique nul ( $\vec{B} = \vec{0}$ )

Lorsque  $\vec{B} = \vec{0}$  et qu'un champ électrique  $-\vec{E} // Oz$  est présent, les équations suivantes déterminent les composantes de la vitesse :

$$\begin{cases} v_{x1} = v_{x0} \\ v_{y1} = v_{y0} \\ v_{z1} = v_{z0} + \frac{E}{B} \omega_c \Delta t \end{cases}$$

Et les composantes de la position :

$$\begin{cases} x_1 = x_0 + v_{x0} \Delta t \\ y_1 = y_0 + v_{y0} \Delta t \\ z_1 = z_0 + v_{z0} \Delta t + x_0 + \frac{1}{2} \frac{E}{B} \omega_c \Delta t \end{cases}$$

Avec  $\Delta t = t_1 - t_0$  [11].

## **II.8 Conclusion**

Ce chapitre a été consacré à l'étude des sections efficaces de collision, en mettant particulièrement l'accent sur les collisions binaires. En outre, une analyse du mouvement d'un électron dans un champ électrique a été réalisée.

## Références bibliographiques

- [1] H. Zamoum, mémoire de Master en physique : Rayonnement et spectroscopie et optoélectronique, Université Kasdi Merbah Ouargla (2011).
- [2] J. L. Delcroix, '*Physique des plasmas*', inter Editions et CNRS Editions 1994.
- [3] Bittencourt, José A. *Fundamentals of Plasma Physics*. Springer, 2004.
- [4] HIRSCHFELDER, Joseph O., CURTISS, Charles F., et BIRD, R. Byron. *Molecular theory of gases and liquids*. John Wiley et fils, 1964.
- [5] Lavieville, Jerome. *Simulations numériques et modélisation des interactions entre l'entraînement par la turbulence et les collisions interparticulaires en écoulements gaz-solide*. Diss. Rouen, 1997.
- [6] Francis J. Smith et R. J. Munn. Automatic Calculation of the Transport Collision Integrals with Tables for the Morse Potential. *Le Journal de Physique Chimique*, vol. 41, n° 11, p. 3560-3568, 1964.
- [7] Sun Ung Kim et Charles W. Monroe. High-accuracy calculations of sixteen collision integrals for Lennard-Jones (12{6}) gases and their interpolation to parameterize neon, argon, and krypton. *Journal of Computational Physics*, 273 :358{373, September 2014.
- [8] Herbert Goldstein. *Classical mechanics*. Série étudiante du monde. Addison-Wesley, Reading (Mass.), Menlo Park (Calif.), Amsterdam, 1980.
- [9] W. McDaniel, J.B.A. Mitchell et E. Rudd. *Atomic Collisions*. Atomic collisions / Earl W. McDaniel. Wiley, 1993.
- [10] B. Ardjani, mémoire de Magistère en physique des plasmas et des gaz ionisés, Université Aboubakr Belkaid Tlemcen (2006).
- [11] KHEMGANI, Salima. *Calcul des coefficients de transport d'électrons dans un gaz faiblement ionisé soumis à l'action d'un champ électrique et un champ magnétique uniformes par la méthode carlo*. Diss. UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA.

### CHAPITRE III

Résultats et discussions

## Chapitre III Résultats et discussions

### III.1 Introduction

Au cours de ce chapitre, les coefficients de transport, tels que les coefficients de Townsend réduits, le coefficient de diffusion, la mobilité, ainsi que les sections efficaces et les taux de réaction pour les gaz (Ar, He), ont été calculés en résolvant numériquement l'équation de Boltzmann à l'aide du logiciel BOLSIG. Les données relatives aux processus de collision électroniques élastiques et inélastiques ont été identifiées.

### III.2 L'équation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann revêt une importance capitale en physique statistique et en mécanique statistique pour la représentation du comportement des gaz dilués, en modélisant les interactions entre les particules. Cet outil mathématique fondamental permet de saisir le mouvement et les interactions des particules au sein d'un gaz dilué, offrant ainsi la possibilité d'anticiper l'évolution des fonctions de distribution des particules dans l'espace des phases.

Chaque particule du gaz est définie par un vecteur de position.  $\vec{r}$  et un vecteur de vitesse  $\vec{v}$ . À un instant  $t$  donné, le nombre de particules  $dn(\vec{r}, \vec{v}, t)$  est défini par :

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

La fonction  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  caractérise la répartition spatiale de la densité des particules, tandis que  $d\vec{r} d\vec{v}$  représente l'élément de volume centré autour des vecteurs de position  $\vec{r}$  et de vitesse  $\vec{v}$ . La description statistique du comportement d'un système thermodynamique hors équilibre est fournie par l'équation de Boltzmann. Cette équation peut être appliquée à l'analyse des variations de propriétés physiques telles que la chaleur et le moment d'inertie. Sa forme la plus générale est la suivante :

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{r}} + a \frac{\partial f_s}{\partial \vec{v}} = \left\{ \frac{\delta f_s}{\delta t} \right\}_{coll} \quad (\text{III.2})$$

Il s'agit de l'équation décrivant l'évolution de la fonction de distribution des ions ou des électrons. Chaque terme peut être explicité de la manière suivante :

$\frac{\partial f_s}{\partial t}$  décrit l'évolution de la variable f en fonction du temps. au point  $(\vec{r}, \vec{v})$ .

$v \frac{\partial f_s}{\partial \vec{r}}$  décrit l'évolution de f en fonction de la diffusion des ions ou des électrons.

$a \frac{\partial f_s}{\partial \vec{v}}$  désigne la variation de f engendrée par des forces extérieures,  $\vec{a}$  Etant l'accélération des forces extérieures dues à l'effet des champs électrique et magnétique.

$\left\{ \frac{\delta f_s}{\delta t} \right\}_{coll}$  désigne la variation de f engendrée par les collisions [1].

### III.3 BOLSIG

Afin de résoudre l'équation de Boltzmann relative aux électrons, le logiciel BOLSIG a été employé. Ce logiciel de simulation se distingue par sa rapidité et sa précision. Il a été spécifiquement conçu pour la résolution numérique de l'équation de Boltzmann concernant les électrons évoluant dans des gaz faiblement ionisés soumis à des champs électriques uniformes en régime stationnaire. Son utilisation principale réside dans la détermination des coefficients de transport des électrons et des coefficients de taux pour différentes valeurs d'E/N, en vue de son intégration avec les logiciels de modélisation des décharges de la série SIGLO.

Il est à souligner que le code BOLSIG ne prend pas en charge les sources de faisceaux d'électrons, les collisions coulombiennes ou les collisions super élastiques. Pour bénéficier de ces fonctionnalités et d'autres options, un solveur Boltzmann commercial est disponible chez Kinema Software [2].

### III.4 Les paramètres d'entrés de la décharge

Dans le cadre de la résolution numérique de l'équation de Boltzmann, les coefficients de transport ont été déterminés en prenant en compte les paramètres d'entrée d'une décharge électrique faiblement ionisée soumise à un champ électrique uniforme, à l'aide du logiciel BOLZIG+ (cf. Tableau III.1).

Les sections efficaces de collision ont été calculées pour des énergies électroniques allant jusqu'à 10000 eV.

Paramètres d'entrés de la décharge	Data
Gaz	Ar, He
Pression	1 atm
Température	300 °K
Champ électrique réduit	100 Td
coefficient d'ionisation	$\alpha = 10^{-4}$

Tableau III.1 : Paramètres de la décharge.

### III.5 Résultats et Discussion

#### III.5.1 Les sections efficaces

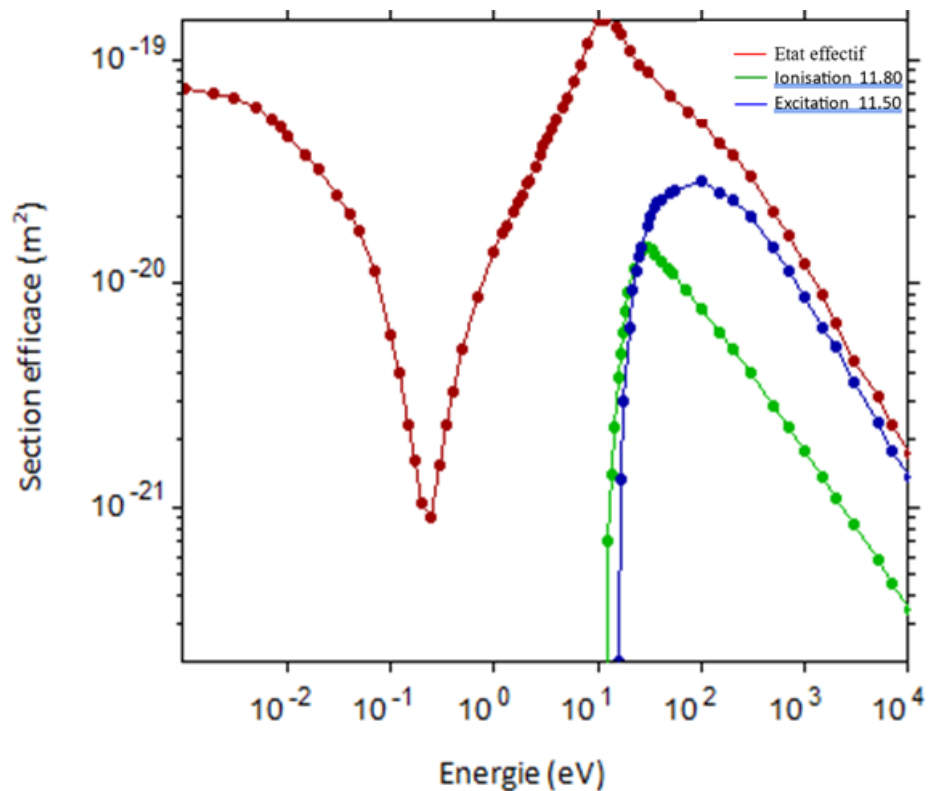


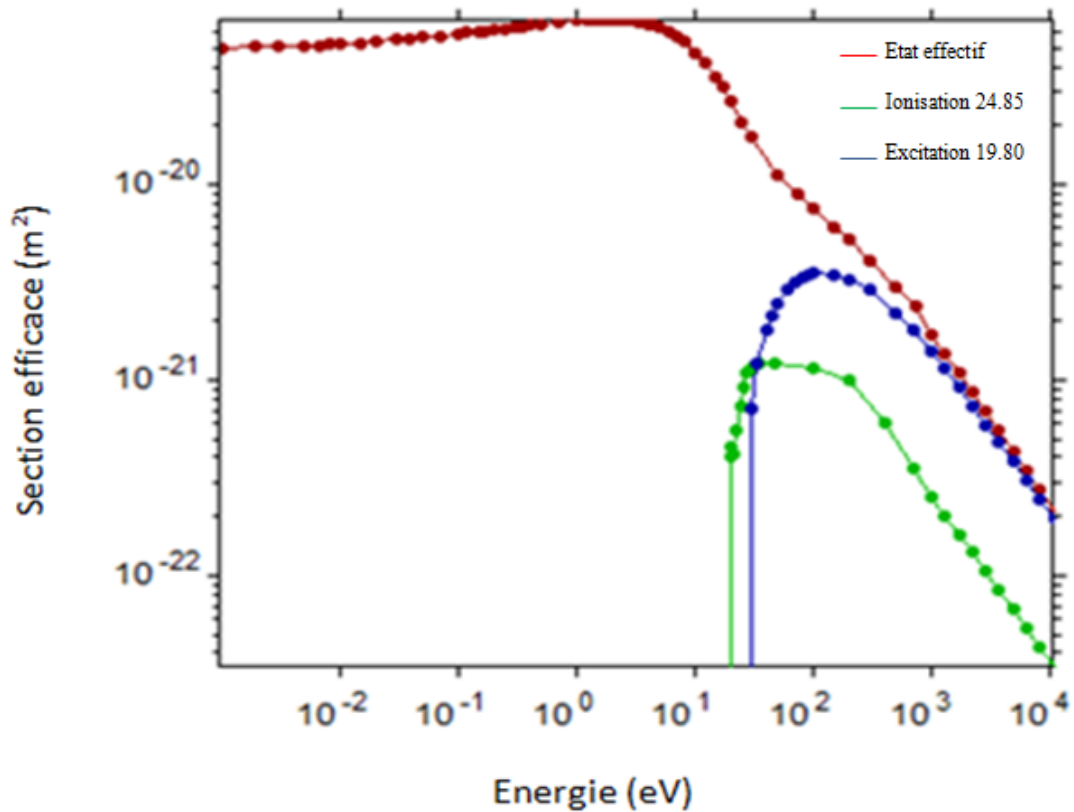
Figure III.1 : Les sections efficaces pour l'argon (Ar) en fonction de l'énergie des électrons pour trois niveaux d'excitation.

Les collisions entre les électrons et les neutres se produisent selon trois types :

1. Une collision élastique se produit lorsque la quantité totale de mouvement est conservée. L'énergie totale des particules reste constante lors de la collision, mais il y a transfert d'impulsion (de quantité de mouvement).
2. Les collisions inélastiques impliquent une conversion de l'énergie cinétique d'une particule en énergie interne d'une autre particule.
3. L'excitation et l'ionisation sont les types de collisions inélastiques les plus couramment observés dans les atomes de gaz rares. Dans les gaz moléculaires, les sections efficaces pour les modes de vibration et de rotation qui se produisent à de faibles énergies d'électrons constituent également des collisions inélastiques.
4. Les collisions super-élastiques, également connues sous le nom de collisions de type II, sont des collisions au cours desquelles l'énergie interne est transformée en énergie cinétique [3].

La figure III.1 indique les sections efficaces de collision élastique de l'argon (**Ar**), sur la gamme énergétique 0-10000 eV, pour l'état effectif (transfert de quantité de mouvement) on remarque un pic d'énergie pour lequel la section efficace est maximale pour 10 eV.

Tandis que pour le niveau d'excitation (11.50 eV) ( $Ar \rightarrow Ar^*$ ) on a un pic d'énergie pour lequel la section efficace est maximale pour 100 eV. Enfin, pour le niveau d'ionisation (11.80 eV) ( $Ar \rightarrow Ar^+$ ) on a un pic d'énergie pour lequel la section efficace est maximale pour 40 eV.



**Figure III.2 :** Les sections efficaces pour l'hélium (He) en fonction de l'énergie des électrons pour trois niveaux d'excitation.

La figure III.2 indique les sections efficaces de collision élastique de l'hélium (He), sur la gamme énergétiques 0-10000 eV, pour l'état effectif (transfert de quantité de mouvement) on remarque un pic d'énergie pour lequel la section efficace est maximale pour 1eV.

Tandis que pour le niveau d'excitation (19.80 eV) ( $He \rightarrow He^*$ ) on a un pic d'énergie pour lequel la section efficace est maximale pour 100 eV. Enfin, pour le niveau d'ionisation (24.85 eV) ( $He \rightarrow He^+$ ) on a un pic d'énergie pour lequel la section efficace est maximale pour 50 eV.

III.5.2 Les coefficients de transport

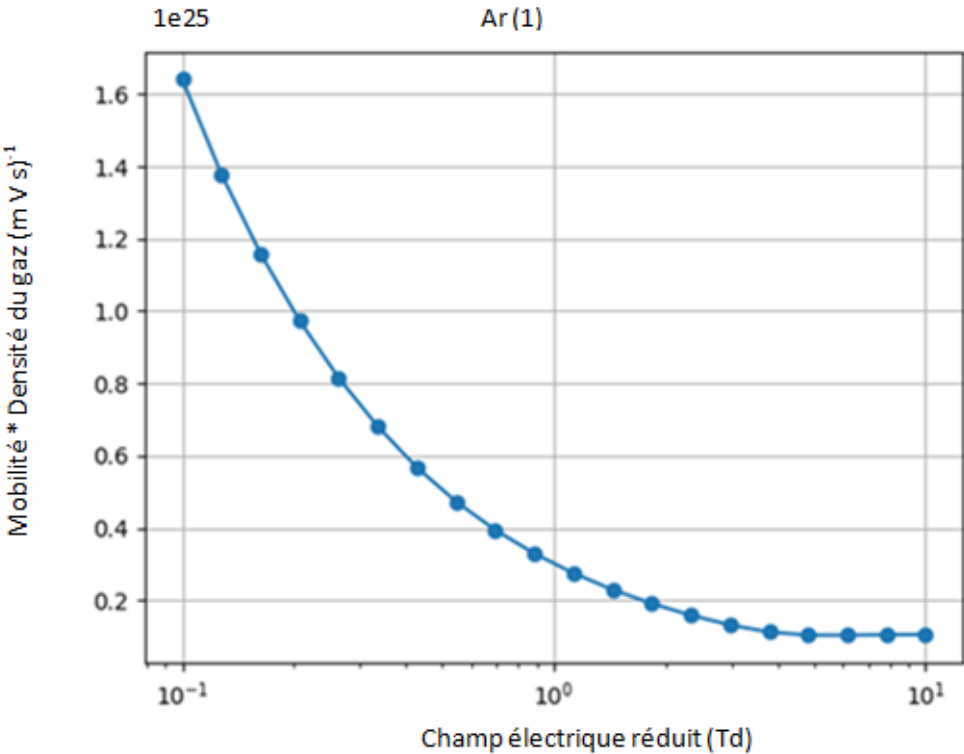


Figure III.3 : Courbe de la mobilité électrique de l'argon en fonction du champ électrique réduit.

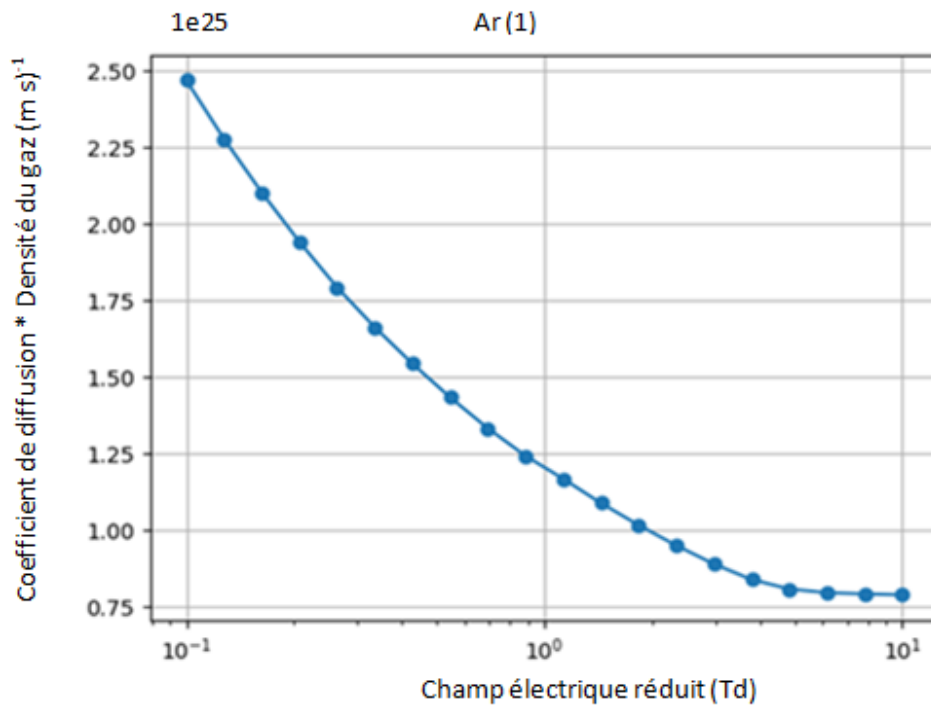


Figure III.4 : Coefficient de diffusion de l'argon en fonction du champ électrique réduit.

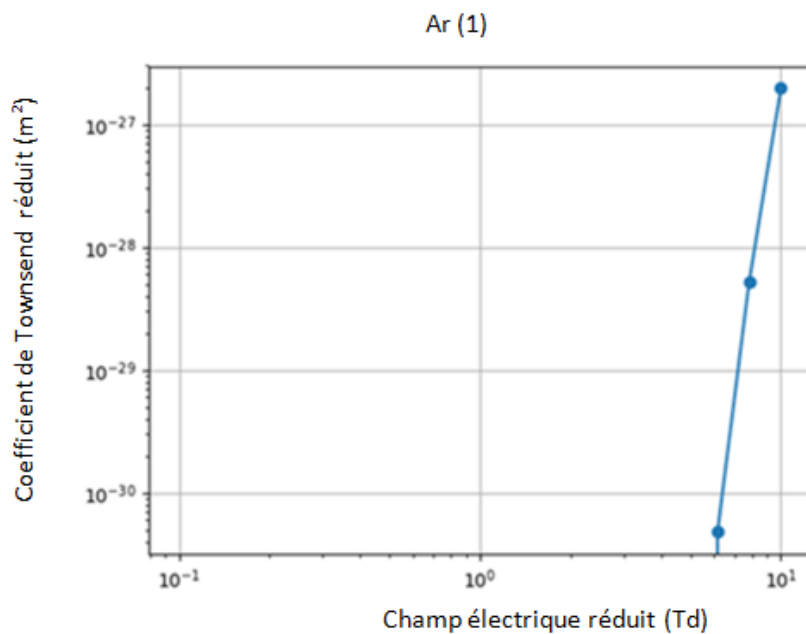


Figure III.5 : Coefficient de Townsend réduit de l'argon en fonction du champ électrique réduit.

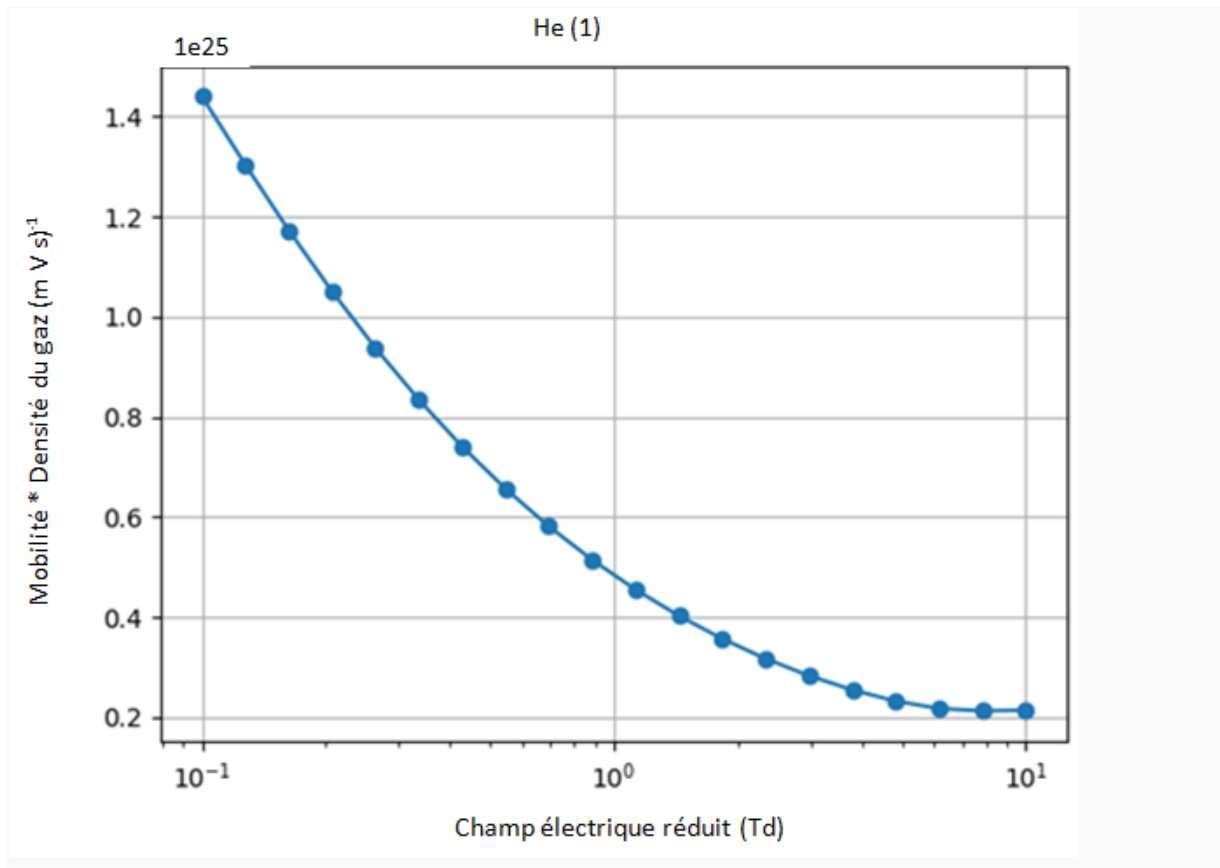
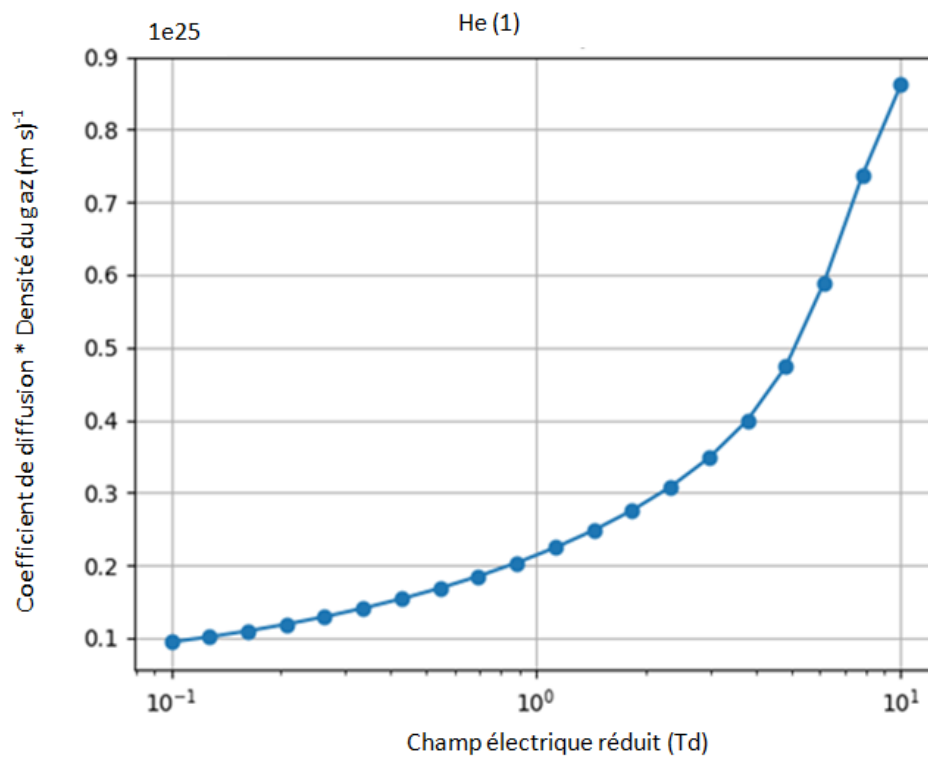
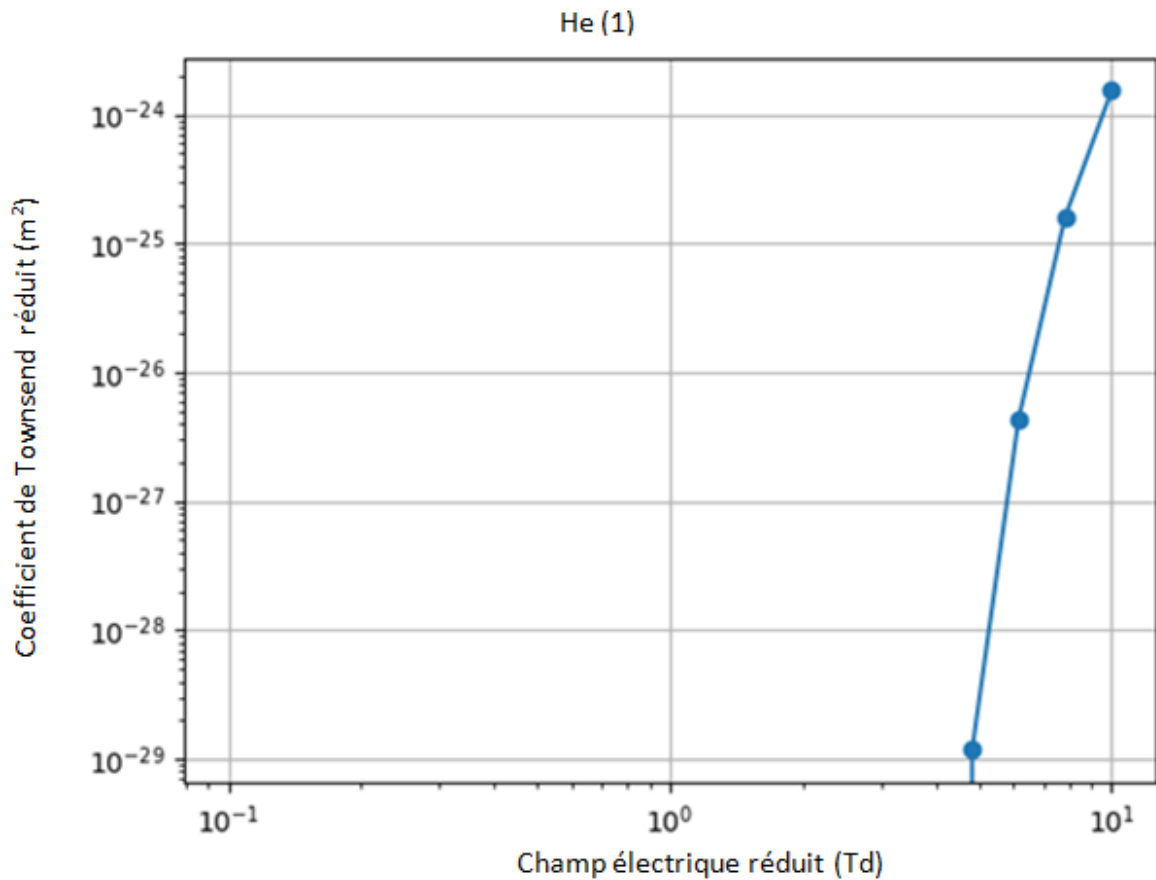


Figure III.6 : La mobilité électrique d’hélium en fonction du champ électrique réduit.



**Figure III.7 :** Coefficient de diffusion d'hélium en fonction du champ électrique réduit.**Figure III.8 :** Coefficient de Townsend réduit d'hélium en fonction du champ électrique réduit.

Selon les figures III.3, III.4, III.5, III.6, III.7, et III.8 la mobilité atteint une valeur maximale au début de la décharge, puis diminue avec l'augmentation de champ électrique réduit en raison de la diminution rapide de la section efficace pour les collisions électron-électron. En revanche, le coefficient de diffusion augmente pour l'Hélium avec l'augmentation de champ électrique réduit vers l'état d'équilibre du plasma, comme illustré dans la figure III.7.

Coefficients de transports	Ar	He
Energie moyenne (eV)	5.374	5.954
Mobilité *N (1/m/V/s)	$0.1050 \cdot 10^{+25}$	$0.2155 \cdot 10^{+25}$
Coefficient de diffusion *N (1/m/s)	$0.7359 \cdot 10^{+25}$	$0.8749 \cdot 10^{+25}$
Mobilité énergétique*N (1/m/V/s)	$0.1382 \cdot 10^{+25}$	$0.3632 \cdot 10^{+25}$
Coefficient de diffusion d'énergie*N (1/m/s)	$0.5914 \cdot 10^{+25}$	$0.1264 \cdot 10^{+26}$
Fréquence totale des collisions /N (m <sup>3</sup> /s)	$0.1161 \cdot 10^{-12}$	$0.7574 \cdot 10^{-13}$
Fréquence de momentum /N (m <sup>3</sup> /s)	$0.1675 \cdot 10^{-12}$	$0.8162 \cdot 10^{-13}$
Coefficient d'ionisation Townsend alpha /N (m <sup>2</sup> )	$0.7889 \cdot 10^{-26}$	$0.1673 \cdot 10^{-23}$

Tableau. III. 2 : Coefficients de transports de l'argon et d'hélium.

D'après le tableau. III. 2, on remarque que les coefficients de transport de l'hélium sont plus élevés que ceux de l'argon, à l'exception de fréquence totale des collisions et de la fréquence de momentum.

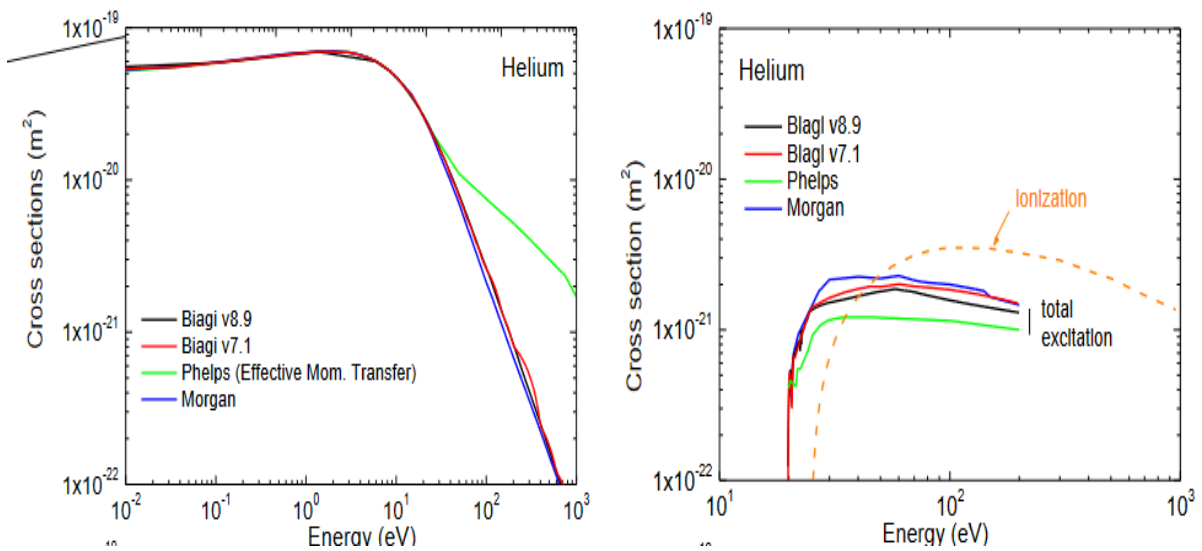
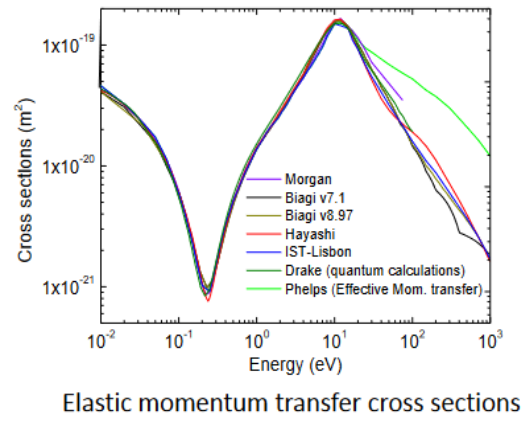
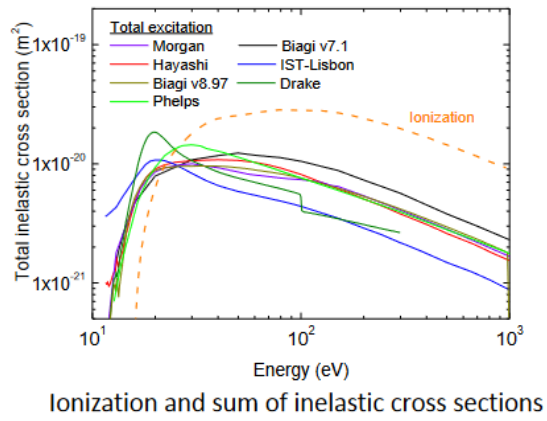


Figure III.9 : Les sections efficaces pour l'hélium (He) en fonction de l'énergie des électrons [4].



**Figure III.10** : Les sections efficaces pour l'Argon (Ar) en fonction de l'énergie des électrons [4].

### III.4 Conclusion

- Lorsque l'ionisation est considérée comme un processus d'excitation sans création d'électrons secondaires, la section efficace de collision électron-électron diminue rapidement avec l'augmentation de l'énergie électronique.
- La mobilité atteint une valeur maximale au début de la décharge, puis diminue avec l'augmentation de champ électrique réduit en raison de la diminution rapide de la section efficace pour les collisions entre électrons. En revanche, le coefficient de diffusion augmente avec l'augmentation de champ électrique réduit vers l'état d'équilibre du plasma.
- En comparant nos résultats avec d'autres travaux expérimentaux et théoriques tels que les travaux de A V Phelps, et de Morgan [4] (voir la figure III.9 et la figure III.10) on constate qu'ils sont très similaires, ce qui confirme la fiabilité et la validité de nos résultats.

## Références

- [1] Loukil Halima, Description Electrique d'une Décharge à Barrières Diélectriques pour Lampe à Xénon Pur, thèse de doctorat (2014).
- [2] Pitchford, Leanne C. et coll. "Code Boltzmann convivial pour les électrons dans les gaz faiblement ionisés." Dossier de conférence IEEE - Résumés. Conférence internationale IEEE 1996 sur la science du plasma (1996).
- [3] Gorur G. Raju, "Electron-atom Collision Cross Sections in Argon: An Analysis and Comments", Transactions IEEE sur les diélectriques et l'isolation électrique, Vol. 11, No. 4; August 2004.
- [4] SF Biag et al., "Comparisons of sets of electron-neutral scattering cross sections and calculated swarm parameters in Helium and Neon", 2011 GEC Plasma Data Exchange Project.

## CONCLUSION GÉNÉRALE

### *Conclusion générale*

Dans ce mémoire, nous avons exposé une étude portant sur le calcul des coefficients de transport des électrons dans un gaz faiblement ionisé sous l'influence d'un champ électrique uniforme.

On a déterminé les paramètres de transport en résolvant l'équation de Boltzmann à l'aide du logiciel BOLSIG, et en utilisant la base de données de Phelps. [1].

La compréhension des coefficients de transport est essentielle pour améliorer les modèles de simulation des fluides de plasma, ainsi que pour évaluer l'évolution temporelle des densités des radicaux et des particules chargées.

Nous avons employé le logiciel BOLSIG+ [2] afin d'acquérir les informations relatives aux sections efficaces et aux coefficients de transport de l'hélium et de l'argon lors de chaque collision. Nous avons identifié :

- Les sections efficaces de collision élastique de l'argon (Ar) révèlent un pic d'énergie à 10 eV, correspondant à une section efficace maximale pour le transfert de quantité de mouvement.
- Concernant le niveau d'excitation (11.50) ( $\text{Ar} \longrightarrow \text{Ar}^*$ ) on observe un pic d'énergie pour lequel la section efficace est maximale à 100 eV. En ce qui concerne le niveau d'ionisation (11.80 eV) ( $\text{Ar} \longrightarrow \text{Ar}^+$ ), un pic d'énergie est également observé, avec une section efficace maximale à 40 eV.
- Les sections efficaces de collision élastique de l'hélium (He) révèlent, pour l'état effectif du transfert de quantité de mouvement, la présence d'un pic d'énergie où ladite section efficace atteint son maximum à 1eV.
- En ce qui concerne l'état d'excitation (19.80 eV) ( $\text{He} \longrightarrow \text{He}^*$ ) On observe un pic d'énergie correspondant à une section efficace maximale à 100 eV. En outre, en ce qui concerne le niveau d'ionisation (24.85 eV) ( $\text{He} \longrightarrow \text{He}^+$ ) Il existe un pic d'énergie où la section efficace atteint son maximum pour 50 eV.

## Conclusion générale

---

- Lorsque l'ionisation est envisagée comme un processus d'excitation sans génération d'électrons secondaires, la section efficace de collision électron-électron diminue rapidement avec l'accroissement de l'énergie électronique.
- La mobilité des électrons atteint son pic au début de la décharge, puis décroît à mesure que le champ électrique diminue en raison de la diminution rapide de la section efficace des collisions électroniques. En revanche, le coefficient de diffusion augmente à mesure que le champ électrique diminue vers l'état d'équilibre du plasma.

### **Référence**

[1] [www.lxcat.net/Phelps](http://www.lxcat.net/Phelps).

[2] [www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr](http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr).

## Résumé

L'objectif de cette étude consiste à déterminer les coefficients de transport dans un gaz faiblement ionisé soumis à un champ électrique uniforme. La connaissance des paramètres de transport est essentielle pour la modélisation des plasmas et la caractérisation de certaines de leurs propriétés.

Ces calculs ont été réalisés pour des gaz rares tels que l'hélium (He) et l'argon (Ar).

L'évaluation des coefficients de transport repose sur la résolution de l'équation de Boltzmann à l'aide du logiciel BOLSIG. Les coefficients de transport obtenus comprennent le coefficient de Townsend réduit, le coefficient de diffusion, la mobilité et les taux de réaction.

Cette recherche a été réalisée à une température de gaz de 300 K et dans un champ électrique réduit de 100 Td. Cette étude s'appuie sur les travaux de Phelps.

**Mots clés :** Coefficients de transport, Décharge électrique faiblement ionisé, Gaz rares, champ électrique uniforme.

---

## Abstract

The aim of this study is to ascertain the transport coefficients in a gas with low ionisation levels that is exposed to a consistent electric field. Understanding transport parameters is crucial for plasma modelling and the characterisation of certain features.

These calculations were performed for noble gases such as helium (He) and argon (Ar). The evaluation of transport coefficients is based on the resolution of the Boltzmann equation using the BOLSIG software. The transport coefficients obtained include the reduced Townsend coefficient, the diffusion coefficient, mobility and reaction rates.

This research was conducted at a gas temperature of 300 K and in a reduced electric field of 100 Td. This study builds on the work of Phelps.

**Keywords:** Transport coefficients, Low ionised electric discharge, Rare gases, Uniform electric field.

---

## ملخص

الهدف من هذا العمل هو حساب معاملات النقل في غاز ضعيف التأين يتعرض لمجال كهربائي منتظم. إن معرفة معاملات النقل ضرورية لأي نمذجة في البلازما ولتحديد بعض خصائص البلازما.

تم إجراء هذه الحسابات للغازات النادرة مثل الهيليوم (He) والارجون (Ar).

تم تحديد معاملات النقل عن طريق حل معادلة بولتزمان باستخدام برنامج BOLSIG. معاملات النقل المحسوبة هي: معامل تاونسند المخفض، ومعامل الانتشار، والحركة، ومعدل التفاعل....

أجريت هذه الدراسة في ظروف درجة حرارة الغاز 300 كلفن ومجال كهربائي مخفض 100 Td، ويستند هذا العمل على قاعدة بيانات فيلبس [11].

**الكلمات المفتاحية:** معاملات النقل، التفريغ الكهربائي المتأين الضعيف، الغازات النادرة، المجال الكهربائي المنتظم.