

République Algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifiques

Université Abou - Bakr Belkaïd - Tlemcen
Faculté des sciences
Département de physique



Mémoire Présenté pour obtenir le diplôme de :
Magister en physique des plasmas et gaz ionisés

Par
M^r HENNANE Omar

Sur le Thème

**Etude de l'influence de la charge d'espace
sur la dynamique des particules neutres
dans une décharge pointe plan**

Soutenu le : 25 JANVIER 2012 devant le jury :

Président : Mr **BOUHAFS Benamar** Maître de Conférences classe A

Encadreur : M^r **LEMERINI Mostefa** Professeur

Examinatrice : M^{me} **RAHMOUN Khadidja** Maître de Conférences classe A

Examinatrice : M^{me} **AMRANI Zoubida** Maître de Conférences classe A



Remerciements

Je remercie Dieu tout puissant de m'avoir accordé la volonté et le courage pour réaliser ma thèse.

*Ce travail a été réalisé au laboratoire de Physique Théorique de la faculté des Sciences de l'Université Abou Bakr Belkaid de Tlemcen. Sous la direction du professeur Monsieur **LEMERINI Mostefa**. Je tiens à lui exprimer mes sincères remerciements ainsi que ma profonde gratitude pour son suivi constant et ses précieux conseils qui m'ont permis de mener à bien ce travail.*

*Je remercie vivement Monsieur le maître de conférences **B. BOUHAFS** pour avoir bien voulu accepter de présider le jury de ce travail ainsi que Mesdames **K. RAHMOUN** maître de conférences à l'Université de Tlemcen et **Z. AMRANI** maître de conférences à l'Université de Tlemcen qui m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail.*

Je voudrais aussi présenter mes remerciements à tous les membres du laboratoire et à tous les amis.



Merci

Dédicaces

C'est avec une immense joie que Je dédie ce modeste travail aux êtres les plus chers au monde, mes très chers parents pour tout leur soutien moral durant ces années d'études et l'amour qu'ils m'ont toujours témoigné.

A M . F Nesrine Btihal.

A mes frères, leurs enfants.

A mes sœurs, leurs maris et leurs enfants.

A tous ceux qui me sont chers.



Merci!

Résumé

Dans ce travail, on se propose d'étudier l'influence de la charge d'espace créée par les électrons, ions positifs et les ions négatifs sur le mouvement des particules neutres contenues dans un gaz et soumises à une décharge électrique pointe plan de type couronne. Cette étude revient à analyser le comportement (l'évolution et l'action) du champ électrique créé dans l'espace inter-électrodes en général sur l'ensemble d'un gaz ou un mélange gazeux hors équilibre thermodynamique, en analysant l'évolution spatio-temporelle de la densité et la température du gaz neutre soumis à ces différentes configurations du champ de charge d'espace. L'évolution spatio-temporelle des neutres est analysée sur la base des équations fluides, c'est-à-dire les équations de continuité, de la quantité de mouvement, et de l'énergie, dans un espace à deux dimensions (géométrie de révolution cylindrique). On a adopté, pour cette résolution du système, la procédure dite F.C.T. (Flux Corrected Transport), dont le principe de base réside dans l'application d'une diffusion corrective issue d'un schéma dispersif. Les résultats obtenus montrent que la charge d'espace influe sur la dynamique des neutres surtout quand elle se trouve au milieu.

MOTS CLES : charge d'espace – décharge hors équilibre - Modèle hydrodynamique – équation de poisson - technique (F.C.T).

Abstract

In this work, we propose to study the influence of the space charge on the movement of the neutral particles contained in a gas and subjected to an electric shock point's plane of type crowns. This study amounts in general analyzing the behavior (evolution and the action) of the electric field created in space inter-electrodes on the whole of a gas or a gas mixture except thermodynamic balance, by analyzing the spatio temporal density and temperature of neutral gas subjected to these various configurations of the field of space charge. The spatio temporal evolution of neutrals is analyzed based on fluid equations, that is to say, the equations of continuity, momentum and energy in a two- dimensional space (geometry Revolution cylindrical). It was adopted for the resolution of the system, the so-called F.C.T. (Flux Corrected Transport), whose basic principle lies in the application of a broadcast after a corrective pattern device. The results show that the space charge influent the neutral dynamic.

KEY WORDS: space charge - discharge except balance - hydrodynamic Model - Poisson's equation - technique (F.C.T).

Liste des symboles

Les symboles sont généralement définis quand ils apparaissent dans le texte. La liste dans le tableau ci-dessous contient seulement les symboles, les abréviations et les indices les plus communément utilisés. Certaines grandeurs listées ci-dessous peuvent apparaître surmontées d'une flèche dans le corps du texte quand ce sont des vecteurs.

Lettres latines :

E_C : l'énergie cinétique

$m_e, (m_i)$: masse de l'électron, (d'ion)

ϵ_0 : permittivité du vide

q : la charge de l'électron

λ_D : est la longueur de Debye

T_e : la température des électrons

n_e : est la densité d'électrons

\vec{S}_K : est le vecteur flux d'énergie cinétique total

\Rightarrow_P : le tenseur de pression cinétique

\Rightarrow_D : le tenseur de diffusion

\Rightarrow_τ : le tenseur des tensions visqueux

ψ : la propriété transportée

ρ : la densité massique

\vec{v} : la vitesse de transport

Abréviations :

E.T.C : Équilibre thermodynamique complet

E.T.L : Équilibre thermodynamique local

F.C.T : la correction de flux de transport (anglais : flux corrected transport)

Valeurs :

$k_B = 1.38062 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$

$h = 6.6262 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$

$m_e = 9.31 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$

$\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$

$q = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

Indice :

r : composante radiale

X : composante suivant l'axe des x

Z : composante suivant l'axe des z

Col : collision

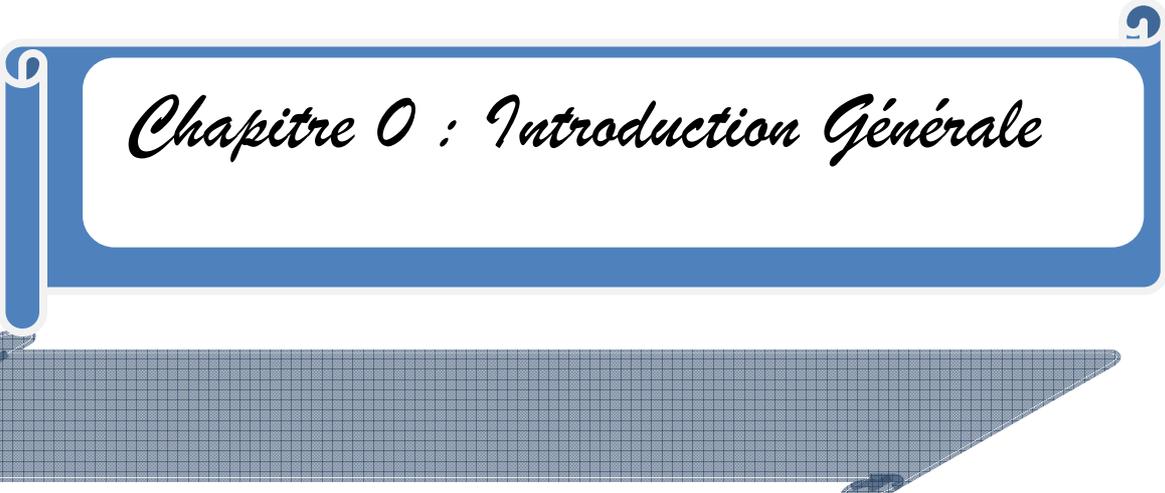
Th: Thermique.

Sommaire

Sommaire

Chapitre 0:Introduction générale.....	1
Chapitre I:Généralités et phénomènes dans les plasmas.	6
I-1.Introduction.....	7
I-2.Définition D'un Plasma.....	9
I-2-1.Qu'est-ce qu'un plasma ?.....	9
I-2-2.Grandeurs caractéristiques.....	10
I-2-3.Classification des plasmas.....	16
I-2-4.Comment génère-t-on un plasma froid ?.....	17
I-3. Paramètres électriques et physiques.....	17
I-3-1. Champ électrique.....	17
I-3-2. Fonction de distribution des particules.....	18
I-3-3. Physique des collisions atomiques dans une décharge électrique.....	19
I-4.Décharges électriques.....	19
I-4-1. Décharge non autonome.....	20
I-4-2. Décharge de Townsend.....	20
I-4-3. Décharge à haute pression (décharge d'arc).....	21
I-5.Rappels des différents régimes de décharge en pointe –plan..	23
I-6.Quelques propriétés des décharges couronnes.....	24
I-6-1.Décharges couronnes positives.....	25
I-6-2.Décharges couronnes négatives.....	27
I-7.étude théoriques.....	28
I-7-1. Décharge transitoire pointe plan.....	29
I-7-2. Théorie des dards.....	30
I-7-3. Propagation du streamer positif.....	31
I-7-4. Propagation du streamer négatif.....	35
I-8. Interaction gaz neutre-gaz ionisé.....	35
I-9. Conclusion.....	36
Chapitre II: Modèle hydrodynamique.....	37
II-1. Introduction.....	38
II-2. Équation de Boltzmann non-relativiste.....	38
II-3. Établissement des équations de transport.....	39

II-3-1. Équation de transport d'une quantité	39
II-3-2. Les équations fondamentales de conservation.....	41
II-3-2-1.L'équation de continuité.....	41
II-3-2-2.équation de conservation du moment.....	41
II-3-2-3.équation de conservation de l'énergie cinétique.....	41
II-4.Formalisme hydrodynamique.....	42
II-4-1. Formalisme hydrodynamique du gaz ionisé	42
II-4-2. Formalisme hydrodynamique du gaz neutre.....	43
II- 4-2-1.Equation de continuité.....	43
II-4-2-2.Equation de conservation de la quantité de mouvement.....	43
II-4-2-3.Equation de conservation de l'énergie	45
II-5.Couplage de la dynamique des particules chargées à la dynamique des particules neutres.....	46
II-6. Conclusion.....	46
Chapitre III: La méthode de simulation.....	47
III-1. Traitement numérique des équations de transport.....	48
III-1-1. Principe de la méthode des volumes finis.....	48
III-1-2. Discrétisation par la méthode des volumes finis	49
III-1-3. Procédure de "Time-Splitting" (J.P.Boris. D.L.Book 1973).....	54
III-2. Les techniques de correction de flux de transport (F.C.T)..	55
III-2-1.Introduction.....	55
III-2-2. Principe de la technique FCT.....	56
III-2-3. Le transport diffusif.....	57
III-2-4. Anti- diffusion.....	58
III-3.Etude de l'algorithme SHAST2D.....	59
III-4. Mise en œuvre du code.....	62
III-4-1.Résolution dans l'approximation "Time-Splitting".....	62
III-4-1-1.Transport radial	63
III-4-1-2.Transport axial.....	63
III-4-1-3. Calcul des termes sources sur l'axe.....	64
III-4-2.Définition du domaine d'étude.....	65
III-5. Problème des conditions sur l'axe, le plan, les parois.....	67
III-5-1.sur l'axe.....	67
III-5-2. Sur le plan.....	67
III-5-3.Sur la pointe.....	67
III-5-4.sur les parois.....	68
III-6.conclusion.....	68
Chapitre IV : Résultats de la simulation.....	69
Chapitre V: Conclusion générale.....	108



Chapitre 0 : Introduction Générale

Introduction Générale

Ce travail a été effectué au sein de l'option : 'Physique des plasmas et gaz ionisés' du département de physique de l'université de Tlemcen. Il est consacré à l'étude de l'influence de la charge d'espace sur la dynamique des particules neutres dans une décharge pointe plan.

Les phénomènes pré disruptifs, ou claquages incomplets, dans un intervalle d'air soumis à un champ électrique inhomogène, ont une grande importance en électrotechnique. Les problèmes fondamentaux des décharges dans les gaz, concernent l'interaction entre le gaz porteur (particules neutres) et le gaz ionisé (électrons et ions). En effet, le transfert d'énergie des particules chargées vers les particules neutres, joue un rôle déterminant dans l'évolution de décharge. Ce transfert peut prendre plusieurs formes : ionisation et excitation des molécules modifiant ainsi leur énergie potentielle, mais aussi transfert d'énergie thermique. C'est le rôle le plus important, car il conditionne l'aspect dynamique des neutres (chauffage des neutres, variation de la densité, et mouvement du gaz). La dynamique des neutres joue donc un rôle essentiel sinon décisif dans la formation et le développement des décharges dans les gaz. En général, dans certains plasmas froids apparaissent des instabilités, ce qui constitue l'une des principales limitations du vaste domaine d'applications des décharges électriques dans les gaz. Ces instabilités sont divisées en deux types :

a) instabilités d'origine électrostatique, elles résultent des effets de charge d'espace qui se produisent dans le gaz, et qui modifient fortement le champ électrique local.

b) instabilités d'origine thermique, elles résultent alors de transferts d'énergie depuis les particules chargées vers les particules neutres.

Dans les conditions de plasma froid, le gaz est faiblement ionisé (le rapport densité électrons, sur densité des neutres est inférieur ou égal à 10^{-4}). Autrement dit, on peut considérer que les phénomènes d'ionisation ne modifient pas de façon significative la population des neutres. Dans le point de vue adopté dans notre travail le rôle de la décharge est uniquement de générer une densité de puissance, et d'étudier les effets du point de vue de la dynamique des neutres. La décharge est supposée posséder la symétrie de révolution et les grandeurs fondamentales (densité, température) dépendent des coordonnées spatiales (r, z) et

du temps. Nous nous sommes tout particulièrement attachés à suivre l'évolution spatio-temporelle de la densité et la température des neutres, sous l'effet et l'action des charges d'espaces.

La simulation numérique a connue un développement énorme depuis quelques années. En effet, de très gros progrès dans divers domaines scientifiques ont été réalisés. Ces progrès sont liés évidemment d'une part à la capacité de stockage des ordinateurs de plus en plus grande ainsi qu'à leur vitesse de calcul de plus en plus élevée, et d'autre part à l'élaboration d'algorithmes numériques plus puissants et bien adaptés aux divers types de problèmes. La simulation, implique également la modélisation du système à étudier, car bien évidemment l'ordinateur ne peut traiter un système, par exemple, à 10^{26} particules, en suivant l'histoire de chaque particule.

Des techniques de plasmas sont générées la plupart du temps par la rupture électrique d'un gaz neutre en présence d'un champ électrique externe. Les décharges sont classifiées selon des décharges à courant continu (C.C), des décharges à courant alternatif (C.A), ou des décharges pulsées sur la base du comportement temporel du champ électrique. Les caractéristiques spatiales et temporelles d'un plasma dépendent largement de l'application particulière pour laquelle le plasma sera utilisé. Les études sur la décharge dans les gaz sont toujours très actives. La décharge utilisée dans ce manuscrit est une décharge à effet couronne réalisée avec deux électrodes très dissymétriques afin d'obtenir un champ électrique beaucoup plus important au voisinage de l'une des deux électrodes.

La décharge couronne est une décharge auto maintenue, elle fait partie des décharges luminescentes, à un grand potentiel. Elle peut fonctionner à des courants de quelques μA jusqu'à quelques mA pour des tensions de 1-20 kV, pour des distances inter électrodes de l'ordre du centimètre, avec des densités de particules très hétérogènes entre les électrodes. Par sa simplicité d'utilisation, la décharge couronne est intéressante. En effet, la décharge couronne est une décharge électrique gazeuse qui fonctionne sans apport extérieur de charges.

Dans cette décharge, le processus d'ionisation est limité par le laplacien du champ électrique à des régions proches des électrodes. La décharge peut avoir différents aspects selon la géométrie du champ. Elle peut être de Townsend, luminescente, ou autre. L'application d'impulsions de tension de courte durée (50-200 ns) avec des fréquences de répétition excédant parfois le kilohertz, permet d'obtenir des impulsions de courant de forte amplitude sans disruption. Ces décharges sont généralement obtenues avec des géométries d'électrodes hétérogènes (classiquement fil cylindre), malgré des niveaux de tension

importants (amplitude de l'impulsion de tension au de la de 30 kV), on observe ainsi des pics de courants élevés (150 A) sans toutefois observer de disruption, la faible durée d'application du champ électrique ne permettant pas la transition à l'arc. Il s'agit de décharges couronnes pulsées.

La décharge couronne est utilisée à plusieurs fins intéressantes comme la peinture électrostatique la génération d'ozone commercial, la dépollution, le traitement de surface, etc. Les processus d'ionisations sont alors initiés dans la région où le champ électrique est le plus intense. La création du canal ionisé (streamer) est identique à celle observée dans une DBD, mais l'extinction de la décharge se produit dans les zones où le champ électrique est trop faible pour maintenir l'ionisation. L'utilisation d'un diélectrique n'est pas nécessaire pour arrêter la progression de la décharge et le passage au régime d'arc. Les processus chimiques impliqués relèvent d'une analyse identique à celle de la DBD.

La simulation est donc proche de la théorie dans le sens où l'on calcule numériquement les diverses fonctions mathématiques établies (dérivées, intégrales etc...), mais elle est également proche de l'expérience par son côté évolution dynamique et mesures. De plus l'un des attraits de la simulation réside en la possibilité de faire des "découvertes" sans disposer d'expériences réelles; c'est pour cela que l'on qualifie la simulation "d'expérience théorique", par opposition à l'expérience réelle. C'est un travail très important puisqu'il permet de définir un choix de code bien adapté au système dont on veut simuler l'évolution.

Les problèmes fondamentaux des décharges dans les gaz, concernent l'interaction entre le gaz porteur (particules neutres) et le gaz ionisé (électrons et ions). En effet, le transfert d'énergie des particules chargées vers les particules neutres, joue un rôle déterminant dans l'évolution de la décharge.

C'est le rôle le plus important, car il conditionne l'aspect dynamique des neutres (chauffage des neutres, variation de la densité, et mouvement du gaz), cet aspect que nous nous proposons d'étudier, dans le cadre d'une décharge de type pointe-plan (distance inter-électrodes = 10 mm), qui sera analysée dans différentes situations. Notre objectif est de voir comment se comporte le gaz quand il est soumis à un champ électrique dont le profil prend plusieurs formes. La modélisation du comportement du gaz repose sur les équations fondamentales de la dynamique des gaz neutres:

- équation de continuité de la densité de masse;
- équation de conservation de la quantité de mouvement;
- équation de conservation de l'énergie.

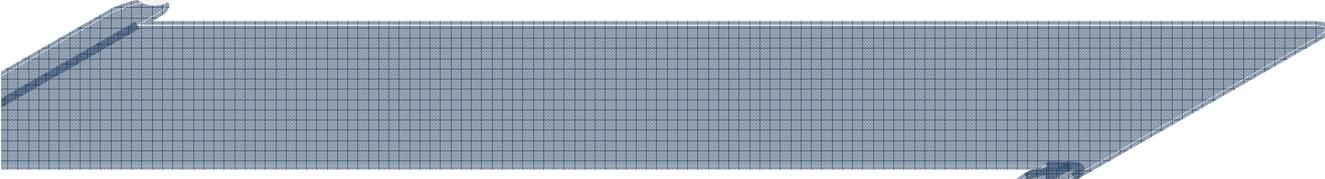
Afin, d'atteindre les objectifs assignés à notre travail, le présent manuscrit est constitué d'une introduction et d'une conclusion générales, de deux grandes parties scindées à leur tour en quatre chapitres récapitulés ci-après.

Nous commençons par une introduction générale qui nous permet de définir le but de ce travail. Ensuite, nous dressons dans le premier chapitre une étude bibliographique sur les décharges électriques et leurs applications. Le deuxième chapitre sera consacré au modèle mathématique sur lequel s'appuie notre analyse. Ce modèle est basé sur l'équation de Boltzmann appliquée au cas macroscopique. On présente dans le troisième chapitre la procédure numérique qui nous permettra de résoudre l'ensemble des équations de transport. Cette méthode s'articule sur la technique de correction de flux (F.C.T), développée par J.P.Boris et D.L.Book [1][2][3], qui est très efficace dans l'étude d'écoulements complexes présentant de forts gradients. La résolution se fera en coordonnées cylindriques avec la symétrie de révolution autour de l'axe de la décharge. Les résultats obtenus concernant la distribution spatio temporelle des particules neutres soumises à un champ électrique influencé par des charges d'espaces, seront présentés et discutés dans le quatrième chapitre.

Finalement on donne une conclusion générale sur la validation de notre modèle et sur les divers résultats obtenus.



*Chapitre 9 : Généralités et phénomènes
dans les plasmas*



Généralités et phénomènes dans les plasmas

I-1. Introduction :

Les gaz sont en général de très bons isolants. Toutefois, dans certaines conditions, on peut y faire passer un courant électrique de conduction. On dit alors que le gaz est le siège d'une décharge. Le passage de ce courant électrique, est accompagnée d'une émission de lumière, à la fois brillante, colorée et froide. La classification générale des décharges gazeuses se fait à partir de la courbe de Paschen figure (I-1). Cette courbe donne la différence de potentiel de claquage statique entre deux électrodes planes parallèles en fonction du produit pression-distance efficace (P.d.), et présente un minimum caractéristique qui permet de distinguer les différents types de décharges dans un gaz.

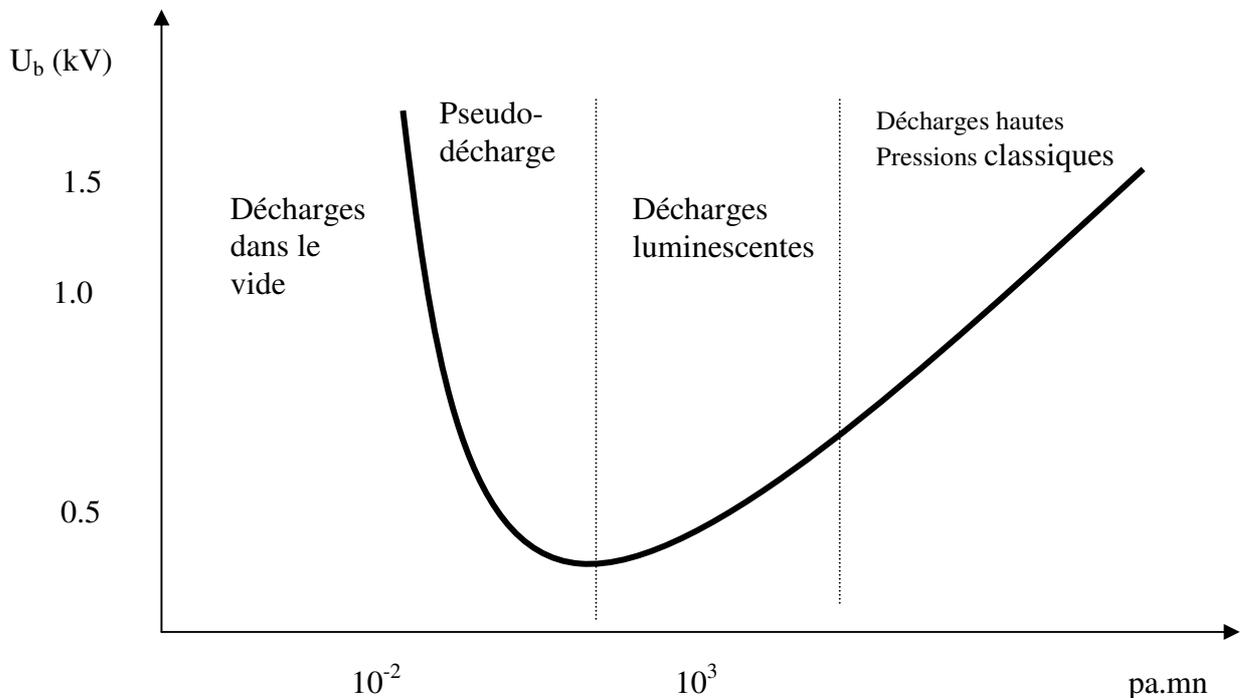


Figure (I-1) : courbe typique de Paschen [4]

Nous distinguons, sur cette courbe, deux grands domaines distincts en fonction de l'augmentation du produit P.d :

1) A gauche du minimum, se trouve le domaine de faibles pressions où les particules chargées ont un grand libre parcours moyen (l.p.m.) de l'ordre des grandeurs du système. Les collisions sont peu nombreuses et les transferts d'énergie entre les particules sont faibles. Le gaz et la surface des électrodes restent pratiquement froids (avec cependant des effets de dégradations importants dus aux phénomènes du faisceau de particules). Ce domaine comprend deux types de décharges:

- Les décharges dans le vide, qui sont surtout un phénomène de surface où les porteurs de charges sont libérés par désorption ionique et émission du champ. Ces décharges se font, naturellement, à des pressions bien inférieures à 10^3 Pa (ultra-vide).
- Les pseudo-décharges, qui sont produites dans un domaine de pression compris entre 1 et 100 Pa, selon les dimensions du système.

2) A droite du minimum, se trouve un domaine où les pressions sont assez élevées, la densité de particules neutres est assez forte et par conséquent les phénomènes collisionnels sont importants (les particules chargées vont avoir un libre parcours moyen assez faible), ce qui permet un important transfert d'énergie entre particules chargées et neutres. Nous distinguons deux types de décharges dans ce domaine:

- Les décharges, dont le produit P.d. est de l'ordre de 10^3 Pa mm, ont une structure générale qui relève des décharges luminescentes. Le principe de ces décharges repose sur une création d'électrons, à partir de la surface des électrodes à travers des impacts ioniques et photoniques, et sur une ionisation électronique.
- Les décharges, dont le produit P.d. est très élevé, sont les décharges d'arc classiques. Dans ces décharges à haute pression, des avalanches d'électrons se forment et se transforment très rapidement en décharges "streamers" entre les électrodes. C'est ce type de décharge que nous nous proposons d'étudier dans le cadre d'une décharge pointe-plan à la pression atmosphérique.

Aujourd'hui la décharge couronne est le type de décharge le plus connu et l'un des plus importants du point de vue industriel. Elle a fait l'objet d'un grand nombre de travaux théoriques et expérimentaux. Quelques ouvrages font une synthèse de ces travaux parmi lesquels, on peut citer par exemple, le livre de L.B.Loeb [5] qui résume une grande partie de ces travaux, ainsi que ceux de N.Hirsh, et H.J.Oskam [6] et E.E.Kunhardt, et L.H.Luessen[7].

I-2. Définition d'un plasma :

I-2-1. Qu'est-ce qu'un plasma ?

Le plasma fut identifié pour la première fois en 1923 par le physicien Américain Langmuir. Le plasma est parfois baptisé le quatrième état de la matière dans la mesure après les trois états conventionnels et par ordre croissant d'énergie : Les solides, Les liquides, et les Gaz. Donc c'est un milieu obtenu à des températures supérieures à 300 degré Celsius à la pression atmosphérique, Il se compose d'un grand nombre d'espèces chimiques : ions, électrons et espèces excitées (atomes- molécules). C'est un milieu très réactif, il permet l'obtention de produits uniquement stables à haute température.

En réalité, le plasma constitue 99% de l'univers, il forme l'atmosphère des étoiles et plusieurs planètes. Le plasma peut être également obtenu dans les laboratoires, le plasma peut être classé en deux catégories :

- le plasma chaud ou plasma de fusion thermonucléaire.
- Le plasma froid ou faiblement ionisé celui qu'on produit lors d'une décharge électrique.

Dans la vie quotidienne, les gaz sont connus pour être des isolants électriques. Cela vient du fait qu'ils ne contiennent que des espèces neutres (des molécules et des atomes). Par contre, en présence d'un champ électrique assez intense, ils peuvent devenir conducteurs. Un événement extérieur, par exemple le rayonnement cosmique, peut créer des électrons qui sont accélérés par le champ électrique appliqué et qui peut alors ioniser les molécules du gaz par impact. Cette création de charges électriques fait passer le gaz à l'état conducteur. Il en résulte donc la création d'un gaz partiellement ionisé contenant n_g neutres, n_p ions positifs et n_e électrons par unité de volume (cas du gaz électropositif) [8][9], comme c'est illustré sur la figure (I-2).

A l'échelle macroscopique, le gaz est quasiment neutre car les densités d'ions n_p et d'électrons n_e sont pratiquement identiques $n_e \approx n_p$ [11]. Cette quasi-neutralité est maintenue par des forces électrostatiques qui apparaissent dès que $n_e \neq n_p$ et qui font revenir le gaz à l'état neutre.

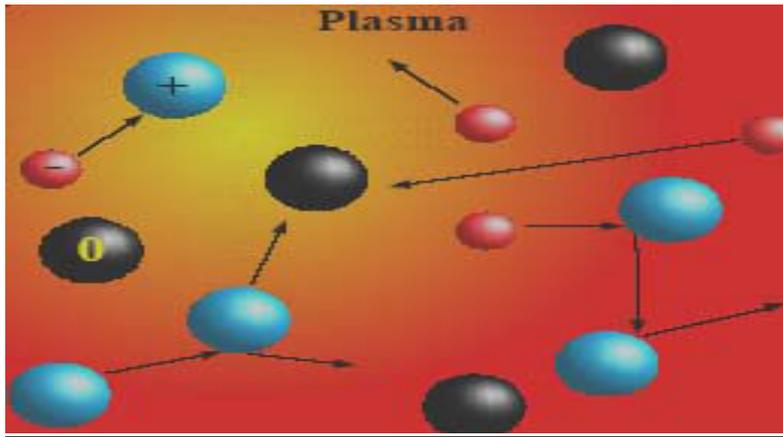


Figure (I-2) : Plasma et particules chargées

Avec:

+: les ions

- : les électrons qui se déplacent à grandes vitesses

O: les neutres en noirs, qui peuvent changer de statut selon les collisions.

I-2-2. Grandeurs caractéristiques :

Les plasmas sont caractérisés principalement par les paramètres suivants :

- le degré d'ionisation,
- les températures électronique et ionique,
- le libre parcours moyen,
- la longueur de Debye,
- la densité des particules chargées.

• Le degré d'ionisation

Le degré d'ionisation d'un plasma est défini par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n + n_e} \quad (\text{I-1})$$

Où n_e est la densité des électrons et n est la densité des espèces neutres.

Si $\alpha < 10^{-4}$, alors le plasma sera dit «faiblement» ionisé et si $\alpha > 10^{-4}$, alors il est dit «fortement» ionisé.

Le mouvement des particules chargées peut être alors dominé par des collisions avec d'autres particules chargées si le plasma est « fortement ionisé » ou par collision avec des neutres s'il est « faiblement ionisé ».

• Les températures électronique et ionique

Un plasma froid est un milieu de type gazeux hors équilibre thermodynamique. Les énergies des électrons, ions et molécules excitées étant différentes, il n'existe pas de

température thermodynamique pour le plasma comme on peut la définir pour un gaz neutre. La valeur des énergies des espèces présentes dans le plasma suit cependant une loi de distribution statistique qui peut être de type Maxwell-Boltzmann [10] et l'on peut ainsi définir la température statistique des différents éléments en utilisant l'équation :

$$E_C = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k_B T \quad (\text{I-2})$$

Où E_C est l'énergie cinétique, m la masse de la particule, v la vitesse quadratique moyenne, T la température en Kelvin.

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

On définit ainsi trois températures :

T_e : pour les électrons, T_i : pour les ions, T_n : pour les espèces neutres.

Les masses des ions et des molécules étant proches, leurs températures sont voisines et de l'ordre de la température ambiante. Par contre la température électronique est beaucoup plus élevée.

• La densité

La densité est définie comme le nombre de particules par unité de volume, et ce pour chaque espèce (électrons, ions, neutres). La neutralité du plasma implique $n_e = n_p$, en supposant que la densité d'ions négatifs est quasiment nulle [11].

• La fréquence plasma

Quand on provoque une perturbation locale dans un plasma, initialement neutre, de sa position d'équilibre en faisant apparaître un excès d'électrons suivant un plan d'épaisseur $d\zeta$, comme c'est illustré sur la figure (I-3), il va y avoir accumulation de charges qui génèrent un champ électrique qui exercera une force de rappel sur les électrons en excès (revenir vers l'état d'équilibre de neutralité). Ces électrons mis en mouvement effectueront des oscillations autour d'une position d'équilibre moyenne avec une fréquence angulaire ω_{pe} donnée par [12] :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e q^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (\text{I-3})$$

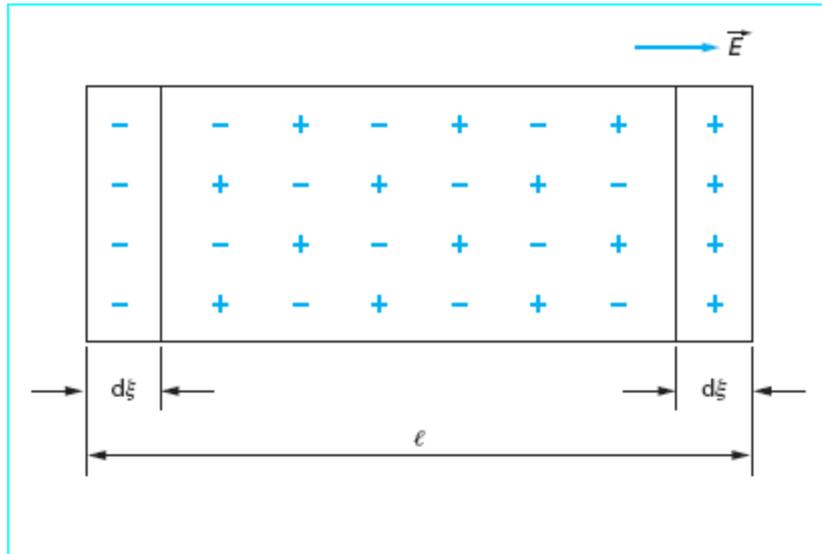


Figure (I-3) : Perturbation d'un élément de plasma de longueur l

Si l'on tient compte de la masse finie des ions, on montre aussi que les ions ont un mouvement sinusoïdal de pulsation ω_{pi} , appelée pulsation plasma ionique :

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_p q^2}{\epsilon_0 m_i}} \quad (\text{I-4})$$

Avec :

$m_e, (m_i)$: masse de l'électron, (d'ion) ;

ϵ_0 : permittivité du vide ($8,8542 \cdot 10^{-12}$ F/m),

q : la charge électrique ($1,6022 \cdot 10^{-19}$ C),

n_p : la densité des ions.

Par ailleurs, ces fréquences rendent compte de la capacité des charges (électrons, ions) à suivre les variations périodiques du champ électrique appliqué par le générateur. On distingue alors trois types de plasmas selon la valeur de la fréquence d'excitation f appliquée par le générateur par rapport aux fréquences plasmas électronique f_{pe} et ionique f_{pi} [13]:

1. les plasmas basses fréquences (quelques centaines de Hz à quelques centaines de kHz) :

($f < f_{pi} < f_{pe}$), où les électrons et les ions suivent les variations du champ appliqué.

2. les plasmas radiofréquences (1 MHz à 0.5 GHz) ($f_{pi} < f < f_{pe}$), où les ions sont confinés dans le plasma alors que les électrons suivent encore les variations du champ électrique.

3. les plasmas hyperfréquences (500 MHz à quelques GHz) : ($f_{pi} < f_{pe} \leq f$), où les électrons et les ions ne peuvent plus suivre le champ électrique appliqué.

• **Le libre parcours moyen**

Considérons le mouvement d'un électron traversant des cibles d'atomes supposés fixes. Le libre parcours moyen λ est donné par la relation [14]:

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

Où n_g est la densité du gaz, σ est la section efficace et r est le rayon de l'atome cible.

La fréquence de collision entre l'électron et les atomes cibles ν est : $\nu = \frac{v_{th}}{\lambda}$

qui équivaut à :
$$\nu = \sigma n_g \left(\frac{2K_B T}{m} \right)^{1/2}$$

(I-5)

où
$$v_{th} \left(\frac{2K_B T}{m} \right)^{1/2}$$

• **La longueur de Debye**

Une charge immergée dans un plasma est entourée de charges de signe opposé qui tendent à écranter son champ coulombien. Cette influence a lieu pour toute distance inférieure à la longueur de Debye définie par l'Equation [I-7]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T_e}{n_e q^2}} \quad \text{ou} \quad \lambda_D (cm) = 6.9 \sqrt{\frac{T_e (K)}{n_e (cm^{-3})}}$$

(I-6)

- Où: λ_D est la longueur de Debye (en m),
- ϵ_0 est la permittivité du vide (en F.m⁻¹),
- k_B est la constante de Boltzmann (en J.K⁻¹),
- q est la charge d'un électron (en C),
- T_e correspond à la température des électrons (en K),
- n_e est la densité d'électrons (en m⁻³).

Elle représente la limite de neutralité électrique du plasma. Si λ_D est inférieure aux dimensions du plasma, celui-ci sera considéré comme étant globalement neutre. Dans le cas d'une décharge dans un gaz, λ_D est de l'ordre de 10⁻⁴ m.

Sur la figure (I- 4) sont présentés les différents types de plasmas classés selon leur densité électronique n_e , leur énergie électronique kT_e et leur longueur de Debye λ_D .

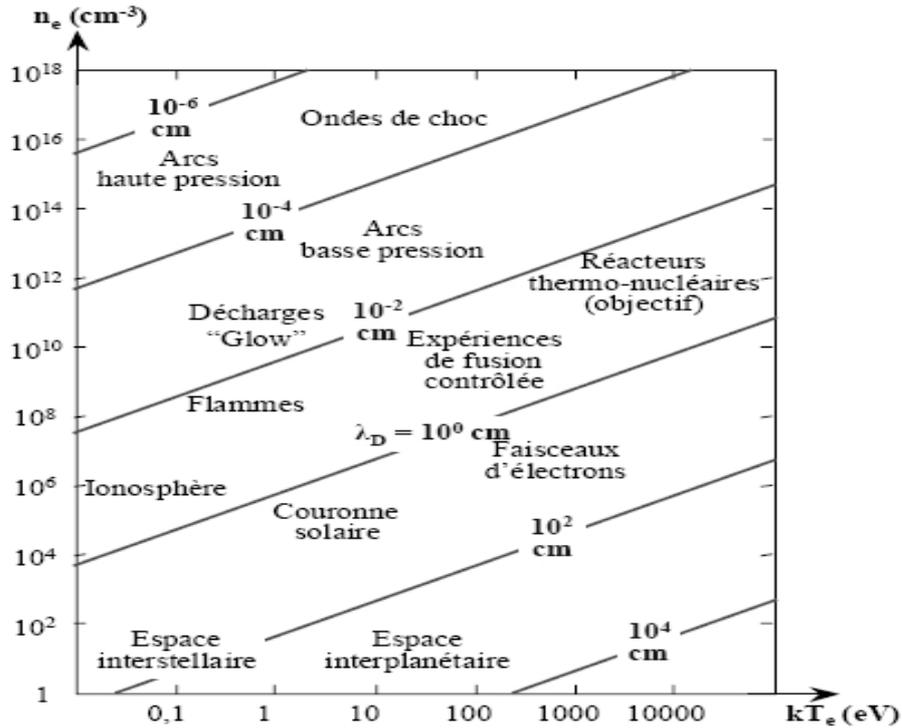


Figure (I- 4) : Classification des plasmas selon leur énergie électronique kT_e , leur densité électronique n_e et leur longueur de Debye λ_D .

Toutes ces variétés de plasmas sont traditionnellement classées selon leur état thermodynamique en deux catégories :

- les plasmas à l'équilibre thermodynamique (ou plasmas thermiques).
- les plasmas hors équilibre thermodynamique (ou plasmas froids).

Dans les plasmas à l'équilibre thermodynamique, qu'on qualifie de « plasmas thermiques » tous les éléments présents (électrons, ions, molécules) ont sensiblement la même énergie et par conséquent la même température. Cette dernière est très élevée. Elle peut en effet atteindre une valeur de plus de 106 K si le gaz est totalement ionisé. On rencontre ce type de plasmas dans les étoiles ou les arcs électriques comme la foudre.

Dans les plasmas hors équilibre thermodynamique, les différentes particules (électrons, ions, atomes, molécules) ont des énergies moyennes très différentes. L'énergie moyenne des électrons est typiquement de plusieurs eV (1eV correspond à 11600 K), tandis que la température du gaz reste proche de la température ambiante, d'où l'appellation de « plasmas froids » qui leur est donnée. Dans ce type de plasma, la majeure partie de l'énergie ne sert pas à chauffer le gaz mais à produire des espèces chimiquement actives : espèces métastables, dissociées et ionisées.

S'il est difficile d'établir une frontière précise entre les plasmas hors équilibre et les plasmas à l'équilibre thermodynamique (ou plutôt proches de l'équilibre thermodynamique), il n'y a pratiquement jamais d'ambiguïté pour savoir dans quel domaine doit être classé tel ou tel plasma. En effet si la puissance dissipée par unité de volume dans le milieu dépasse une valeur seuil pendant un temps suffisamment long, on passe brusquement et de façon souvent incontrôlée d'un système hors équilibre thermodynamique à un système proche de l'équilibre Thermodynamique. Cela correspond, dans le cas d'une décharge électrique dans un gaz, au passage du régime lumineux ou diffus au régime d'arc.

Dans cette étude, nous nous intéresserons exclusivement aux plasmas froids.

Cette longueur peut également être calculée lorsque les particules chargées négativement sont séparées en deux populations de températures différentes. Par exemple dans le cas de plasmas électronégatifs, contenant les densités d'électrons n_e de température T_e , d'ions négatifs n_n de température T_{i-} et d'ions positifs n_p de température T_{i+} et que l'on considère la quasi-neutralité avant perturbation $n_p = n_e + n_n$, la longueur de Debye en plasma électronégatif s'écrit alors:

$$\lambda_{D-} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T_e}{n_e q^2}} \sqrt{\frac{1+\alpha}{1+\gamma\alpha}} = \lambda_D \sqrt{\frac{1+\alpha}{1+\alpha\gamma}} \quad (I-7)$$

$$\text{Avec} \quad \gamma = \frac{T_e}{T_{i-}} \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{n_n}{n_e}$$

qui représente l'électronégativité du plasma.

Pour $\alpha \gg 1$ le plasma est fortement électronégatif.

Il en résulte que la neutralité du plasma n'existe qu'à une échelle d'observation supérieure à λ_D . Cette notion est importante pour concevoir un réacteur plasma : la dimension L de l'enceinte doit être très supérieure à λ_D pour assurer la quasi neutralité du plasma.

Le paramètre λ_D peut varier de quelques microns (plasmas denses) à plusieurs dizaines de mètres (Plasmas spatiaux).

I-2-3. Classification des plasmas :

Il existe deux types essentiels de plasmas, les plasmas thermiques et les plasmas électriques :

• Plasma thermique

Les plasmas thermiques sont des milieux gazeux partiellement ionisés ou fortement ionisés dans lesquels toutes les particules (molécules, atomes, ions, électrons) ont à peu près la même énergie cinétique moyenne (températures voisines). On peut supposer qu'ils sont en équilibre thermodynamique ce qui permet de définir une température unique, dont la valeur dans les régions les plus chaudes peut atteindre 20000 K (à cette température le plasma reste partiellement ionisé).

Le gaz est chauffé à une température suffisamment élevée pour une ionisation partielle ou complète. Les espèces présentes sont alors en équilibre thermique les unes avec les autres, telles que :

$$T_e \sim T_i \sim T_n$$

Les plasmas utilisés dans les réacteurs à fusion sont du type thermique. L'un des désavantages des plasmas thermiques est leur caractère destructif par leur température élevée au contact des matériaux.

• Plasma électrique

Les plasmas induits électriquement sont appelés « décharges » et à cause de leurs basses températures, ils sont quelquefois assimilés aux plasmas froids. Par définition le plasma froid est un gaz ionisé qui n'est pas à l'équilibre thermodynamique et dont seuls les électrons sont chauffés. Bien évidemment les décharges ne sont pas en équilibre thermique lorsque :

$$T_e \gg T_n \quad \text{et} \quad T_e > T_i > T_n$$

Les types de plasmas les plus utilisés induits électriquement sont la décharge en courant continu, créée par l'application d'un potentiel DC [15], la décharge radiofréquence RF qui utilise un champ électrique de fréquence radio ~13.56 MHz [16, 17] et la décharge micro-onde avec une fréquence de 2.45 GHz [18][19].

I-2-4. Comment génère-t-on un plasma froid ?

Deux types de technique permettent de générer un plasma froid à pression atmosphérique :

- **les techniques à faisceaux d'électrons** où les électrons sont créés puis accélérés sous vide. Ces électrons très énergétiques sont ensuite introduits dans le gaz à traiter après avoir traversé une fenêtre semi-conductrice. Dans ce gaz, qui est à pression atmosphérique, les électrons créent un plasma à mesure qu'ils provoquent des collisions avec les molécules de gaz.

- **les techniques à décharge électrique** où les électrons sont directement créés et accélérés, à pression atmosphérique, dans le volume de gaz à traiter par l'application d'une haute tension entre deux électrodes. Ces électrons entrent en collision avec les molécules de gaz, transférant immédiatement leur énergie à mesure qu'ils circulent d'une électrode vers l'autre.

Il est à noter que l'énergie moyenne des électrons créés par décharge électrique est beaucoup plus faible que celle des électrons obtenus par faisceaux d'électrons. Pour des raisons économiques et techniques, les montages à faisceaux d'électrons restent néanmoins peu utilisés. La majorité des plasmas hors équilibre sont générés par des décharges électriques parmi lesquelles on distinguera particulièrement les décharges à barrière diélectrique, qui sont les plus couramment employées dans le domaine de la dépollution d'effluents gazeux.

I-3. Paramètres électriques et physiques :

I-3-1. Champ électrique :

Le champ électrique est le paramètre le plus important, parce qu'il est responsable de la production des décharges électriques (création des particules chargées). La connaissance des valeurs du champ électrique dans chaque point du domaine d'étude nous permet d'avoir des informations sur les phénomènes qui se manifestent dans les décharges électriques. Le champ électrique est gouverné par l'équation de Poisson comme suit

$$\text{div} \vec{E} = -\rho / \epsilon_0 \quad (\text{I-8})$$

\vec{E} : est le champ électrique, ρ étant la densité des charges électriques et ϵ_0 : la permittivité de l'espace libre.

$$\text{D'où : } \vec{E} = -\vec{\nabla} U \quad (\text{I-9})$$

I-3-2. Fonction de distribution des particules :

Si on considère un gaz de N particules alors la fonction de distribution f de ces particules peut être définie comme étant le nombre de particules qui, à l'instant t , se trouvent dans les positions r et $r + dr$ dont la vitesse est comprise entre v et $v + dv$.

Donc : f est une fonction du temps, de la position et de la vitesse

$$f = f(t, r, v)$$

Pour les molécules polyatomiques, il y a d'autres coordonnées qui doivent être prises en compte tels que : les liaisons entre les atomes constituant les molécules et les angles entre ces liaisons.

En physique statistique il y en a trois fonctions de distribution qui sont : Fermi Dirac, Bose Einstein et celle de Maxwell Boltzmann. Si le gaz est en équilibre thermodynamique et l'énergie d'interaction entre ses particules est négligeable devant leur énergie cinétique, la fonction de distribution qu'on utilise est généralement la fonction de Maxwell Boltzmann définie par :

$$f_M = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-mv^2}{2kT} \right) \quad (\text{I-10})$$

m , k et T étant, respectivement, la masse, la constante de Boltzmann et la température.

Les coefficients macroscopiques, tels que le premier coefficient de Townsend, le coefficient d'attachement sont obtenus grâce à la fonction de distribution des particules suivant les relations :

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{1}{v} \left(\frac{2e}{m} \right) E \int \frac{1}{2} mv^2 \sigma_i(v) f(v) dv \quad (\text{I-11})$$

$$\frac{\eta}{N} = \frac{1}{v} \left(\frac{2e}{m} \right) E \int \frac{1}{2} mv^2 \sigma_{at}(v) f(v) dv \quad (\text{I-12})$$

α est le coefficient d'ionisation, η le coefficient d'attachement, e/m le rapport de la charge de l'électron et sa masse, v la vitesse de dérive, E le champ électrique, $\sigma_i(v)$ et $\sigma_{at}(v)$ les sections efficaces d'ionisation et d'attachement, $f(v)$ la fonction de distribution des électrons et v la vitesse. Aussi, en connaissant la fonction de distribution des vitesses des particules on peut déduire n'importe quelle valeur moyenne : la densité, la vitesse moyenne, les quantités de mouvement et l'énergie moyenne des particules constituant le gaz.

I-3-3. Physique des collisions atomiques dans une décharge électrique :

Les phénomènes de collisions atomiques prennent une place importante en physique atomique et moléculaire, Ils jouent un rôle dans la physique des décharges électriques physique des plasmas....Ces collisions se passent, soit entre les particules élémentaires et les systèmes atomiques, soit entre les systèmes atomiques eux-mêmes.

Si on considère une A qui se dirige vers une particule cible B, trois processus peuvent être distingués:

- Les deux particules A et B sont diffusées sans aucun changement dans leur structure interne : $A + B \rightarrow A + B$. C'est ce qu'on appelle collision élastique.

- Les deux particules A et (ou) B subissent un changement de leur état quantique interne par exemple $A + B \rightarrow A + B^*$. B^* indique l'état excité de la particule B. De tels processus sont appelés collisions inélastiques

- Le système composé ($A + B$) se divise en deux particules C et D différentes de A et B : $A + B \rightarrow C + D$. Ou il en résulte plus de deux particules : $A + B \rightarrow C_1 + C_2 + C_3$

Ce processus de collision est appelé réaction.

I-4. Décharges électriques :

On sait que les gaz sont généralement de bons isolants. Néanmoins, sous certaines conditions, il est possible de les faire traverser par un courant de particules chargées, on dit alors que le gaz est le siège d'une décharge. Puisque l'arc électrique peut être défini (de manière volontairement imprécise) comme une décharge à fort courant, il est possible de créer un arc entre deux électrodes en amorçant une décharge progressivement. Cela est théoriquement possible en utilisant le montage représenté sur la figure (I-5). En définissant rapidement chaque type de décharge, nous montrons qu'il existe une continuité des phénomènes qui permet de passer des décharges non autonomes aux décharges d'arcs.

I-4-1. Décharge non autonome :

On considère le montage expérimental dans la figure (I-5). Par un procédé thermique direct ou indirect ou par un rayonnement ultraviolet, on provoque une émission thermoélectronique ou photoélectrique à la cathode, les électrons émis font une charge

d'espace près de la cathode. Si l'on augmente le potentiel V , on collecte de plus en plus les électrons (partie A de la figure (I-6)) jusqu'à ce qu'il y aura une saturation (partie B de la figure (I-6)). Le caractère essentiel de cette décharge est qu'elle n'est pas auto - entretenue et que le courant cesse dès que l'on arrête la production d'électrons par un processus extérieur.

Lorsqu'on continue à faire croître la tension, un phénomène nouveau apparaît. Les électrons accélérés dans le champ inter électrodes acquièrent une énergie suffisante pour ioniser les atomes ou les molécules du gaz de remplissage.

Ils créent ainsi de nouveaux électrons qui sont à leurs tours accélérés et peuvent ioniser autre atomes ou molécules. C'est une avalanche qui entraîne une augmentation extrêmement rapide de courant (partie C de la figure (I-6)), il peut atteindre la valeur de 10^{-5} A.

Le courant électrique n'est plus conditionné par l'existence d'un agent ionisant extérieure et n'est limité que par les résistances internes de la source, on passe ainsi en régime de la décharge luminescente (partie D de la figure (I-6)) qui est une décharge autonome ou auto – entretenue [10].

I-4-2. Décharge de Townsend :

Comme on peut le voir sur la figure (I-6), cette décharge est caractérisé par une résistance interne dynamique $\frac{dV}{dI}=0$. La différence de potentiel aux bornes de la décharge est fixe et constante. Elle est appelée tension d'amorçage statique V_s . La courbe de la figure (I-6) ne peut être décrite que si on fait varier le courant I .

Lorsque le courant de la décharge augmente la tension commence par décroître, cette partie constitue une zone de transition entre la décharge de Townsend et la décharge luminescente.

Dans cette zone on a $\frac{dV}{dI} < 0$.

La décharge luminescente est dite normale lorsque $\frac{dV}{dI}=0$, et anormale lorsque $\frac{dV}{dI} > 0$.

La décharge luminescente normale se caractérise par l'apparition de plusieurs zones luminescentes diffusées par une différence de potentiel constante entre les électrodes.

I-4-3. Décharge à haute pression (décharge d'arc) :

L'augmentation du courant de la décharge s'accompagne d'une augmentation d'une part de la densité du courant, et d'autre part de la gaine cathodique. Les ions perdent leurs énergies par collision et ils en fournissent d'avantage à la cathode dont la température s'élève localement. L'émission thermoïonique de la cathode s'effectue à partir d'une région très localisée, appelée spot cathodique. Lorsque cette émission devienne stable la partie de la courbe $V=f(I)$ devienne négative. On est donc en régime d'arc.

La différence essentielle entre la décharge d'arc et la décharge lumineuse se situe au niveau de l'émission cathodique, l'apparition de l'arc est conditionnée par celles des phénomènes thermiques. Lorsque l'émission de courant devient très intense, la température s'élève localement, et contrairement au cas de la décharge lumineuse (ou la totalité de la cathode est émissive), l'émission s'effectue ici à partir du spot cathodique.

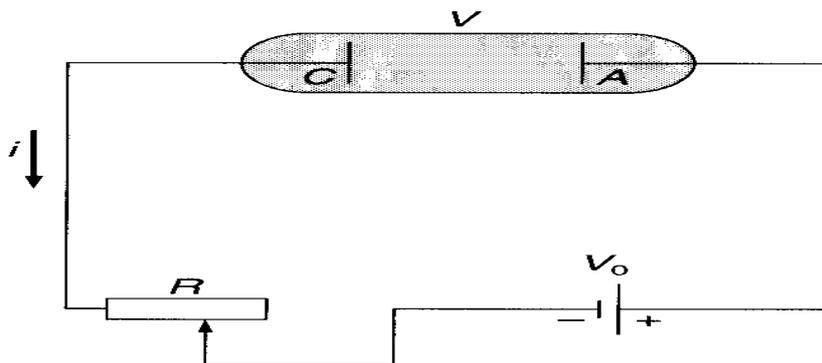


Figure (I-5) : Circuit d'alimentation d'un tube à décharge en courant continu

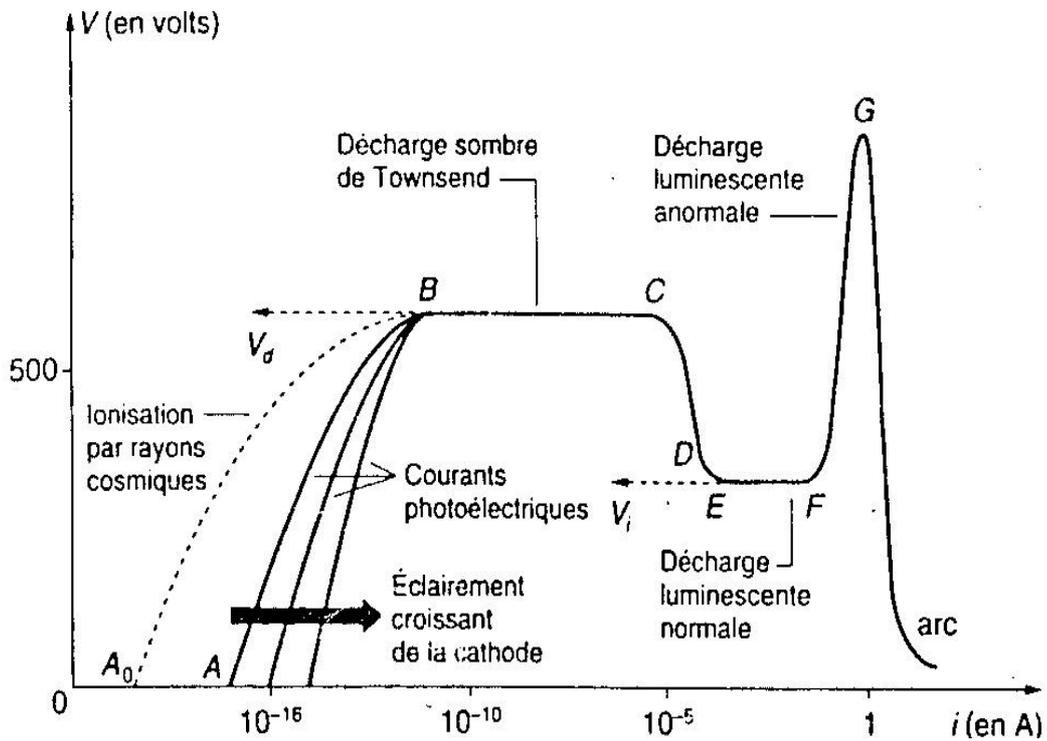


Figure (I-6): Régimes de décharge en courant continu.

I-5. Rappels des différents régimes de décharge en pointe-Plan :

On va rappeler ici la succession des régimes de pré-décharge qui apparaissent entre une pointe et un plan, dans l'air à la pression atmosphérique pour des petites distances inter-électrodes.

1) **en pointe positive** : lorsqu'on fait croître la tension, on observe successivement les zones suivantes :

- une zone de faible courant continu (quelques pA) qui correspond à la collection des charges se trouvant dans l'intervalle,
- une première zone d'impulsions de courant superposées au courant continu plus intense que précédemment. Ces impulsions ont une fréquence instable et comportent à la fois des impulsions d'auto stabilisation ("burst pulses") et des dards dits "du premier ordre" ("preonset streamers") qui sont dus au développement d'avalanches électroniques à partir de la pointe, et de proche en proche par photoionisation,

- une zone à courant continu seul, dite zone d'Hermstein, Fieux et Boutteau [22] ont montré que le courant d'apparence continue de cette zone comporte en réalité des impulsions de relaxation de fréquence élevée (plusieurs Mhz) et de faible amplitude (une dizaine de μA),
- une deuxième zone de dards dits "du second domaine" ("primary streamers") à fréquence stable (quelques khz) Le domaine de la décharge couronne proprement dite s'arrête à cette zone,
- si on fait croître encore la tension, les dards atteignent le plan et donnent naissance à une tache cathodique et à un canal ("secondary streamers") partant de la pointe et assurant l'écoulement des charges Ce canal s'allonge dans l'intervalle sans atteindre le plan,
- on passe ensuite à "l'arc avorté" qui est un canal très activé et très développé,
- enfin, "l'arc silencieux" qui est un régime à courant continu. Entre les régimes d'arc avorté et d'arc silencieux, s'insèrent le régime d'arc transitoire, qui correspond à une impulsion de très grande amplitude (pouvant dépasser 10 A), de brève durée (30 ns à mi-hauteur) et retardée de quelques centaines de nanosecondes sur l'impulsion d'arc avorté.

Il faut remarquer que tous ces régimes comportent une composante de courant continu.

2) en pointe négative : Dans ce cas, quand on augmente la tension, on observe les zones suivantes:

- une zone de faible courant continu (quelques pA) qui correspond à la collection des charges se trouvant dans l'intervalle, comme en pointe positive,
- une zone de pré impulsions instables,
- une superposition d'un courant continu croissant et d'impulsions à haute fréquence (plusieurs centaines de khz) et faible amplitude ($< 300 \mu\text{A}$) dites "impulsions de Trichel",
- un régime à courant continu,
- le passage à l'arc (silencieux ou transitoire selon la capacité inter-électrodes).

I-6. Quelques propriétés des décharges couronnes :

Il est difficile de créer un plasma hors-équilibre stable à pression atmosphérique car le claquage, comme on l'a vu plus haut se fait de manière violente et incontrôlée, et peut conduire très rapidement à des courants très élevés. Un moyen d'entretenir un plasma hors

équilibre à pression atmosphérique est de limiter son espace inter électrode (micro décharge), ou de limiter l'extension de la zone de champ électrique élevé, en utilisant une géométrie d'électrode très inhomogène, l'une des deux électrodes étant beaucoup plus fine que l'autre (décharge couronne). Ces décharges sont caractérisées par le fait qu'une des deux électrodes est à forte courbure. Plusieurs configurations sont usuellement adoptées. Certaines d'entre elles sont schématisées sur la figure (I-7). On distingue deux grandes classes de couronnes : les couronnes positives et les couronnes négatives.

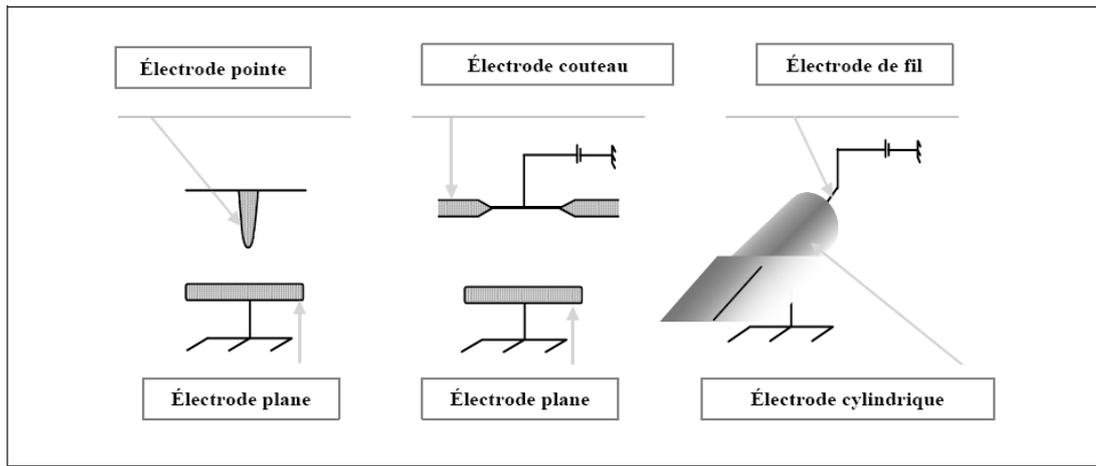


Figure (I-7) :Les différentes configurations dans le cas d'une décharge couronne[24]

I-6-1.Décharges couronnes positives :

Dans ce cas une tension positive est appliquée à l'électrode de forte courbure. On distingue trois types de régimes qui apparaissent dans l'ordre croissant de la tension appliquée.

On a tout d'abord un régime 'burst' ou scintillement à basse tension [23], [24]. Ce régime est caractérisé par de très faibles pulses de courant d'intensité comprise entre 10^8 A et quelques centaines de μ A. Ces pulses s'établissent à peu près 20 ns et durent environ quelques centaines de nanosecondes. Ils correspondent à des éclats de décharges (burst en anglais) qui ont lieu au voisinage immédiat de l'électrode à forte courbure. L'établissement de ces éclats de décharge a lieu par initiation d'une avalanche au voisinage de l'électrode. Les électrons de l'avalanche se dirigent en se développant vers l'anode. On assiste alors éventuellement à une transition avalanche/streamer et à l'établissement d'un champ de charge d'espace qui s'oppose au champ Laplacien. Il se forme alors une charge d'espace qui s'étend radialement sur l'électrode à forte courbure. L'action du champ de charge d'espace fait en sorte que le champ total devient trop faible pour entretenir la décharge ou permettre l'initiation

d'une autre avalanche. On assiste à une déplétion des électrons par attachement avec les molécules du gaz ou absorption à l'anode. Il reste une charge d'espace positive formée par les ions positifs produits lors de la phase de décharge (figure (I-8)).

Ces ions vont dériver loin de l'anode jusqu'à ce que la charge d'espace autour de celle-ci diminue à un niveau où le champ total devient assez important pour ré-initier un nouvel éclat de décharge. La fréquence de ces éclats de décharges est typiquement de l'ordre du temps caractéristique de dérive des ions. De ce fait la fréquence des pulses augmente avec la tension appliquée et peut atteindre des valeurs de l'ordre de quelques kHz. Cette fréquence dépend également de l'intensité de la source extérieure d'ionisation qui permet d'initier les avalanches. On utilise cette propriété dans les compteurs Geiger où l'intensité du rayonnement radioactive est déterminée à partir de la fréquence des éclats de décharges qu'il génère dans un système couronne.

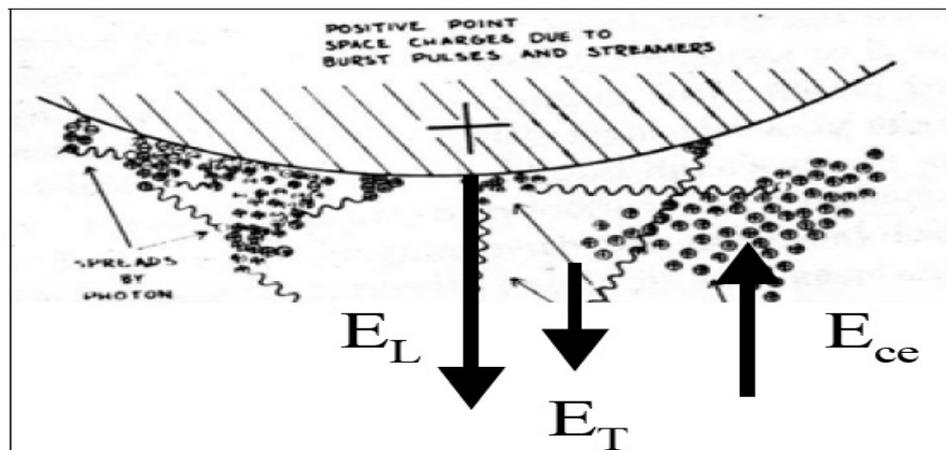


Figure (I-8) : schéma d'un éclat de décharge (Burst) montrant la charge d'espace positive se construit au voisinage de la cathode et comment la photo-ionisation permet l'étalement radial de la charge d'espace [24].

Lorsque l'on continue à augmenter la tension, les avalanches initiées près de l'anode donnent naissance à des streamers de plus en plus vigoureux. Deux cas de figures peuvent avoir lieu selon le pouvoir attachant du gaz. Dans un gaz où l'attachement est faible, les avalanches initiées au voisinage de l'anode se développent de manière assez importante pour acquérir une charge d'espace permettant d'induire une onde d'ionisation cathodique. Si la tension reste à un niveau raisonnable, ces ondes d'ionisation vont se propager vers la cathode et s'éteindre dans l'espace inter-électrode avant d'atteindre la cathode. La propagation de ces streamers est assurée par les processus de photo-ionisation dans le gaz. Ceux-ci peuvent conduire à une ramification du streamer initial qui acquiert une structure tridimensionnelle. Les courants associés à ces streamers, souvent appelés primaires dans le sens où ils

n'induisent pas de claquage par passage à l'arc [25], sont de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de milliampères. La succession des phases d'initiation, de propagation-ramification et d'extinction des micro-décharges de streamers constitue le cycle élémentaire d'une décharge couronne. Si maintenant le gaz présente un pouvoir d'attachement important, les avalanches près de l'anode vont donner formation d'un nuage d'ions négatifs qui va induire un champ de charge d'espace au voisinage de la décharge (figure(I-8)). Dans cette zone relativement limitée et comprise entre le nuage d'ions négatifs et l'anode règne un champ fort qui peut donner lieu, si le gaz est suffisamment attachant à un claquage de type Townsend où le nuage d'électron négatif joue le rôle de cathode. Les électrons formés par photo-ionisation dans l'espace compris entre le nuage d'ions négatifs et l'anode vont être accélérés vers l'anode en induisant une forte ionisation dans cette espace. Les ions positifs produits par l'ionisation sont accélérés vers les ions négatifs où ils subissent une neutralisation mutuelle. La perte d'ions négatifs va être compensée par des réactions d'attachement induites par une fraction des photoélectrons (figure (I-8)). Le régime de décharge ainsi obtenu est stable, stationnaire et auto-entretenu.

Si on continue à augmenter la tension, les streamer, générés sont de plus en plus importants et finissent par atteindre la cathode (figure (I-9)). On déclenche comme décrit précédemment une onde d'ionisation qui se propage de la cathode vers l'anode afin d'équilibrer le potentiel entre les deux électrodes. Il se forme alors une structure filamentaire ayant des caractéristiques similaire à la décharge continue. Un échauffement important se produit dans cette structure filamentaire qui finit par transiter vers un régime d'étincelle, i.e., arc transitoire chaud : c'est le claquage [26].

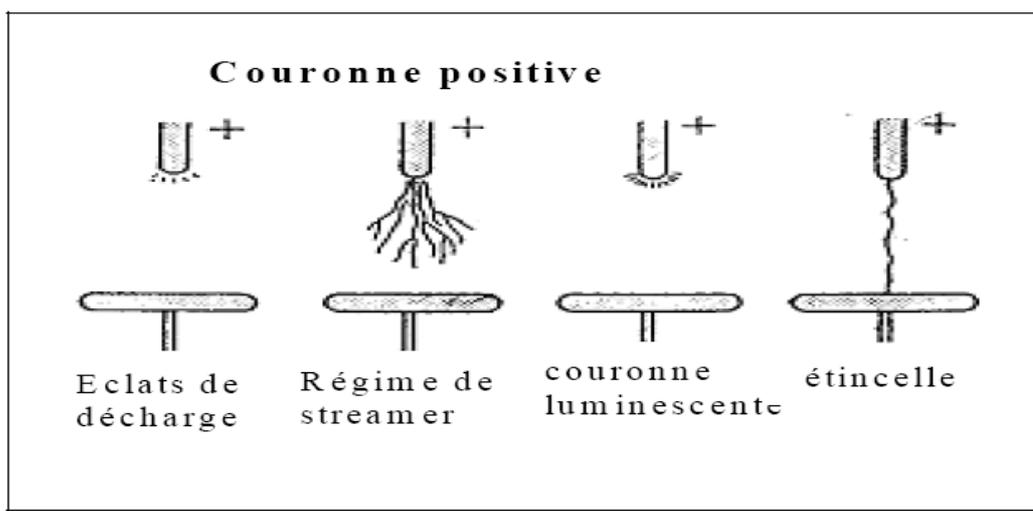
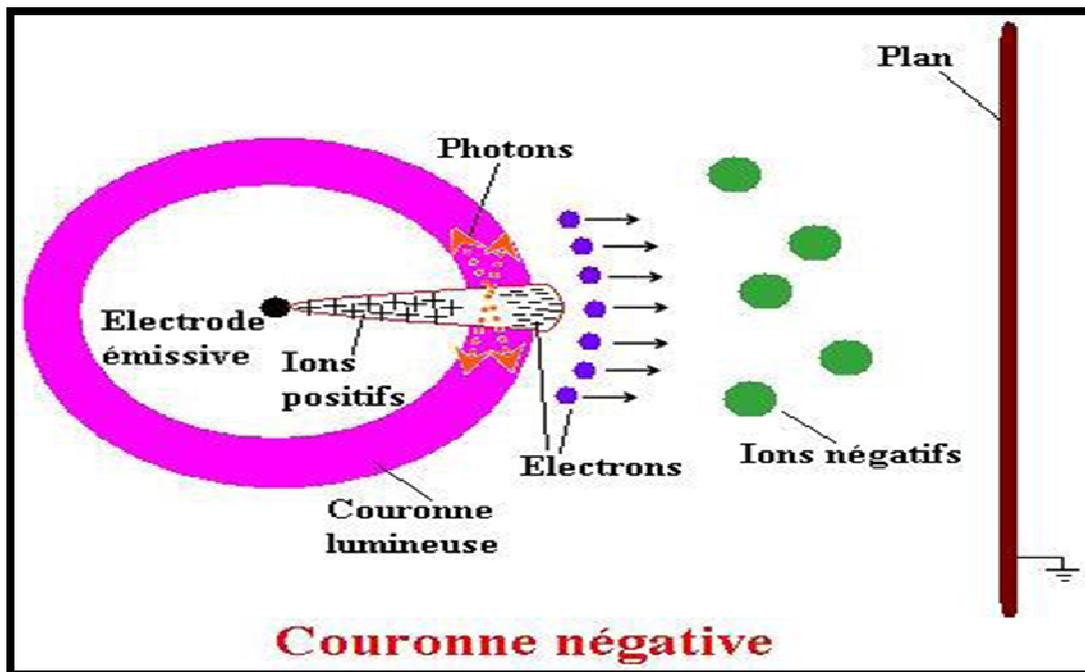


Figure (I-9) : Différents régimes de décharges couronnes en fonction de la tension. Cette dernière augmente quand on va de gauche à droite [25].

I-6-2. Décharges couronnes négatives :

Dans le cas d'une décharge sur une cathode, du fait de la grande différence de rayon de courbure entre les électrodes des précipitateurs (classiquement des fils et des plaques), le champ électrique est fortement inhomogène (figure (I-10)). L'avalanche électronique se développe dans ce cas jusqu'à une distance telle que l'intensité du champ électrique n'est plus suffisante pour assurer la multiplication électronique. Ces mécanismes sont à l'origine de la formation d'une charge d'espace ionique dans l'espace inter-électrodes. En dehors de cette région d'ionisation, les électrons libres s'attachent rapidement aux molécules neutres pour former des ions négatifs. A partir d'une certaine distance de l'électrode ionisante, tout se passe comme si l'électrode à faible rayon de courbure émettait des ions de la même polarité qu'elle. Les phénomènes d'ionisation qui ont lieu dans la couronne lumineuse et qui génèrent les électrons libres, donnent aussi naissance à une forte densité d'ions positifs.

Sous l'action du champ électrique, ces ions se déplacent vers le fil et en raison de leur mobilité bien plus petite que celle des électrons, une charge d'espace ionique se forme dans cette zone (Figure (I-10)).



Figure(I-10) : Représentation schématique d'une décharge couronne négative

I-7. Etudes théoriques :

Les premières approches théoriques des décharges électriques dans les gaz, portaient exclusivement sur l'analyse des populations de particules chargées; le gaz porteur était considéré comme un absorbant infini d'énergie et comme une source d'électrons et d'ions par ionisation, et de neutres dans des états excités.

Pour les décharges relevant du domaine des gaz faiblement ionisés, les premières analyses négligeaient la dynamique des neutres, pour ne s'attacher qu'à celle des particules chargées. Cela explique que la plupart des formalismes mis en œuvre, jusque dans les années 1980, exprimaient la dépendance du phénomène des décharges dans les gaz en fonction de E/P rapport du champ électrique sur la pression (cette dernière était supposée invariable).

La réflexion première consistait à prendre en compte alors les phénomènes de charges déterminant dans le calcul du champ. Ce n'est qu'ensuite, que la dynamique des neutres a été prise en compte dans l'analyse des décharges et on s'est aperçu que celles-ci étaient une fonction de la valeur locale du rapport $E(r,t) / N(r,t)$: la densité des neutres jouant alors un rôle aussi important que celui du champ dans l'évolution spatio-temporelle de la décharge.

I-7-1. Décharge transitoire pointe plan :

Historiquement, les théories fondatrices des décharges dans les gaz ont été tout d'abord élaborées, pour l'analyse des décharges soumises à un champ appliqué uniforme (électrodes planes parallèles), et ont été ensuite extrapolées pour des situations de champ appliqué inhomogène (pointe-plan par exemple). J.S.Townsend [28] en a le premier élaboré une théorie générale, dans laquelle il donne une interprétation que l'on peut résumer de la façon suivante : Considérons deux électrodes métalliques planes, parallèles et distantes de d . Accélééré par le champ appliqué, un électron subit α chocs ionisants par centimètre de parcours avec les atomes ou molécules neutres, provoquant ainsi une émission électronique appelée avalanche électronique. Chaque électron quittant la cathode, donne donc naissance à $(e^{\alpha d} - 1)$ paires d'ions sur son parcours.

La condition de claquage, ou critère de Townsend, est définie par la notion de "remplacement". Un électron absorbé à l'anode doit être "remplacé" par l'émission d'un électron à la cathode, ce qui assure l'entretien du passage du courant. Mathématiquement, ce critère se formule par:

$$\gamma_p (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (I-13)$$

où γ_p , est la probabilité de provoquer la libération d'un électron secondaire.

a: cas où $\gamma_p e^{\alpha d} < 1$:

La décharge n'est pas auto-entretenu (non autonome), c'est-à-dire que le courant cesse, si le courant primaire qui lui a donné naissance est annulé.

b: cas où $\gamma_p e^{\alpha d} = 1$:

La décharge est auto-entretenu (autonome), car les $\gamma_p e^{\alpha d}$ paires d'ions créés par le passage d'une avalanche d'électrons, est suffisamment grand pour que les ions positifs résultants, en bombardant la cathode, soient capables de produire un électron secondaire, et ainsi de causer une répétition du phénomène.

c: cas où $\gamma_p e^{\alpha d} > 1$:

La décharge croît d'autant plus rapidement que $\gamma_p e^{\alpha d}$ dépasse l'unité, car l'ionisation produite par les avalanches successives est cumulative.

Il semble cependant difficile d'appliquer cette théorie par exemple à la formation de l'arc entre une pointe positive et un plan négatif dans l'air à la pression atmosphérique, car dans la théorie de Townsend, la cathode est source d'électrons secondaires. De tels électrons mettraient un temps très long pour atteindre la pointe positive en raison de la faible valeur du champ électrique hors du voisinage immédiat de la pointe. L'application de cette théorie, donne des temps de claquage beaucoup plus grands que ceux observés dans la réalité et qui sont de l'ordre de 10^{-8} s.

I-7-2. Théorie des dards :

Les théories des "dards", s'intéressent essentiellement à la formation et au développement du phénomène d'ionisation, sur des échelles de temps suffisamment brèves (inférieures à quelques centaines de nanosecondes). Dans ce cas, la charge d'espace joue un rôle fondamental et selon les conditions expérimentales, les électrons peuvent être en équilibre

avec le champ local (régime hydrodynamique), ou en déséquilibre avec le champ local (régime non hydrodynamique).

La formulation de la théorie des dards a été conduite, simultanément et indépendamment, par L.B.Loeb [29] et J.M.Meek [30], d'une part, et H.Raether [31], d'autre part. Précisons que ces deux théories, celle de Townsend et celle de H.Raether, J.M.Meek, L.B.Loeb, ont été déduites des travaux effectués sur des décharges en champ électrique uniforme et qu'elles ont été généralisées pour le cas des décharges en champ non-uniforme. Ainsi, dans l'intervalle pointe-plan, il a été montré que la décharge débute par la propagation d'une zone lumineuse de très faible dimension (quelques dizaines de microns), qui se propage à la vitesse de l'ordre de 10^8 cm/s (nous dirons que seule la tête du dard émet la lumière). Dans cette zone qui correspond au dard, des avalanches très brèves assurent une ionisation vigoureuse du milieu traversé. L.B.Loeb (1965) résume cette situation en qualifiant le dard de "onde ionisante de gradient de potentiel".

Depuis 1950, de nombreux travaux ont été publiés sur la propagation du dard, et ont donné des interprétations intéressantes et parfois totalement opposées. Ainsi J.K.Wright, [32], propose l'idée suivante:

Le dard est réuni à la pointe par un filament très conducteur de conductibilité constante. Par contre, G.A.Dawson [33] pense que le dard est autonome et réuni à la pointe par un filament de conductibilité négligeable. Ceci est fondé sur l'idée que l'énergie potentielle emmagasinée par la charge d'espace positive contenue dans le dard est la source d'énergie assurant sa propagation.

L'approche des régimes non hydrodynamiques, s'est développée depuis le début des années 1980. Parmi les travaux relatifs à ces situations, on peut citer ceux de l'équipe de P.Bayle [34] et [35]. Ils ont montré que la propagation de la décharge se faisait grâce à la formation d'une onde de choc d'ionisation, caractérisée par de forts gradients, l'énergie des électrons n'est plus fonction uniquement de la valeur du champ local mais également, des gradients de pression électronique et d'énergie électronique. Ces régimes non hydrodynamiques jouent un rôle fondamental dans l'entretien des décharges, et constituent une extension importante de la théorie de Townsend et celle de Dawson et Raether.

I-7-3. Propagation du streamer positif :

Un streamer est constitué d'un canal faiblement ionisé. Ce canal se propage à une vitesse d'environ 10^8 cm/s. Un streamer positif a la particularité de se propager en sens contraire des électrons (de l'anode vers la cathode). Cette caractéristique a nécessité le développement de nouvelles théories pouvant expliquer ce sens de propagation peu intuitif. Les mécanismes de propagation des streamers sont largement discutés dans la littérature [36][37][38][39][40].

a. Première avalanche électronique

L'application d'une différence de potentiel entre deux électrodes va permettre d'accélérer les électrons libres environnants. Le champ de claquage dans l'air est typiquement de l'ordre de 30 kV/cm. Une telle valeur permet à un électron libre de gagner en moyenne une énergie de quelques eV entre deux collisions. Il peut alors ioniser les molécules présentes dans le gaz. Si l'on considère une décharge dans l'air sec, il doit acquérir une énergie de 15,58 eV pour ioniser N_2 , et 12,07 pour O_2 (figure I-11).

Mais d'où proviennent ces premiers électrons ? La source diffère selon l'historique du gaz. Dans le cas d'un gaz neutre, les électrons libres sont produits par les radiations cosmiques, avec un taux de 1 électron par cm^3 et par seconde. Il en résulte une densité initiale très basse d'environ 10^3 à 10^6 cm^{-3}

Si le gaz a déjà connu un plasma, les ions négatifs peuvent devenir une source conséquente d'électrons par détachement [41]. La distribution de ces ions négatifs (ions oxygène par exemple) influence le trajet du streamer suivant. On peut citer comme exemple les décharges couronnes « auto pulsées ». Lorsque le temps entre deux décharges est suffisamment court, cet effet mémoire du gaz oblige les streamers à se propager le long d'un même canal.

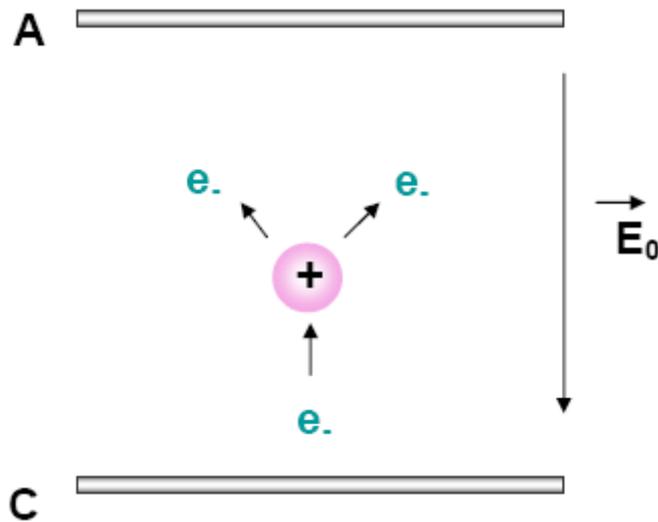
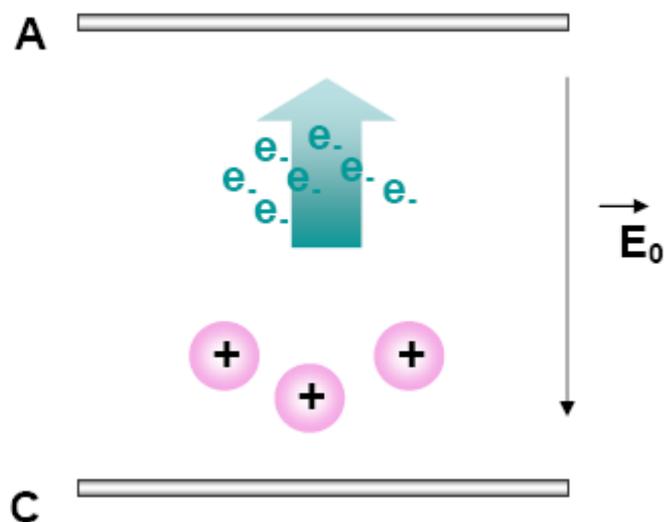


Figure (I-11) : Multiplication des électrons par avalanche électronique.

Lorsque les premiers électrons ont acquis suffisamment d'énergie, ils ionisent les molécules du gaz, et produisent ainsi d'autres électrons. C'est la formation de la première avalanche proprement dite.



Figure(I-12) : Les électrons mobiles laissent les ions derrière eux.

Les électrons ainsi créés sont fortement accélérés par le champ électrique, et laissent derrière eux les ions positifs bien trop lourds pour se mouvoir sur ces échelles de temps (figure I-12).

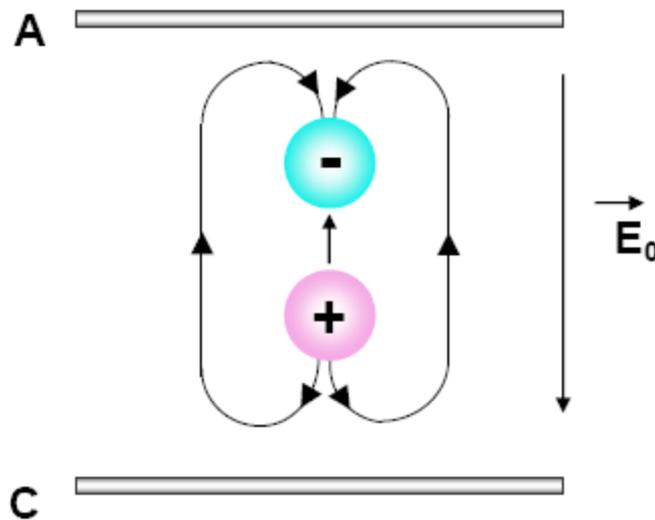


Figure (I-13) : La charge d'espace forme un dipôle qui renforce localement le champ appliqué.

Cette séparation engendre la création d'une charge d'espace qui peut être considérée comme un dipôle. Ce dipôle génère son propre champ électrique, qui est d'autant plus intense que l'avalanche se multiplie. Dans la zone entre les parties positives et négatives du dipôle, ce champ s'oppose au champ appliqué. Mais en tête d'avalanche, il s'y ajoute, amplifiant ainsi l'accélération des électrons. Lorsque l'avalanche atteint l'anode, les électrons plongent dans le métal, laissant derrière eux une tête négative.

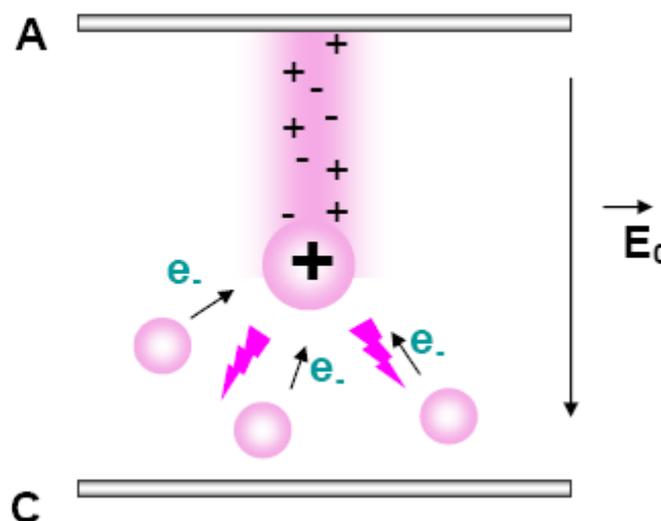
b. De l'avalanche primaire au streamer : formation d'avalanches secondaires

Pour que l'avalanche primaire puisse se transformer en streamer, elle doit avoir acquis une amplification suffisamment élevée. Cette condition est atteinte lorsque l'avalanche primaire a généré 10^8 électrons. Cela équivaut à ce que le champ induit par le dipôle soit l'équivalent du champ appliqué. Ce critère est appelé « critère de Meek » [42].

Un streamer est en fait constitué d'une tête positive qui se propage de proche en proche. A l'extrémité de la tête, le champ induit vient amplifier le champ appliqué. La tête est donc une zone attractrice d'électrons. Mais justement, il faut produire de nouveaux électrons ! Le procédé le plus validé actuellement, même si il est toujours discuté, est la création de

nouveaux électrons par photoionisation. Dans l'air, le rayonnement VUV émis par les molécules d'azote peut être absorbé par O_2 et ainsi créer de nouveaux électrons par photoionisation. Les électrons secondaires sont alors accélérés vers la tête et vont neutraliser la zone positive. Derrière eux, ces électrons laissent une nouvelle tête positive et des espèces excitées. De nouveau, ces espèces photoionisent le gaz, et ainsi de suite. La tête positive se propage alors de proche en proche jusqu'à la cathode. Evidemment, dans le cas de N_2 pur ou de gaz nobles, cette explication pose problème : comment une molécule de N_2 pourrait émettre un rayonnement assez énergétique pour ioniser une autre molécule de N_2 ? Il existe effectivement des codes numériques qui simulent la formation de streamers sans processus de photoionisation. Pour que cela fonctionne, il est nécessaire d'ensemencer le gaz avec des charges. Ces codes donnent des résultats en bon accord avec les simulations tenant compte de la photoionisation.

Une telle hypothèse semble cependant peu réaliste. Expérimentalement, il est hasardeux d'affirmer que l'on travaille avec des gaz parfaitement purs. Les bouteilles comportent toujours un certain pourcentage d'impuretés. On peut parfois considérer que la décharge est initiée dans un mélange type N_2-O_2 , en tenant compte de ces impuretés.



Figure(I-14): La distortion du champ en tête du streamer accélère les électrons vers la tête.

Les nouveaux électrons sont produits par photoionisation.

A la fin de la propagation, un canal faiblement conducteur est établi entre les électrodes. La densité d'électrons peut y atteindre 10^{14} à 10^{15} cm^{-3} , le rayon du canal étant d'environ $100 \mu\text{m}$ [43].

I-7-4. Propagation du streamer négatif :

Si le critère de Meek est atteint à proximité de la cathode au lieu de l'anode, il y a formation d'un streamer négatif. Il s'agit d'une tête négative, qui se propage donc dans le même sens que les électrons. Les électrons en tête sont accélérés dans la zone d'amplification du champ, tandis que les électrons à l'arrière sont dans une zone de champ plus faible et contribuent à la neutralisation du canal.

Des avalanches secondaires peuvent être produites par photoionisation en aval de la tête, même si dans le cas du streamer négatif cette composante de la propagation ne semble pas indispensable.

I-8. Interaction gaz neutre-gaz ionisé :

Dans l'air, E.G.Marode et al [44] ont simulé l'évolution d'une décharge pointe - plan à la pression atmosphérique. Leurs travaux portent sur des décharges dont la durée n'excède pas 10^{-7} s. Ils supposent que seules les pertes d'énergie électronique dues aux collisions élastiques et rotationnelles se retrouvent en énergie thermique des neutres. Ils estiment le transfert d'énergie entre les particules chargées et les particules neutres à 5 %, et obtiennent une température des neutres de l'ordre de 400 K. Ces valeurs sont nettement inférieures à celles indiquées expérimentalement par Gibert et al (1983), et Spyrou et al [45].

La modélisation réalisée par I.Gallimberti [46], indique des valeurs plus élevées, mais compte tenu de la durée de la décharge qu'il étudie (de l'ordre de 100 μ s) les résultats ne sont pas comparables.

Les travaux de G.L.Rogoff [47], ont montré que lors d'une décharge luminescente transitoire dans l'hydrogène, l'interaction électrons-neutres provoque un échauffement suivi d'un dépeuplement axial du gaz. Le canal de plasma subit alors une constriction, ce qui crée un échauffement axial encore plus intense. Le processus s'emballe alors jusqu'à atteindre des températures où la dissociation intervient. En dépit d'une description grossière du gaz d'électrons, et de son interaction avec les neutres, l'évolution temporelle de l'intensité est en accord avec les résultats expérimentaux de M.C.Cavenor, et J. Meyer [48].

Parmi les modélisations qui s'intéressent à la stabilité de la décharge, on peut citer les travaux de P.Bayle, M.Bayle, et G.Forn (1985), ainsi que la thèse de G.Forn [49]. On peut

citer aussi les travaux de E.Wasserstrom, et Y.Crispin[50], qui proposent un modèle mathématique macroscopique, pour décrire le comportement et l'évolution de la colonne positive, dans une décharge faiblement ionisée.

I-9. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions simples sur les plasmas, sur leurs propriétés électriques. Nous avons ensuite évoqué les différents régimes de décharge en pointe-plan dans l'air à la pression atmosphérique pour des petites distances inter-électrodes. Enfin, nous avons abordé les deux catégories de décharges couronnes (décharges couronnes positives – décharges couronnes négatives). Dans le chapitre suivant, nous présentons l'ensemble des équations de conservations qui vont nous permettre de modéliser la décharge avec la charge d'espace.

Chapitre 99 : Modèle hydrodynamique

modèle hydrodynamique

II-1. Introduction :

L'équation de Boltzmann (1872) est une équation intégro-différentielle de la théorie cinétique qui décrit l'évolution d'un gaz peu dense hors d'équilibre. Elle permet notamment d'étudier la relaxation du gaz d'un état d'équilibre local vers l'équilibre global caractérisé par la distribution de Maxwell des vitesses.

II-2. Équation de Boltzmann non-relativiste :

L'équation de Boltzmann est une équation de continuité de la fonction de distribution dans l'espace des phases $d\vec{r}d\vec{v}$.

On peut dire que la variation de la fonction de distribution dans l'élément de volume dans l'espace des phases est due au flux de particules qui entrent et qui sortent et qui provoquent des collisions dans cet élément de volume. Ce que l'on exprime en disant que la variation de la fonction de distribution est due seulement aux collisions.

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{v}, t)}{dt} = \left(\frac{\delta f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\delta t} \right)_{\text{collisions}} \quad (\text{II-1})$$

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{v}, t)}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f = \left(\frac{\delta f}{dt} \right)_{\text{col}} \quad (\text{II-2})$$

✚ Signification des différents termes

- ✓ $\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f(\vec{r}, \vec{v}, t)$: exprime l'influence des phénomènes de diffusion.
- ✓ $\frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f(\vec{r}, \vec{v}, t)$: exprime l'action des forces appliquées.
- ✓ $\frac{\vec{F}}{m}$: est l'action imposée aux particules par les forces d'origine extérieure (champ électrique ou magnétique par exemple).
- ✓ $\left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{col}}$ Terme de collisions.

II-3. Établissement des équations de transport :

Le modèle hydrodynamique que nous utilisons pour analyser la décharge dans un gaz impose au plasma d'agir de façon globale ou encore de se comporter comme un fluide plus ou moins conducteur et non pas par l'intermédiaire des particules individuelles. La condition de validité de cette approximation est que la distance entre les particules soit faible par rapport aux distances où agissent les forces inter particules qui se traduit par l'équation :

$$n\lambda_D^3 \gg 1 \quad (\text{II-3})$$

λ_D : La longueur de Debye.

n : la densité des particules.

et que le libre parcours moyen (l.p.m.) Soit faible par rapport à l'échelle des variations de quantités macroscopiques.

II-3-1. Équation de transport d'une quantité : $A(\vec{r}, \vec{v}, t)$

Ces conditions en générale sont vérifiées dans la plus part des décharges électriques dans les gaz et pratiquement la majorité des processus de base se produisant dans les décharges peuvent être traités sur la base des modèles hydrodynamiques.

Les équations macroscopiques se déduisent de l'équation de Boltzmann. Soit $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$

la fonction de distribution qui obéit à l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f = \left(\frac{\mathcal{J}}{dt} \right)_{col} \quad (\text{II-4})$$

Qui s'écrit aussi
$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_i \frac{F_i}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial v_i} = \left(\frac{\mathcal{J}}{dt} \right)_{col} \quad (\text{II-5})$$

$i = 1, 2, 3$.

Soit la quantité $A(\vec{r}, \vec{v}, t)$ une fonction du vecteur position, du vecteur vitesse et du

temps. Multiplions l'équation (II-5) par $A(\vec{r}, \vec{v}, t)$, et effectuons une intégration sur tout

l'espace des vitesses. Ce calcul est développé dans [44, 45], il conduit au résultat suivant :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n \langle A \rangle) - n \langle \frac{\partial A}{\partial t} \rangle + \nabla \cdot n \langle \vec{v} A \rangle - n \langle \vec{v} \cdot \nabla A \rangle - n \cdot \langle \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial A}{\partial \vec{v}} \rangle = C(A) \quad (\text{II-6})$$

Dans lequel on a introduit la valeur moyenne de la grandeur A défini par l'équation :

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

et le terme :

$$C(A) \equiv + \int A \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d\vec{v} \quad (\text{II-8})$$

L'équation (II-6) est l'équation de transport de la grandeur A. En remplaçant A par diverses fonctions de plus en plus compliquées de la vitesse, nous obtenons une suite d'équations hydrodynamiques.

Lorsque A est fonction seulement de \vec{v} (mais non de \vec{r} ni de t) l'équation de transport (II-6) s'écrit plus simplement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n \langle A \rangle) + \nabla \cdot X(A) = n \left\langle \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial A}{\partial \vec{v}} \right\rangle + C(A) \quad (\text{II-9})$$

Avec :

$$X(A) = n \overline{\vec{v} A} \quad (\text{II-10})$$

Sous cette forme on reconnaît l'équation de conservation de la grandeur A ($n\bar{A}$ et X(A) sont la densité et le flux de cette grandeur en un point du fluide). Les deux termes sources qui figurent au second membre représentent la création éventuelle d'une certaine quantité de cette grandeur par unité de temps et de volume respectivement par la force extérieure et par les interactions entre particules.

II-3-2. Les équations fondamentales de conservation :

II-3-2-1. L'équation de continuité :

On pose dans l'équation (II-9) $A \equiv 1$ et $C(1) = 0$. On obtient l'équation de conservation des particules :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot n \vec{v} = 0 \quad (\text{II-11})$$

Dans un gaz réactif il y aurait des collisions inélastiques pouvant créer ou détruire des particules et on aurait alors au deuxième membre un terme de source positif ou négatif.

II-3-2-2. équation de conservation du moment :

Posons maintenant dans (II-9) $A \equiv m \vec{v}$ et $C(m \vec{v}) \equiv \bar{p} = -\nabla \cdot \bar{\pi}$. On obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} (nm \vec{v}) + \nabla \cdot nm \langle \vec{v} \vec{v} \rangle = n \left\langle \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial}{\partial \vec{v}} (m \vec{v}) \right\rangle + C(m \vec{v}) \quad (\text{II-12})$$

En tenant compte de $C(m \vec{v})$ et de l'identité :

$$\frac{\partial}{\partial v} \left(m \vec{v} \right) = m \vec{\delta} \quad (\text{II-13})$$

On obtient l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(nm \vec{v} \right) + \nabla \cdot nm \langle \vec{v} \vec{v} \rangle = n \langle \vec{F} \rangle - \nabla \cdot \vec{\pi} \quad (\text{II-14})$$

II-3-2-3.équation de conservation de l'énergie cinétique :

Posons enfin $A \equiv \frac{1}{2} m v^2$ dans l'équation (II-9), on obtient l'équation de conservation de l'énergie cinétique :

$$\frac{\partial}{\partial t} (U_K) + \nabla \cdot \vec{S}_K = n \langle \vec{F} \rangle \cdot \vec{v} + C \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) \quad (\text{II-15})$$

\vec{S}_K est le vecteur flux d'énergie cinétique total. Au deuxième membre apparaissent deux termes sources : le premier est le travail moyen effectué par la force extérieure (la valeur moyenne $\langle \vec{F} \rangle$ est en fait inutile, car pour les forces indépendantes de la vitesse on a $\langle \vec{F} \rangle = \vec{F}$. Les seules forces dépendantes de la vitesse sont les forces de Lorentz qui sont perpendiculaires à \vec{v} , apportent une contribution nulle.). Le deuxième terme représente l'effet des interactions.

II-4. Formalisme hydrodynamique :

II-4-1. Formalisme hydrodynamique du gaz ionisé :

L'intégration de l'équation générique

$$\int \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \vec{a} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \right) \chi(\vec{v}) \overline{d\vec{v}} = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \chi(\vec{v}) \overline{d\vec{v}}$$

avec $\chi(\vec{v}) \equiv m \vec{v}$ donne l'équation de transport de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \langle \vec{v} \rangle}{\partial t} + \langle \vec{v} \rangle \cdot \frac{\partial \langle \vec{v} \rangle}{\partial \vec{r}} + \frac{1}{mn} \frac{\partial \vec{\pi}}{\partial \vec{r}} \cdot \vec{a} = \left(\frac{\partial \langle \vec{v} \rangle}{\partial t} \right)_c \quad (\text{II-16})$$

$\vec{\pi}$ est le tenseur de pression cinétique décrivant la densité d'énergie d'agitation thermique.

Si on néglige le terme de dérivée temporelle de l'énergie de dérive devant l'énergie thermique, on obtient alors l'équation de conservation de la quantité de mouvement simplifiée définissant l'espace vitesse des espèces chargées

$$n(\vec{v}) = n \vec{w} - \frac{\partial n}{\partial \vec{r}} \quad (\text{II-17})$$

Où $n(\vec{v})$ est le flux de particules ; $n\vec{w}$ le terme de conduction électrique (\vec{w} étant la vitesse de dérive de l'espèce) ; $\vec{D} \frac{\partial n}{\partial \vec{r}}$ est le terme de diffusion (\vec{D} étant le tenseur de diffusion). L'hypothèse de champ local permet, en plus de préciser la dépendance vis-à-vis du champ.

$$n(\vec{v}) = n\vec{w}(\vec{E}) - \vec{D}(\vec{E}) \frac{\partial n}{\partial \vec{r}}$$

Finalement, l'équation (II-19) couplée à l'équation de conservation de la densité des électrons et des ions, et à l'équation du champ électrique, définissent le modèle fluide d'ordre un utilisé dans ce travail, résumé par :

$$\frac{\partial n_{\pm i}}{\partial t} + \frac{\partial n(\vec{v}_{\pm i})}{\partial \vec{r}} = S_{\pm} \quad (\text{II-18})$$

Avec

$$n(\vec{v}) = n\vec{w} - D \frac{\partial n}{\partial \vec{r}}$$

Où S_e est le taux de création ou de disparition de particules (suite à l'ionisation, l'attachement, etc.).

Remarque : pour des raisons de simplicité, nous avons choisi un modèle du premier ordre pour les particules chargées, qu'un modèle du second ordre incluant en plus l'équation de l'énergie des électrons. Le modèle d'ordre deux est plus précis, mais en raison surtout du manque de données de base et de l'allongement des temps de calcul, nous avons préféré l'utilisation d'un modèle d'ordre un beaucoup plus souple lors d'un couplage de modèle gaz ionisé-gaz neutre.

II-4-2. Formalisme hydrodynamique du gaz neutre :

II-4-2-1. Equation de continuité :

Le gaz considéré est faiblement ionisé impliquant donc que l'ionisation, la recombinaison, etc. ne modifient pas de manière perceptible la population des neutres (avec N la densité des particules neutres), dans ce cas, l'équation de conservation de densité s'écrit :

$$\frac{\partial N_{m,N}}{\partial t} + \frac{\partial N_{m,N}(\vec{v}_N)}{\partial \vec{r}} = 0 \quad (\text{II-19})$$

II-4-2-2. Equation de conservation de la quantité de mouvement :

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement, du fait que les forces appliquées sur les neutres soient nulles, superposée aux conditions de fermeture peut se simplifier à :

$$\frac{\partial N_{m,N}(\vec{v}_N)}{\partial t} + \frac{\partial N_{m,N}(\vec{v}_N)(\vec{v}_N)}{\partial \vec{r}} = \vec{C}_{s,N} - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} (p_I \vec{e}_I + \vec{\tau}) \quad (\text{II-20})$$

Le terme de collision représente les transferts de quantité de mouvement lors du choc dus aux composantes du gaz ionisé (S : électrons et ions) avec les particules neutres, ie,

$\vec{C}_{s,N} = \vec{C}_{e,N} + \vec{C}_{i,N}$. Les théories classiques des collisions permettent d'écrire :

$$\vec{C}_{s,N} = N \frac{m_N m_s}{m_N + m_s} v_{N s} (\vec{v}_s - \vec{v}_N) + N \frac{m_N m_i}{m_N + m_i} v_{N i} (\vec{v}_i - \vec{v}_N)$$

Où $v_{N s}$ est la fréquence de collision élastique entre les neutres et l'espèce (électron ou ion).

Cette fréquence représente le nombre de fois qu'une particule neutre donnée, entre en collision avec une particule de l'espèce chargée s par unité de temps. Si N_T représente le nombre d'interactions par unité de temps entre le gaz de particules neutres et le gaz de particules chargées, alors

$$N_T = N v_{N s} = n_s v_{s N}$$

Où $v_{N s}$ est la fréquence de collisions élastiques entre l'espèce s et les particules neutres, impliquant que le terme de collision devient :

$$\vec{C}_{s,N} = n_s \frac{m_N m_s}{m_N + m_s} v_{s N} (\vec{v}_s - \vec{v}_N) + n_i \frac{m_N m_i}{m_N + m_i} v_{i N} (\vec{v}_i - \vec{v}_N)$$

Les fréquences de collisions peuvent s'écrire différemment en faisant appel à la définition de la mobilité et la diffusion

$$\mu_s = n_s \frac{e(m_s + m_N)}{m_s m_N v_{s N}} \quad \text{avec} \quad m_s v_{s N} \mu_s = \frac{KT_s}{D_s}$$

Impliquant donc

$$\frac{\partial N_{m N}(\vec{v}_N)}{\partial t} \frac{\partial \langle \vec{v} \rangle}{\partial t} + \frac{\partial N_{m N}(\vec{v}_N) \langle \vec{v}_N \rangle}{\partial \vec{r}} = \left[\frac{KT_e}{D_e} n_e (\vec{v}_e - \vec{v}_N) + \frac{KT_i}{D_i} n_i (\vec{v}_i - \vec{v}_N) \right] - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} p \Rightarrow - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \tau$$

L'équation de conservation des neutres comprend :

- (i) un terme de quantité de mouvement dû au choc direct avec les particules chargées.
- (ii) un terme des effets visqueux.

La notion de viscosité, apparentée au frottement interne du fluide, n'apparaît que lorsque les différentes portions de celui-ci s'écoulent avec des vitesses différentes et se déplacent donc les unes par rapport aux autres.

La viscosité se manifeste par le transport supplémentaire de la quantité de mouvement, à partir des endroits de grandes magnitudes vers ceux des plus petites. Cela implique donc que le tenseur des contraintes visqueuses doit dépendre des dérivées de la vitesse par rapport aux coordonnées spatiales. Si les gradients ne sont pas de trop grandes amplitudes, la dépendance de ce terme de transport de quantité de mouvement se fait par rapport aux dérivées premières de la vitesse d'après L.Landau [53]. \Rightarrow est le tenseur des tensions visqueux dont la composante τ_{ij} (par exemple en coordonnées cartésiennes) pour un fluide compressible s'écrit de la forme générique :

$$\tau_{ij} = -\eta(T) \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \vec{v} \right)$$

Le coefficient d'échange moléculaire $\eta(T)$

II-4-2-3. Equation de conservation de l'énergie :

Le terme collisionnel de l'équation de l'énergie sert à accroître directement l'énergie de translation d'agitation thermique dans le cas d'un gaz neutre.

L'énergie ε des neutres est composée d'une partie d'agitation ε_a (due au mouvement d'ensemble des particules) et d'une fraction thermique ε_{th} (due à la vitesse d'agitation thermique) $\varepsilon_a = \frac{1}{2} mN \langle \vec{v} \rangle^2$ et $\varepsilon_{th} = \frac{3}{2} KT$ c.-à-d. $\varepsilon = \varepsilon_a + \varepsilon_{th}$

$$\frac{\partial (\varepsilon_a + \varepsilon_{th})}{\partial t} + \frac{\partial (\vec{v}_N) (\varepsilon_a + \varepsilon_{th})}{\partial \vec{r}} = K \Delta T - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \left[\langle \vec{v}_N \rangle (p_I \vec{e}_I + \vec{\tau}) \right] + F_t \vec{J} \vec{E}$$

(II-21)

Le taux de gain d'énergie par unité de volume est fonction d'énergie par conservation et conduction. Il est également dû au travail des forces de pression et de viscosité.

Dans le cas d'un gaz moléculaire, l'énergie déposée dans le milieu résistif neutre par unité de temps est distribuée en fonction de l'état statistique du gaz et des différentes sections efficaces de collisions dans plusieurs réservoirs d'énergie dont certains relaxent vers le réservoir thermique en des temps assez longs (supérieurs à la durée de la décharge). Les différents processus collisionnels élastique et inélastique ont pour conséquence de déposer l'énergie qui est stockée sous plusieurs formes correspondantes aux processus : de translation, de rotation, de vibration, d'excitation, de dissociation et d'ionisation. A fin de prendre en compte la fraction d'énergie qui est effectivement relaxée sous forme thermique pendant la durée de la décharge, le terme source d'énergie $\vec{J} \vec{E}$ apportée aux neutres, est pondéré par un coefficient F_t , i.e. $F_t \vec{J} \vec{E}$.

La modélisation de l'action de la décharge sur les particules neutres est composée de trois équations de conservation (II-21 à II-23) où l'interaction entre particules neutres et particules chargées est prise en compte par le biais des termes explicités dans le prochain paragraphe.

II-5. Couplage de la dynamique des particules chargées à la dynamique des particules neutres :

Le modèle auto cohérent décrivant la dynamique des particules chargées et la dynamique des particules neutres d'une décharge comprend le système d'équations étroitement couplées (II-20 à II-23) et l'équation du champ électrique. Le système d'équations illustre clairement que le modèle peut être tributaire des particules chargées et des neutres à la double hétérogénéité.

II-6. Conclusion :

Nous avons présenté dans ce chapitre l'ensemble des équations qui vont nous permettre de modéliser le plasma. Dans le prochain chapitre nous exposons la méthode numérique de résolution de ces équations, discuter de sa validité et donner l'algorithme de résolution du système d'équations ainsi que les résultats obtenus.

Chapitre 999 : La méthode de résolution

résolution numérique

III-1. Traitement numérique des équations de transport :

Il apparaît que toutes les équations de transport, s'écrivent sous la même forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\varphi) + \vec{\nabla}(\rho\varphi\vec{V} - v_\varphi) = S_\varphi \quad (\text{III. 1})$$

Où φ est la propriété transportée, ρ la densité massique, \vec{V} la vitesse de transport, v_φ le coefficient de diffusion, et S_φ le terme source d'énergie. Il faut donc s'attacher à l'intégration numérique de cette équation.

III-1-1. Principe de la méthode des volumes finis :

Le domaine d'étude est tout d'abord découpé en un ensemble de cellules ou volumes de contrôle, ne se recouvrant pas et entourant chaque nœud du réseau. L'équation aux dérivées partielles est ensuite intégrée sur chaque volume de contrôle, et des hypothèses sur les variations de φ , entre les nœuds du réseau sont formulées pour permettre l'évolution des intégrales désirées. Le résultat est une équation discrète où entrent en jeu, les valeurs de φ , sur un ensemble de nœuds du réseau.

L'interprétation physique de l'équation discrète obtenue est immédiate : elle exprime à l'échelle du volume de contrôle, le principe de conservation de φ , exprimé à l'échelle d'un volume infinitésimal par l'équation (III.1).

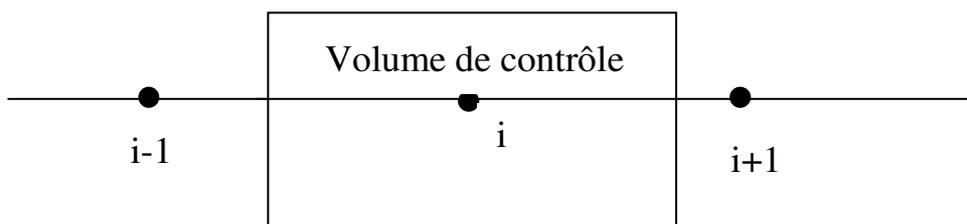
Cette interprétation constitue la caractéristique est la plus attrayante de la méthode. En effet la conservation de la masse, de la quantité de mouvement ou de l'énergie, est exactement satisfaite pour n'importe quel groupe de cellules, et évidemment sur le domaine entier, quelque soit le nombre des nœuds du réseau. Une question se pose : faut-il donner une signification aux relations utilisées, représentant les variations inter nodales, ou bien doivent-elles être considérées comme étant de simples auxiliaires de calcul, intervenant uniquement lors de l'évaluation des intégrales nécessaires ?

Cela dépend du point de vue que l'on adopte à propos de la solution. Soit, on se place dans le cadre des méthodes à éléments finis et la solution est constituée par une fonction, soit on se

place dans le cadre des méthodes aux différences finis où seules les valeurs aux nœuds du réseau. Nous nous plaçons dans le second cas et de ce fait, une fois l'équation discrète établie, l'hypothèse sur le profil peut être totalement oubliée. En conséquence, nous disposons d'une liberté totale concernant le choix des profils nécessaires au calcul des bilans macroscopiques, apporte une généralité beaucoup plus grande que la méthode aux éléments finis ou différences finies en ce qui concerne la résolution d'écoulement complexe. En effet, la prise en compte d'obstacles dans l'écoulement, et la modélisation de ceux –ci par les volumes partiellement obstrués s'en trouve facilitée. Enfin la généralisation aux autres systèmes de coordonnées cylindriques ou sphériques, ne pose aucun problème particulier.

III-1-2. Discrétisation par la méthode des volumes finis :

Effectuons l'intégration temporelle sur le volume de contrôle de l'équation générale de transport. Les interfaces $(i+1/2)$ et $(i-1/2)$, seront toujours situées à mi- chemin de nœuds $(i, i+1)$ et $(i, i-1)$. cela ne restreint pas le calcul au cas des réseaux uniformes.



On désigne par τ_i le volume de contrôle, par $A_{\pm 1/2}$ les aires de l'interface $(i \pm 1/2)$ et par σ_i la surface entourant le volume τ_i .

L'intégration de l'équation (III.1), s'écrit alors :

$$\int_t^{t+\delta t} \int_{\tau_i} \frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) d\tau_i dt + \int_t^{t+\delta t} \int_{\tau_i} [\vec{\nabla} \cdot (\rho\phi\vec{V} - v_\phi\vec{\nabla}\phi)] d\tau_i dt = \int_t^{t+\delta t} \int_{\tau_i} S_\phi d\tau_i dt \quad (\text{III. 2})$$

Désignons par Y_1, Y_2 et Y_3 les trois termes de l'équation (III.2), et calculons ces termes. Pour le calcul du terme Y_1 , on suppose que la valeur de $\rho\phi$ au nœud est constante à l'intérieur du volume τ_i , moyennant cette hypothèse Y_1 devient :

$$Y_1 = \int_t^{t+\delta t} \frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi\tau) dt = \tau_i [(\rho\phi)_i^n - (\rho\phi)_i^0] \quad (\text{III-3})$$

Où $(\rho\Phi)_i^n$ représente la valeur de $(\rho\Phi)$ au point i et à l'instant $t+\delta t$, tandis que $(\rho\Phi)_i^0$ représente la valeur de $(\rho\Phi)$ au point i mais à l'instant t . Le calcul de Y_2 s'amorce en transformant l'intégrale du volume en intégrale de surface, on a ainsi :

$$Y_2 = \int_t^{t+\delta t} \int_{(\sigma_i)} (\rho\Phi \vec{V} - v_\phi \vec{\nabla}\Phi) \cdot \vec{\sigma}_i dt \quad (\text{III-4})$$

Considérons maintenant le cas mono dimensionnelle, on obtient l'équation (III.5) :

$$Y_2 = \int_t^{t+\delta t} \left[\int_{(A_{i+\frac{1}{2}})} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}} d\sigma_i - \int_{(A_{i-\frac{1}{2}})} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i-\frac{1}{2}} d\sigma_i \right] dt \quad (\text{III-5})$$

et supposons ensuite que les valeurs :

$$\left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i-\frac{1}{2}}$$

sont constantes sur les interfaces d'aire $A_{i+\frac{1}{2}}$ et $A_{i-\frac{1}{2}}$, Y_2 s'écrit alors :

$$Y_2 = \int_t^{t+\delta t} A_{i+\frac{1}{2}} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}} dt - \int_t^{t+\delta t} A_{i-\frac{1}{2}} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i-\frac{1}{2}} dt \quad (\text{III-6})$$

Le réseau ne variant pas en fonction du temps, les quantités $A_{i+\frac{1}{2}}$ et $A_{i-\frac{1}{2}}$, peuvent être sorties des intégrales temporelles, d'où :

$$Y_2 = A_{i+\frac{1}{2}} \int_t^{t+\delta t} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}} dt - A_{i-\frac{1}{2}} \int_t^{t+\delta t} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i-\frac{1}{2}} dt \quad (\text{III-7})$$

L'intégration de Y_2 est immédiate et conduit à :

$$Y_2 = S_i^p \delta t \quad (\text{III.8})$$

où S_i^p représente la valeur de S au point i et à l'instant t .

Pour récapituler, après intégration des différents termes nous avons :

$$\tau_i [(\rho\Phi)_i^n - (\rho\Phi)_i^0] + A_{i+\frac{1}{2}} \int_t^{t+\delta t} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}} dt - A_{i-\frac{1}{2}} \int_t^{t+\delta t} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i-\frac{1}{2}} dt = S_i^0 \tau_i \delta t \quad (\text{III-9})$$

Il faut maintenant faire une hypothèse sur la variation en fonction du temps des termes

$$\begin{cases} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}} \\ \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i-\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

Pour pouvoir effectuer l'intégration temporelle, plusieurs hypothèses sont possibles, et de façon générale exprimons l'intégrale $\int_t^{t+\delta t} Y(t) dt$ sous la forme :

$$\int_t^{t+\delta t} Y(t) dt = [\alpha Y^n + (1 - \alpha) Y^0] \delta t \quad (\text{III.11})$$

Y désigne le terme $\left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)$ et α un nombre variant entre 0 et 1.

$\alpha = 0$ conduit à un schéma explicite, tandis que $\alpha = 1$ mène à un schéma totalement implicite. Le schéma de Crank-Nicholson est lui obtenu avec $\alpha = \frac{1}{2}$. Nous utilisons le cas $\alpha = 0$. L'équation générale s'écrit alors :

$$\tau_i [(\rho\Phi)_i^n - (\rho\Phi)_i^0] + A_{i+\frac{1}{2}} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2}}^0 \delta t - A_{i-\frac{1}{2}} \left(\rho\phi V_x - v_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{i-\frac{1}{2}}^0 \delta t = S_i^0 \tau_i \delta t \quad (\text{III-12})$$

Les termes :

$$\left(v_\phi \frac{\delta\phi}{\delta x} \right)_{i+\frac{1}{2}}^0 \quad \text{et} \quad \left(v_\phi \frac{\delta\phi}{\delta x} \right)_{i-\frac{1}{2}}^0 \quad (\text{III.13})$$

• Toutes les équations de transport des particules chargées ou des neutres définies précédemment obéissent à la même forme générique :
Elles s'expriment facilement par :

$$V_{\Phi_{i+1/2}} \left(\frac{\Phi_{i+1}^0 + \Phi_i^0}{x_{i+1} - x_i} \right) \text{ et } V_{\Phi_{i-1/2}} \left(\frac{\Phi_i^0 + \Phi_{i-1}^0}{x_i - x_{i-1}} \right) \quad (\text{III.14})$$

Restent les quantités $(\rho\Phi V_x)_{i\pm 1/2}^0$ qu'il faut expliciter en fonction des quantités connues localisées aux nœuds du réseau. Là encore, plusieurs choix sont possibles, donnant naissance aux schémas centrés et "upwind"(S.V.Patankar)[52].

En ce qui concerne les valeurs inconnues

$$(\rho\Phi V_x)_{i\pm 1/2}^0 = \frac{1}{2} [(\rho\Phi V_x)_{i\pm 1}^0 - (\rho\Phi V_x)_i^0] \quad (\text{III.15})$$

Les valeurs inconnues $(\rho\Phi V_x)_i^n$ s'expriment ainsi en fonction des valeurs à l'instant t de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \tau_i(\rho\Phi)_i^n = \tau_i(\rho\Phi)_i^0 + A_{i-1/2} \left\{ \frac{1}{2} [(\rho\Phi V_x)_1^0 + (\rho\Phi V_x)_{i-1}^0] - V_{\Phi_{i-1/2}} \left(\frac{\Phi_i^0 - \Phi_{i-1}^0}{x_i - x_{i-1}} \right) \right\} - A_{i+1/2} \\ + \frac{1}{2} [(\rho\Phi V_x)_{i+1}^0 + (\rho\Phi V_x)_i^0] - V_{\Phi_{i+1/2}} \left(\frac{\Phi_{i+1}^0 - \Phi_i^0}{x_{i+1} - x_i} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

Schéma explicite : $\alpha = 0$

Le fait de poser $\alpha = 0$, consiste à postuler que la variable y conserve la valeur Y^0 durant tout l'intervalle de temps δt , et prend brutalement la valeur Y^n à l'instant $t + \delta t$. Ce point de vue amène à l'expression précédemment calculée. Il ressort clairement que la valeur inconnue $(\rho\Phi)^n$, s'obtient directement en fonction des grandeurs connues à l'instant t, d'où la dénomination d'explicite, d'un tel schéma. On peut montrer facilement, soit à partir de l'analyse de Fourier, soit à partir d'arguments physiques simples, que les valeurs de δt et δx , ne sont pas indépendantes et doivent vérifier la relation de la stabilité de la forme :

$$|\vec{V}(\delta t / \delta x_i)| \leq \frac{1}{2} \quad (\text{III.17})$$

En effet l'équation donnant $(\rho\Phi)^n$, ne tient compte que décharges entre les cellules i, (i+1) et (i-1). La variation de $(\rho\Phi)$ ne peut être causée par des flux provenant des cellules autre que (i+1) ou (i-1).

Schéma implicite : $\alpha \neq 0$

Si $\alpha \neq 0$, il n'est pas difficile de se rendre compte que, $(\rho\Phi)^n$ ne s'exprime plus seulement en fonction des grandeurs connues à l'instant t , mais des fonction des grandeurs connues à l'instant $t + \delta t$.

Dans le cas $\alpha = 1$, on obtient le schéma totalement implicite, exigeant la résolution d'un système d'équations linéaires dont les inconnues sont les valeurs $(\rho\Phi)^n$, i variant de 1 à n , si le réseau comporte n nœuds dans la direction considérée.

L'équation générale d'un tel système s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \tau_i (\rho\Phi)_i^n = & \tau_i (\rho\Phi)_i^o + A_{i-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{1}{2} [(\rho\Phi V_x)_i^n + (\rho\Phi V_x)_{i-1}^n] - v_{\Phi_{i-\frac{1}{2}}} \left(\frac{\Phi_i^n - \Phi_{i-1}^n}{x_i - x_{i-1}} \right) \right\} \\ & - \delta t A_{i+\frac{1}{2}} \left\{ \frac{1}{2} [(\rho\Phi V_x)_{i+1}^n - (\rho\Phi V_x)_i^n] - v_{\Phi_{i+\frac{1}{2}}} \left(\frac{\Phi_{i+1}^n - \Phi_i^n}{x_{i+1} - x_i} \right) \right\} \delta t + S_i^o \tau_i \delta t \quad (\text{III. 18}) \end{aligned}$$

L'équation précédente relie Φ_i^n et Φ_i^o , Φ_{i+1}^n et Φ_{i-1}^n , donc la résolution du système s'effectue à chaque pas temporel, grâce à l'inversion d'une matrice tri diagonale.

II-1-3. Procédure de "Time-Splitting" :

La procédure de "Time-Splitting" s'effectue par une succession d'intégrations mono – dimensionnelles, dans chacune des directions de l'espace et du temps. Plaçons-nous par exemple en coordonnées cylindriques et supposons l'existence d'une symétrie de révolution autour de l'axe z . Si on désigne par G une grandeur que nous voulons faire évoluer, qui ne dépend donc spatialement que des variables r et z , l'évolution de G est alors séparée en deux évolutions indépendantes :

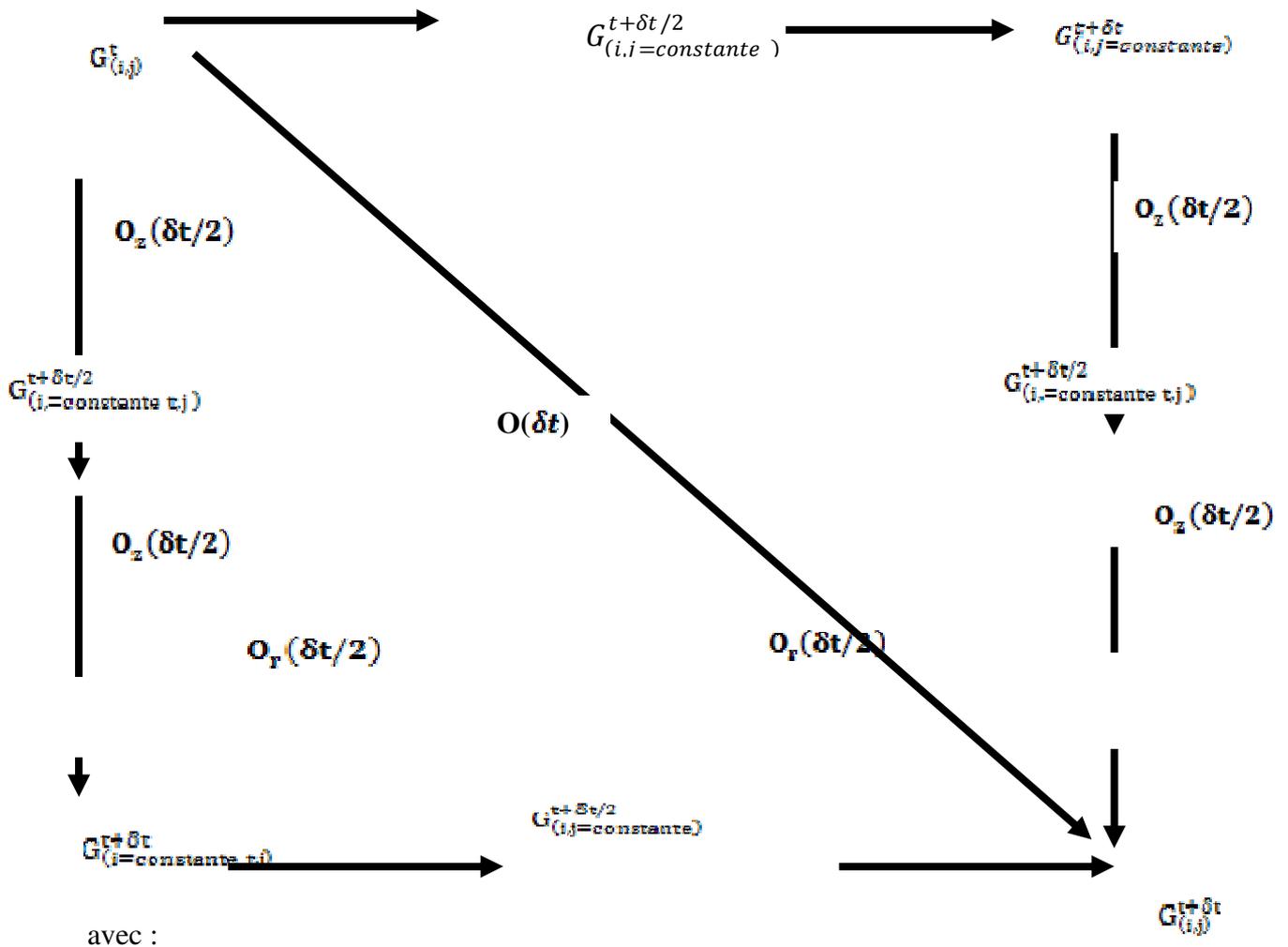
- L'une suivant r (radiale), s'effectuant en deux étapes de durée $\delta t/2$ chacune.
- l'autre suivant z (axiale), s'effectuant aussi en deux étapes de durée $\delta t/2$ chacune.

Si on note par $O(\delta t)$ l'opérateur d'évolution durant δt , $O_r(\delta t)$ l'opérateur d'évolution durant deux fois $\delta t/2$ dans la direction r à z constant et $O_z(\delta t)$ l'opérateur d'évolution durant aussi deux fois $\delta t/2$ dans la direction z à r constant, nous aurons :

$$O(\delta t) = O_r(\delta t) \otimes O_z(\delta t) = O_z(\delta t) \otimes O_r(\delta t) \quad (\text{III. 19})$$

$$\begin{cases} O_r(\delta t) = O_r(\delta t/2) \otimes O_r(\delta t/2) \\ O_z(\delta t) = O_z(\delta t/2) \otimes O_z(\delta t/2) \end{cases} \quad (\text{III. 20})$$

Si $G_{(i,j)}^t$ désigne l'ensemble des valeurs de la grandeur G sur le à l'instant t , on obtient les valeurs $G_{(i,j)}^{t+\delta t}$ de la façon suivante :



$G_{(i,j=constante)}^{t+\delta t}$ les valeurs intermédiaires obtenues la direction radiale à z constant et

$G_{(i=constante,t)}^{t+\delta t}$ les valeurs intermédiaires obtenues suivant la direction axiale à r constant.

III-2. Les techniques de correction de flux de transport (F.C.T) :

III-2-1.Introduction :

Il est bien connu que le schéma centré ne produit des résultats physiquement acceptables que si le nombre de Peclet local, rapport de l'intensité de la convection sur l'intensité de la diffusion, est en valeur absolue inférieur à 2 (S.V.Patankar)[52]. En particulier, près des "forts gradient", on constate la présence d'oscillations totalement dépourvues de signification physique, détruisant ainsi la positivité de la solution. Si on adopte le point de vue l'analyse de Fourier, le schéma est dispersif, c'est-à-dire que l'harmonique k se propage avec une vitesse qui n'est pas indépendant de son rang.

Nous nous proposons de remédier à cette situation à l'aide de la technique de correction de flux de transport (F.C.T.) développée par J.P.Boris et D.L.Book(1973).

III-2-2. Principe de la technique FCT :

Le principe de base de la F.C.T. réside dans l'application, au profil issu du schéma de transport dispersif, une diffusion corrective localisée uniquement dans les régions où des oscillations ont tendance à se produire. Il apparaît ainsi, que la F.C.T. est une technique et non pas un algorithme de transport particulier. La qualité du profil résultant réside donc, dans les propriétés du couple (algorithme de transport, technique F.C.T.).

La F.C.T. atteint son objectif en deux étapes. La première étape applique à tout le profil une diffusion, dont l'intensité suffisante pour "gommer" les oscillations superposées au signal physique. La forme originale du signal en est donc évidemment altérée, et il est nécessaire de procéder à sa restauration, c'est le but de la seconde étape appelée "anti-diffusion".

Notons par Ω^F l'opération de transport effectuée par l'algorithme directement issu des équations de conservation discrétisées, Ω^d l'opération de diffusion et Ω^a celle d'anti-diffusion. Un traitement " F.C.T. " classique fait passer l'ensemble des valeurs F_i^0 ,

à l'ensemble des valeurs F_i^N , de la façon suivante :

$$\{F_i^0\} \xrightarrow{\Omega^F} \{F_i^F\} \xrightarrow{\Omega^d} \{F_i^{Fd}\} \xrightarrow{\Omega^a} \{F_i^N\} \quad (\text{III.21})$$

Si l'on avait choisit le schéma "upwind" au lieu du schéma centré, pour exprimer les valeurs aux interfaces en fonction des valeurs nœuds, l'algorithme du transport aurait alors fourni un profil dépourvu d'oscillations parasites.

Mais présentant une diffusion numérique artificielle (D.L.Book, J.P. Boris et K.Hain). Il est dans ce cas possible de traiter un tel profil par F.C.T. , uniquement en appliquant l'anti-diffusion. La séquence d'opérations s'écrit alors :

$$\{F_i^0\} - \Omega^t \quad \{F_i^{dt}\} \Omega^a \rightarrow \{F_i^m\} \quad (III.22)$$

III-2-3. Le transport diffusif :

Le transport de grandeur F au point i s'écrit :

$$F_i^t = F_i^0 - \frac{1}{2} (F_i^0 + F_{i+1}^0) \varepsilon_{i+\frac{1}{2}}^0 + \frac{1}{2} (F_i^0 + F_{i-1}^0) \varepsilon_{i-\frac{1}{2}}^0 + S^0 \quad (III.23)$$

Ou : F_i^0 est la valeur de F au point i à l'instant t, F_i^t est la valeur de F au point i après transport (l'exposant t signifie valeur obtenue après transport), $\varepsilon_{i/2}^0$ un coefficient défini par ;

$$\varepsilon_{i\pm 1/2}^0 = (V_i^0 + V_{i\pm 1}^0) (\delta t / \delta x) \quad (III.24)$$

V_i^0 : Est la valeur de la vitesse au point i à l'instant t, et $V_{i\pm 1}^0$ la valeur de la vitesse au point i+1 et l'instant t+ δt . La définition de la grandeur F au point i s'écrit :

$$F_i^d = F_i^0 + f_{i+1/2}^0 - f_{i-1/2}^0 \quad (III.25)$$

où les flux bruts de diffusion sont donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} f_{i+1/2}^0 = v_{i+\frac{1}{2}} (F_{i+1}^0 - F_i^0) \\ f_{i-1/2}^0 = v_{i-\frac{1}{2}} (F_i^0 - F_{i-1}^0) \end{cases} \quad (III.26)$$

Ou : $v_{i\pm \frac{1}{2}}$ est le coefficient de diffusion (explicité plus loin) et dépendant du rapport $V \frac{\Delta t}{\Delta x}$

Nous définissons encore les quantités ε_i^\pm , Π_i^+ et Π_{i-1}^- par :

$$\varepsilon_i^\pm = \frac{1}{2} \pm V_i \left(\frac{\delta t}{\delta x} \right) \quad (III.27)$$

$$\Pi_i^+ = \frac{\varepsilon_i^-}{(\varepsilon_{i+1}^+ + \varepsilon_i^-)} \quad (III.28)$$

$$\Pi_{i-1}^- = 1 + \Pi_i^+ \quad (III.29)$$

Finalement la solution que nous obtenons après transport + diffusion est de la forme :

$$F_i^{td} = 4[\Pi_i^+]^2 f_{i+1/2}^0 - 4[\Pi_i^-]^2 f_{i-1/2}^0 + \Pi_i^+ \left(F_i^0 - S_{i+\frac{1}{2}} \right) - \Pi_i^- \left(F_i^0 - S_{i-\frac{1}{2}} \right) \quad (\text{III.30})$$

Une telle diffusion est appliquée en tout point sans distinction. L'étape suivante consiste à annuler cette diffusion là où elle n'est par nécessaire.

III-2-4. Anti- diffusion :

Notons qu'il existe plusieurs façons d'effectuer l'anti-diffusion, une parmi elles est donnée par la formule suivante :

$$\begin{cases} f_{i+1/2}^0 = \mu_{i+\frac{1}{2}} (F_{i+1}^t - F_i^t) \\ f_{i+1/2}^0 = \mu_{i-\frac{1}{2}} (F_i^t - F_{i-1}^t) \end{cases} \quad (\text{III.31})$$

$\mu_{i\pm\frac{1}{2}}$: est coefficient d'anti-diffusion

Une telle anti - diffusion est appelée « Phoenical » car elle compense exactement la diffusion quand la vitesse s'annule et permet donc de retrouver la grandeur intacte, tel le Phénix qui renaît de ses cendres. La vitesse s'annule et permet donc de retrouver la grandeur intacte. C'est le rôle du « flux limiter » qui réalise cela dans le respect de la règle suivante :

$$f_{i+1/2}^c = \text{sgn.} \max \left\{ 0, \min \left\{ \text{sgn} \delta F_{i-\frac{1}{2}}^{td}, |f_{i+1/2}^t|, \text{sgn.} \delta F_{i+\frac{3}{2}}^{td} \right\} \right\} \quad (\text{III.32})$$

Avec :

$$|\text{sgn}| = 1, \quad \text{signe} \left(f_{i+\frac{1}{2}}^t \right) = \text{signe} \left(f_{i+\frac{1}{2}}^0 + \frac{1}{8} (\delta F_{i+1}^t - \delta F_i^t) \right) \quad (\text{III.33})$$

$$\text{et} \begin{cases} f_{i+\frac{1}{2}}^t = \mu_{i+\frac{1}{2}} (F_{i+1}^t - F_i^t) \\ f_{i-\frac{1}{2}}^t = \mu_{i-\frac{1}{2}} (F_i^t - F_{i-1}^t) \end{cases} \quad (\text{III.34})$$

L'anti-diffusion ne doit ni créer de nouveaux extremums, ni accentuer les extrêmes déjà existants. La formulation précédente ponctuelle, se transforme sous l'effet de la diffusion en un plateau de trois points, sur lequel l'anti-diffusion ne peut agir, c'est le phénomène de « Clipping ». Finalement, la nouvelle valeur de la grandeur F calculée au point, l'instant $t+\tau + \delta t$ s'obtient par la relation :

$$F_i^n = F_i^{td} - f_{i+1/2}^c + f_{i-1/2}^c \quad (\text{III.35})$$

Les coefficients de diffusion $\nu_{i\pm 1/2}^0$ et d'anti-diffusion $\mu_{i\pm\frac{1}{2}}^0$ peuvent être ajustés suivant les particularités du problème étudié et le but recherché.

$$\text{Proposent : } \begin{cases} v_{i\pm 1/2}^0 = \frac{1}{6} + \frac{1}{3} (\varepsilon_{i\pm 1/2}^c)^2 \\ \mu_{i\pm 1/2}^0 = \frac{1}{6} - \frac{1}{3} (\varepsilon_{i\pm 1/2}^c)^2 \end{cases} \quad (\text{III. 36})$$

Nous noterons que, de la formation adoptée, à toutes les étapes décrites ci-dessus, toute quantité soustraite (respectivement ajoutée) au point $i+1$, de sorte que la méthode reste conservative.

D'autre part, la formation précédente qui prévoit que la cellule n échange qu'avec les cellules contiguës soit $i-1$, de sorte que la vitesse de transport \vec{V} Le pas spatial δx et le pas temporel δt vérifient en tout point et à chaque instant la relation de stabilité de :

$$|\vec{V}(\Delta x / \Delta t)| \leq \frac{1}{2} \quad (\text{III. 37})$$

III-3. Etude de l'algorithme SHAST2D :

SHAST2D (Sharp and Smooth Transport Algorithm) est un algorithme numérique proposé par un groupe d'auteurs D.L.Book, J.P.Boris, et K Hain (1975). Permettant de résoudre pour deux dimensions spatiales l'ensemble d'équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{V}) + \vec{v} \cdot (\rho \vec{V} \cdot \vec{v}) = \vec{S}_v \\ \frac{\partial W}{\partial t} + \vec{v} \cdot (W \cdot \vec{v}) = S_e \end{cases} \quad (\text{III. 38})$$

On remarque que chacune des équations peut se mettre sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{v} \cdot (F \vec{v}) = S \quad (\text{III. 39})$$

Où F représente la quantité transportée (densité, quantité de mouvement ou énergie totale). \vec{V} est la vitesse totale de transport que l'on détaillera par la suite et S le module (au sens mathématique) du terme source, soit de vitesse S_v , soit de l'énergie S_e , et $W = \frac{3}{2}P + \frac{1}{2}\rho V^2$ l'énergie totale du système (thermique et cinétique, P la pression du gaz).

On note par SHASTR $\{F, V, S, \delta r, \delta t\}$ la procédure de transport dans la direction r (radiale), et par SHASTZ $\{F, V, S, \delta z, \delta t\}$ la procédure de transport dans la direction z (axiale). Nous appliquerons aux deux procédures la technique F.C.T. Dans deux cas, on obtient les valeurs de $\{F_i^{t+\delta t}\}$ à l'instant $t+\delta t$, à partir des valeurs $\{F_i^t\}$ connues à l'instant t . Les quantités de départ sont notées ρ^0, V^0, S^0, W^0 , représentant respectivement densité de

masse, vitesse de transport, terme source et énergie. Les grandeurs à calculer sont notées ρ^n, V^n, S^n, W^n , le transport s'effectue sur un réseau, ayant δr comme pas spatial dans la direction radiale, et δz dans la direction axiale, et se déroule en quatre étapes que nous allons détailler plus loin.

–1^{ère} étape :

On suppose connaître les valeurs initiales de la densité de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, puis on calcul leurs nouvelles valeurs après transport, on détermine d'abord la vitesse de transport et la pression. L'évolution s'effectuera de l'instant t à l'instant $t + \delta/2$.

$$\left\{ \begin{array}{l} V_r^0 = \frac{(\rho V_r)^0}{\rho^0}; V_z^0 = \frac{(\rho V_z)^0}{\rho^0} \\ P^0 = \frac{2}{3} [W^0 - 0.5\rho^0(V_r^0)^2 - 0.5\rho^0(V_z^0)^2] \\ P^{hr} = \text{SHASTR}\left\{\rho^0, V_r^0, S_r^0, \delta r, \frac{\delta t}{2}\right\} \\ (\rho v_r)^{hr} = \text{SHASTR}\left\{(\rho v_r)^0, V_r^0, S_r^0, \delta r, \frac{\delta t}{2}\right\} \\ (\rho v_z)^{hr} = \text{SHASTR}\left\{(\rho v_z)^0, V_r^0, 0, \delta r, \frac{\delta t}{2}\right\} \\ W^{hr} = \text{SHASTR}\left\{W^0, V_r^0, S_r^0, \delta r, \frac{\delta t}{2}\right\} \end{array} \right. \quad (A1)$$

Le transport suivant la direction r durant un demi-cycle $\delta/2$. Le transport se déroule à vitesse constante V_r^0 et les valeurs obtenues à la fin de ce demi-cycle vont comme valeurs initiales pour le transport suivant. Notons que la vitesse V_z^0 n'intervient que dans le calcul de l'énergie cinétique.

–2^{ème} étape :

À l'aide des valeurs obtenues au cours de la première étape, on continue le calcul des nouvelles valeurs de la densité, de la quantité de mouvement et l'énergie, mais de l'instant $t + \delta t / 2$, à l'instant $t + \delta t$.

$$\left\{ \begin{array}{l} V_r^{hr} = \frac{(\rho V_r)^{hr}}{\rho^{hr}}; V_z^{hr} = \frac{(\rho V_z)^{hr}}{\rho^{hr}} \\ P^{hr} = \frac{2}{3} [W^{hr} - 0.5\rho^{hr}(V_r^{hr})^2 - 0.5\rho^{hr}(V_z^{hr})^2] \\ P^r = \text{SHASTR}\{\rho^0, V_r^{hr}, S_r^{hr}, \delta r, \delta t\} \\ (\rho v_r)^r = \text{SHASTR}\{(\rho v_r)^0, V_r^{hr}, S_r^{hr}, \delta r, \delta t\} \\ (\rho v_z)^r = \text{SHASTR}\{(\rho v_z)^0, V_r^{hr}, 0, \delta r, \delta t\} \\ W^r = \text{SHASTR}\{W^0, V_r^{hr}, S_r^{hr}, \delta r, \delta t\} \end{array} \right. \quad (A2)$$

Les valeurs obtenues constituent le résultat de l'évolution radiale durant $t + \delta t$. L'étape suivante consiste à faire évoluer le gaz dans la direction z

—3^{ème} étape :

Les valeurs P^r (densité massique), $(\rho v_z)^r$ et $(\rho V_r)^r$ (quantité de mouvement) et W^r (énergie) obtenues précédemment vont servir comme valeurs initiales pour le transport axial. L'évolution de $t + \delta t$ sera faite de la même façon, c'est-à-dire à vitesse constante durant chaque demi-cycle, ainsi que les termes sources qui seront pris également constants durant le passage de t à $t + \delta t$.

$$\left\{ \begin{array}{l} V_z^r = \frac{(\rho V_z)^r}{\rho^r}; V_r^r = \frac{(\rho V_r)^r}{\rho^r} \\ P^r = \frac{2}{3} [W^r - 0.5\rho^r(V_r^r)^2 - 0.5\rho^r(V_z^r)^2] \\ P^{hz} = \text{SHASTZ}\left\{\rho^r, V_z^r, S_z^r, \delta z, \frac{\delta t}{2}\right\} \\ (\rho v_r)^{hz} = \text{SHASTZ}\left\{(\rho v_r)^r, V_z^r, 0, \delta z, \frac{\delta t}{2}\right\} \\ (\rho v_z)^{hz} = \text{SHASTZ}\left\{(\rho v_z)^r, V_z^r, S_z^r, \delta z, \frac{\delta t}{2}\right\} \\ W^{hz} = \text{SHASTZ}\left\{W^r, V_z^r, S_z^r, \delta z, \frac{\delta t}{2}\right\} \end{array} \right. \quad (A3)$$

—4^{ème} étape :

avec les mêmes remarques que précédemment le transport s'effectuera à vitesse constante.

$$\left\{ \begin{array}{l} V_z^{hz} = \frac{(\rho V_z)^{hz}}{\rho^{hz}}; V_r^{hz} = \frac{(\rho V_r)^{hz}}{\rho^{hz}} \\ P^{hz} = \frac{2}{3} [W^{hz} - 0.5 \rho^{hz} (V_r^{hz})^2 - 0.5 \rho^{hz} (V_z^{hz})^2] \\ P^n = \text{SHASTZ}\{\rho^r, V_r^{hz}, S_r^{hz}, \delta z, \delta t\} \\ (\rho V_r)^n = \text{SHASTZ}\{(\rho V_r)^r, V_r^{hz}, 0, \delta z, \delta t\} \\ (\rho V_z)^n = \text{SHASTZ}\{(\rho V_z)^r, V_z^{hz}, S_z^{hr}, \delta z, \delta t\} \\ W^n = \text{SHASTZ}\{W^r, V_z^{hz}, S_z^{hz}, \delta z, \delta t\} \end{array} \right. \quad (A4)$$

Les valeurs P^n (densité massique), $(\rho V_z)^n$ et $(\rho V_r)^n$ (quantité de mouvement) et W^n (énergie), obtenues durant ce dernier demi-cycle sont les valeurs recherchées.

III-4. Mise en œuvre du code :

III-4-1. Résolution dans l'approximation "Time-Splitting" :

Les équations (III.14, III.15 et III.18) obtenues dans le chapitre III, dans le cadre du formalisme de la dynamique de gaz de neutres, sont traitées par l'algorithme **SHAST2D FCT**.

III-4-1-1. Transport radial :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V_r) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho V_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V_r V_r) = (SV)_r \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho V_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V_z V_r) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} W + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r W V_r) = (SE)_r \end{array} \right. \quad (III.40)$$

Où les quantités ρ , (ρV_r) et W représentent respectivement la densité de masse, la quantité de mouvement et d'énergie totale des neutres. $(SV)_r$ est le terme source de vitesse et $(SE)_r$ le terme source d'énergie, que l'on va expliciter :

$$\left\{ \begin{array}{l} (SV)_r = \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rr}) - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} - \frac{\partial}{\partial z} \tau_{zrz} \\ (SE)_r = f_r J_r E_r + \frac{\kappa(T)}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial T}{\partial r}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{r(P + \tau_{rr})V_r\} - \frac{\partial}{\partial z} (\tau_{rz} V_r) \end{array} \right. \quad (III.41)$$

Où $P=NkT$ est la pression du gaz, J_r la composante radiale de la densité de courant τ_{rz} et $\tau_{\theta\theta}$ sont les différentes composantes du tenseur viscosité de courant ont été tirées de l'ouvrage [57] de R.B.Brid., WESTewart, ENLight foot (1960) :

$$\begin{cases} \tau_{rr} = -\eta(T) \left(2 \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{V} \right) \\ \tau_{rz} = -\eta(T) \left(2 \frac{\partial V_z}{\partial r} - \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) \\ \tau_{\theta\theta} = -\eta(T) \left(2 \frac{\partial V_r}{r} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{V} \right) \end{cases} \quad (\text{III.42})$$

III-4-1-2. Transport axial :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho V_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_r V_z) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho V_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z V_z) = (SV)_z \\ \frac{\partial}{\partial t} W + \frac{\partial}{\partial z} (W V_z) = (SE)_z \end{cases} \quad (\text{III.43})$$

Où les quantités $\rho(\rho V_z)$ et W représentent respectivement la densité de masse, la quantité de mouvement et l'énergie totale des neutres.

$(SV)_z$ est le terme source de vitesse et $(SE)_z$ représente le terme source d'énergie, que l'on va expliciter :

$$\begin{cases} (SV)_z = -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rz}) - \frac{\partial}{\partial z} \tau_{rzz} \\ (SE)_z = f_z J_z E_z + K(T) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \{ (P + \tau_{zz}) V_z \} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rz} V_z) \end{cases} \quad (\text{III.44})$$

Où J_z et E_z sont les composantes axiale de la densité de courant et du champ électrique τ_{zz} et τ_{rz} sont les différentes composantes de la tenseur viscosité

$$\begin{cases} \tau_{rzz} = -\eta(T) \left(2 \frac{\partial V_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{V} \right) \\ \tau_{rz} = -\eta(T) \left(2 \frac{\partial V_z}{\partial r} - \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (\text{III.45})$$

III-4-1-3. Calcul des termes sources sur l'axe :

Compte tenu de l'utilisation des coordonnées cylindriques à cause la symétrie de révolution autour de l'axe de la décharge, on doit avoir toujours $V_z = 0$ sur l'axe. Ceci implique de transport de certains termes sur l'axe.

- **transport radial :**

Pour la quantité de mouvement, (ρV_r) est nulle sur l'axe, donc on a immédiatement

$(SV)_{r\text{axe}} = 0$. Pour le transport de l'énergie, nous avons $|f_z J E|_r = 0$ et on doit

calculer la limite des autres termes quand $r \rightarrow 0$ (les calculs sont détaillés dans l'annexe).

$$(SE)_{r\text{axe}} = 2K(T) \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} - P \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{4}{3} \eta(T) \left\{ \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} \right)^2 - \frac{\partial V_z}{\partial z} \frac{\partial V_r}{\partial r} \right\} \quad (\text{III.46})$$

- **transport axial**

On doit également prendre la limite lorsque $r \rightarrow 0$ de l'ensemble des termes de $(SV)_z$ et $(SE)_z$. on obtient les valeur suivantes:

$$(SE)_{z\text{axe}} = |f_z J E|_r + K(T) \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z) \frac{4}{3} \eta(T) \left\{ V_z \frac{\partial V_z}{\partial z^2} + \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)^2 - \frac{\partial V_z}{\partial z} \frac{\partial V_r}{\partial r} \right\} \quad (\text{III.47})$$

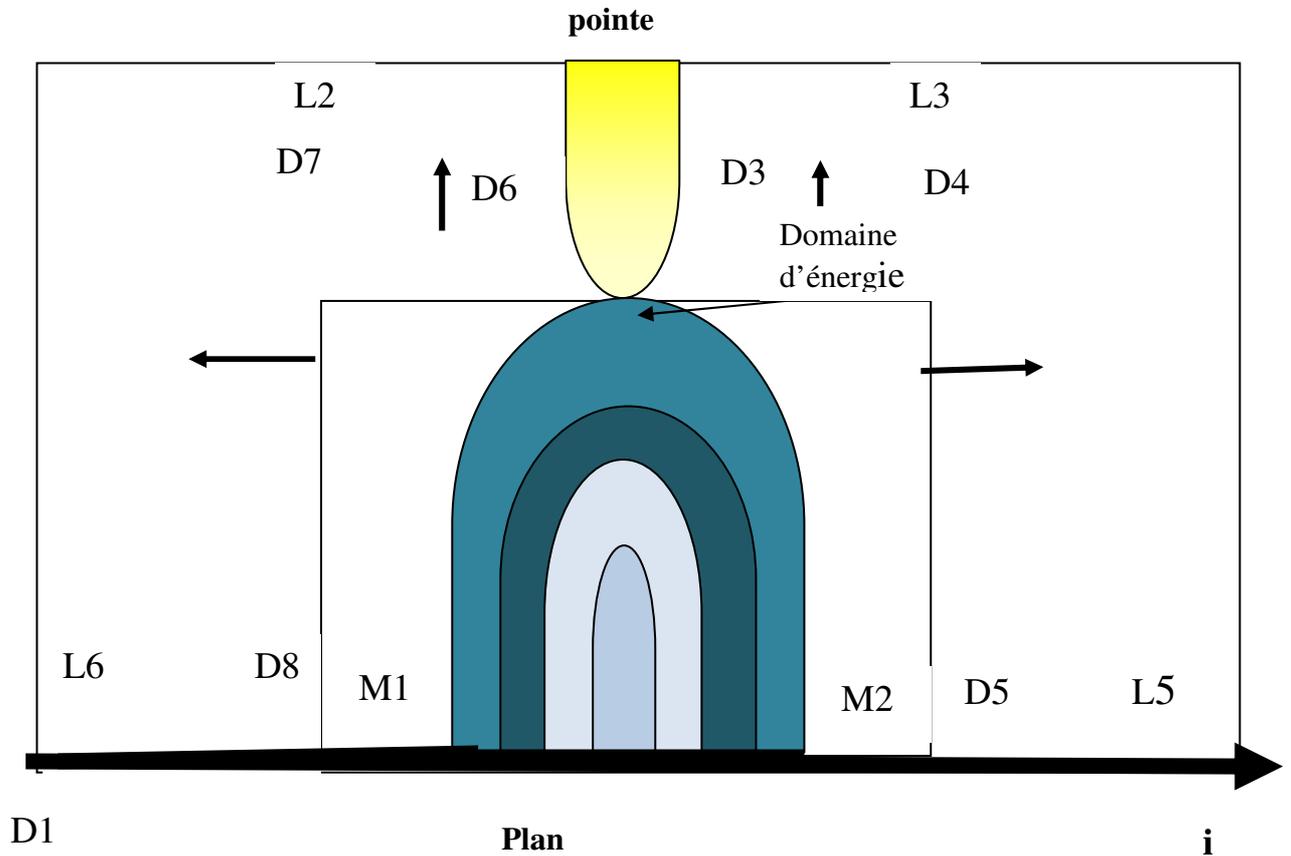
Le terme $(SV)_{z\text{axe}}$ s'écrit :

$$(SV)_{z\text{axe}} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{4}{3} \eta(T) \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} \quad (\text{III.48})$$

Il nous reste à définir la zone d'étude et la construction du réseau, puis ensuite, valider le code numérique et donner la précision des calculs effectués. L'injection peut être décomposée en deux réparties ainsi dans l'une et l'autre direction, axiale et radiale.

III-4-2. Définition du domaine d'étude :

Nous supposons l'existence de la symétrie de révolution autour de l'axe de la décharge, le cadre de résolution se schématise alors de la façon suivante :



Figure(III.1) Définition du domaine d'étude

Définition du réseau :

Les différents paramètres représentés sur la figure III.1. sont définis comme suite : le réseau est défini par l'ensemble des couples de nœuds (i, j) , où i correspond à la position du nœud sur l'axe radial et j à sa position sur l'axe z . Le couple $(0,1)$ correspond à l'origine des axes (point D_1). Le couple $(0,2)$ correspond à la surface du plan.

$\Delta r = r_{i+1} - r_i$ est la distance entre deux nœuds sur l'axe r .

$\Delta z = z_{j+1} - z_j$ est la distance entre deux nœuds sur l'axe z

La zone d'étude est déterminée par l'ensemble des points $(D_1, D_2, D_3, D_4, D_5)$. On complétera par symétrie l'analyse dans le domaine $(D_1, D_2, D_6, D_7, D_8)$. Les limites (D_4, D_5) et (D_3, D_4) peuvent se déplacer librement et indépendamment l'une de l'autre, respectivement dans la direction radiale ou la direction axiale en fonction de la vitesse des neutres calculée sur ces limites.

Pour cela, si on note par N_{br} la valeur de i repérant la limite (D_4, D_5) , on doit comparer à chaque itération, la vitesse radiale obtenue sur cette verticale, à une valeur fixe choisie et définie au début de programme. On procède de la même manière pour la limite horizontale. Si la vitesse calculée est égale ou supérieure à cette vitesse, la limite du domaine de calcul est repoussée. On limite ainsi au maximum, les erreurs pouvant être introduites par des limites de calcul qui ne correspondent pas aux limites physiques, tout en économisant un temps de calcul important. L'énergie injectée occupe le volume délimité par l'ensemble des points (M_1, D_2, M_2) , et sera stable durant toute l'étude de la décharge, seule la distribution changera en fonction du cas étudié. La pointe est définie par l'ensemble des points $(D_2, D_6, L_2, L_3, D_3)$. Enfin, les limites du domaine d'étude sont définies par les points (L_4, L_5) pour la paroi latérale, et par (L_1, L_4) pour la paroi supérieure.

III-5. Problème des conditions sur l'axe, le plan, les parois :

III-5-1. sur l'axe :

La composante radiale de la vitesse doit toujours être nulle, ainsi que les gradients de toutes les grandeurs (densité, température et pression) calculées dans la direction radiale. Ceci se traduit par les relations suivantes :

$$\begin{cases} V_r(0, z, t) = 0 & ; & \frac{\partial}{\partial r} V_r(0, z, t) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial r} T(0, z, t) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial r} N(0, z, t) = 0; & \frac{\partial}{\partial r} P(0, z, t) = 0 \end{cases} \quad \text{(III.49)}$$

III-5-2. Sur le plan :

on distingue deux cas :

En-dessous du plan, la température reste constante $T_0=300$ K tandis que toutes les autres grandeurs sont nulles.

$$\begin{cases} V_r(r,1,t) = 0 & ; & V_z(r,1,t) = 0 \\ T(r,1,t) = T_0, \\ N(r,1,t) = 0 & ; & P(r,1,t) = 0 \end{cases} \quad (\text{III.50})$$

- A la surface du plan, la vitesse axiale est nulle ($V_z = 0$), tandis que la vitesse radiale (V_r) dépendra de la vitesse totale, calculée au nœud voisin correspondant, c'est-à-dire $V_r(i,j=1) = V_r(i,j=2)$, où ($1 \leq i \leq 200$). Les autres grandeurs (la densité, et la température) sont calculées par extrapolation. On obtient les relations suivantes :

$$\begin{cases} T(r,2,t) = 2T(r,3,t) - T(r,4,t) \\ N(r,2,t) = 2N(r,3,t) - N(r,4,t) \\ P(r,2,t) = 2P(r,3,t) - P(r,4,t) \end{cases} \quad (\text{III.51})$$

III-5-3. Sur la pointe :

on distingue trois cas :

- à l'intérieur de la pointe, on garde les mêmes conditions que celles, que l'on a choisies en dessous du plan, à savoir :

$$\begin{cases} V_r(r,z,t) = 0 & ; & V_z(r,z,t) = 0 \\ T(r,z,t) = T_0; \\ N(r,z,t) = 0 & ; & P(r,z,t) = 0 \end{cases} \quad (\text{III.52})$$

- Sur la pointe (côte oblique D_2D_2), les valeurs sont calculées de la même façon que sur le plan :

$$\begin{cases} T(r1,z,t) = 2T(r-2,z,t) - T(r-3,z,t) \\ N(r1,z,t) = 2N(r-2,z,t) - N(r-3,z,t) \\ P(r1,z,t) = 2P(r-2,z,t) - P(r-3,z,t) \end{cases} \quad (\text{III.53})$$

- Sur la pointe (côté latéral D_3L_3), les valeurs sont calculées de la même façon que précédemment

$$\begin{cases} T(r1,z,t) = 2T(lr+2,z,t) - T(lr+3,z,t) \\ N(r1,z,t) = 2N(lr+2,z,t) - N(lr+3,z,t) \\ P(r1,z,t) = 2P(lr+2,z,t) - P(lr+3,z,t) \end{cases} \quad (\text{III.54})$$

III-5-4. sur les parois :

Les parois constituent la limite de notre domaine, on garde les mêmes valeurs que celles prises sous la surface du plan ou de la pointe.

$$\begin{cases} V_r(r, z_p, t) = V_r(r_p, z, t) = 0 & ; & V_z(r_p, z, t) = V_z(r, z_p, t) = 0 \\ T(r, z_p, t) = T(r_p, z, t) = T_0 \\ N(r, z_p, t) = N(r_p, z, t) = 0 & ; & P(r_p, z, t) = P(r, z_p, t) = 0 \end{cases} \quad (\text{III. 55})$$

III-6. conclusion :

Nous avons présenté dans ce chapitre la procédure numérique et conditions initiales et aux limites, nous passons maintenant à la résolution de ces équations.

Chapitre IV : Résultats de la simulation

Résultats de la simulation

IV-1. Introduction :

Nous simulons dans ce chapitre, l'expérience décrite dans la littérature [55] [56], qui correspond à un gaz soumis à une décharge couronne à la pression atmosphérique. La durée de cette décharge s'étend jusqu'à 400 ns. Nous analysons tout particulièrement l'influence du champ électrique, c'est-à-dire le transfert d'énergie des particules chargées vers les particules neutres dans quatre situations de distribution:

- Sans distribution de charges d'espace.
- Avec une distribution de charges d'espace au voisinage du plan.
- Avec une distribution de charges d'espace au milieu de l'espace inter électrodes.
- Avec une distribution de charges d'espace au voisinage de la pointe.

IV-2. Position du problème :

Les résultats que nous présentons correspondent à la résolution du système hydrodynamique dans une décharge de géométrie pointe plan. À l'instant initial, le gaz étant supposé immobile, cette décharge est réalisée dans l'air à la pression atmosphérique ($1.013 \cdot 10^5$ Pa), et à une température ambiante (300K).

A la pointe, distance de 10 mm du plan, la tension positive appliquée est 10 kV. Le rayon de la décharge, après la phase streamer, dépend essentiellement de la sur tension appliquée, et par conséquent de l'intensité ainsi que la pression du gaz.

Les conditions imposées au gaz de neutres sont résumées dans le tableau IV.1. :

d=distance inter électrodes	10mm
V(r, z, t)=vitesse initiale	0
T(r, z, t)=température initiale	300 K
P(r, z, 0)=pression initiale	1.013 10^5 Pa
N(r, z, 0)=densité initiale	2.45 10^{24} m ⁻³

Tableau IV.1

IV-3. Evolution spatio-temporelle:

IV-3-1. Evolution temporelle:

Nous avons représenté sur l'ensemble des figures IV.1 jusqu'à IV.12. l'évolution temporelle de la température et la densité des neutres ainsi que la densité des électrons et le courant électrique crée par la contribution de toutes les charges d'espaces et traversant l'espace inter électrode. Cette analyse sera effectuée durant 400ns.

Pour la température, nous remarquons que l'évolution, d'une part dépend de l'espace et d'autre part de la configuration de la charge d'espace. En effet, le chauffage des neutres est différent pour les trois positions $z=1, 4$ et 8 mm, ainsi que pour les quatre situations de distributions de la charge d'espace. Quand on est au voisinage de la pointe (figure IV.1.) le chauffage ne commence à augmenter de façon significative qu'à partir de l'instant $t = 240$ ns. Pour les distributions au milieu et au plan, la température est plus faible que pour les deux autres cas : sans distribution et distribution à la pointe (550K contre 800K). De façon global, le transfert d'énergie aux neutres, depuis les particules chargées, n'est pas spontané : c'est le phénomène d'inertie du gaz neutre. Ensuite nous assistons à une hausse de la température très rapide.

Quand on est au $2/3$ de la distance inter électrode (figure IV.2.), le chauffage est différent dès les premiers instants pour les quatre distributions. Pour des temps inférieurs à 240ns, la température est plus importante pour la distribution sans charge d'espace que pour les distributions au milieu et à la pointe. Pour la figure IV.3. c'est-à-dire pour $z = 1$ mm, nous remarquons que pour des temps allant jusqu'à 240ns, le chauffage des neutres est presque identique pour les deux distributions sans charge d'espace et distribution au plan. Il en est de

même pour les deux autres configurations (à la pointe et au milieu). La différence réside dans les valeurs obtenues: 600K pour les deux premiers cas, 500K pour les deux autres.

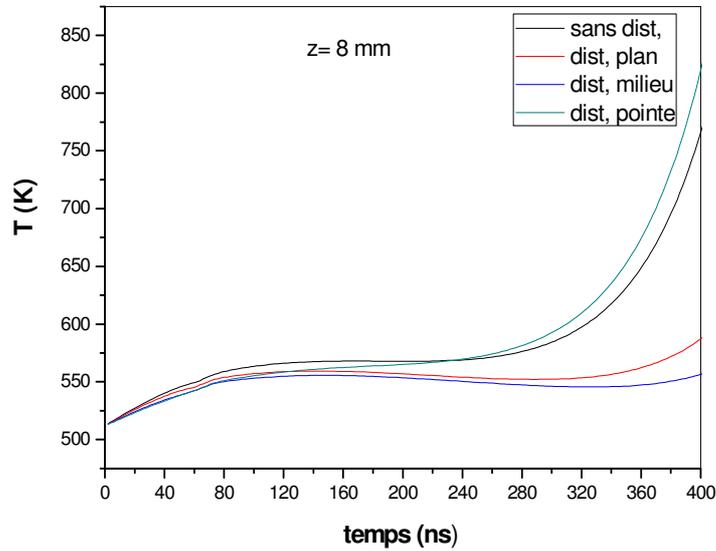


Figure (IV-1) : Evolution temporelle de la température des neutres Pour la position $z = 8\text{mm}$ (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10\text{mm}$)

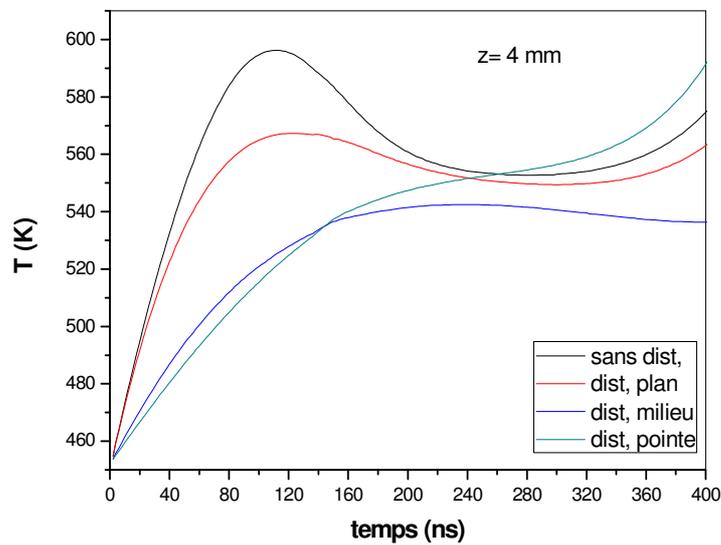


Figure (IV-2) : Evolution temporelle de la température des neutres Pour la position $z = 4\text{mm}$ (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10\text{mm}$)

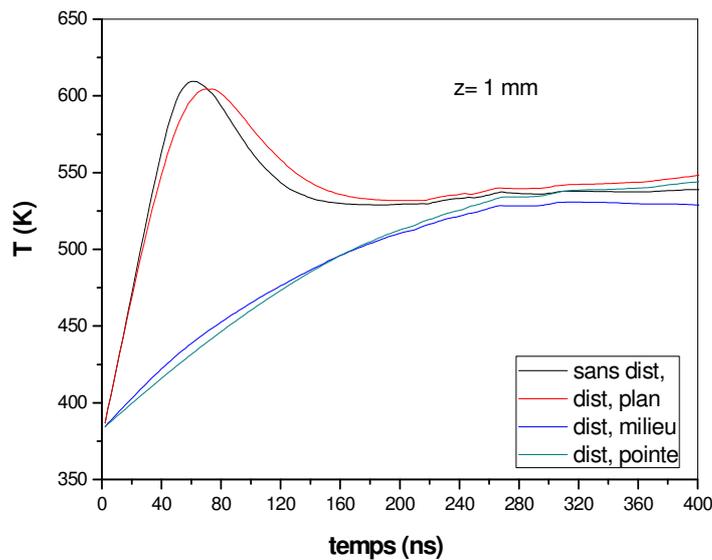


Figure (IV-3) : Evolution temporelle de la température des neutres
 Pour la position $z = 1\text{ mm}$ (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10\text{ mm}$)

Pour la densité des neutres (figures IV.4. jusqu'à IV.6.), contrairement à la température, à part l'instant 30 – 120 ns au point $z = 1\text{ mm}$, nous n'observons pas une différence entre les valeurs des densités pour les quatre distributions. Ce phénomène de similitude dans l'évolution de la densité est surtout visible en $z = 8\text{ mm}$, c'est-à-dire au voisinage de la pointe (figure IV.4.). Ensuite, en $z = 4\text{ mm}$ où l'effet collectif des neutres commence à se faire sentir (voir le zoom de la figure IV.5.). Enfin, c'est en $z = 1\text{ mm}$, c'est-à-dire au voisinage du plan, qu'on peut voir une différence d'évolution de la densité entre 20 et 120 ns. L'effet d'inertie des neutres est bien visible sur la figure IV.6. d'une part entre les deux distributions à la pointe et au milieu, et d'autre part les distributions au plan et sans charge d'espace. On peut rajouter aussi un autre facteur qui est la densité des neutres qui est très grande ($\sim 10^{24}\text{ m}^{-3}$) par rapport à celle des particules chargées ($\sim 10^{13}\text{ m}^{-3}$).

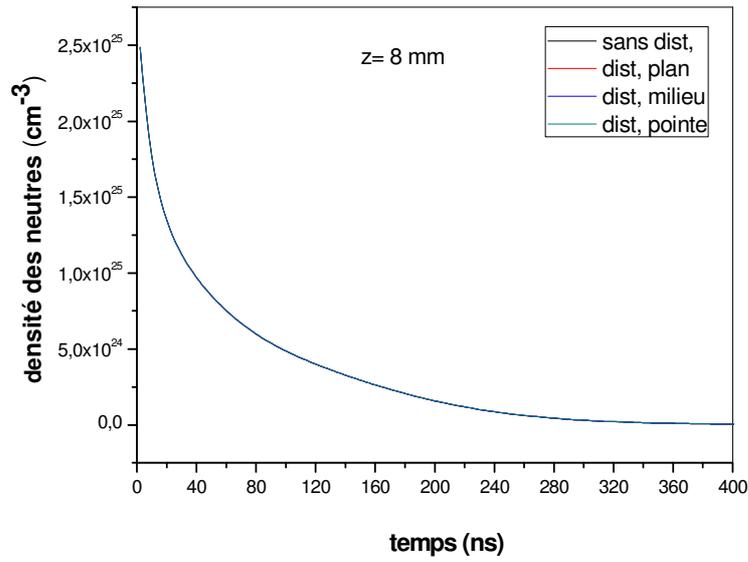


Figure (IV-4) : Evolution temporelle de la densité des neutres
 Pour la position $z = 8\text{mm}$ (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10\text{mm}$)

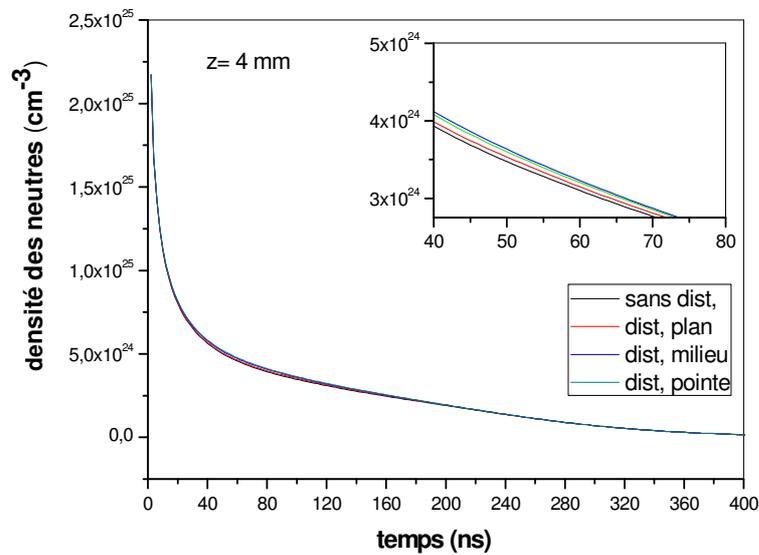


Figure (IV-5) : Evolution temporelle de la densité des neutres
 Pour la position $z = 4\text{mm}$ (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10\text{mm}$)

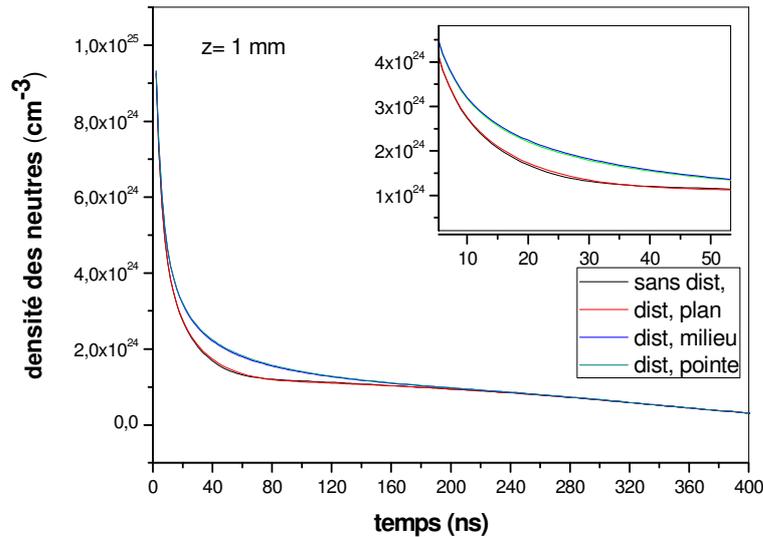


Figure (IV-6) : Evolution temporelle de la densité des neutres
 Pour la position $z = 1$ mm (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10$ mm)

Pour la densité des électrons (figures IV.7. jusqu'à IV.9.), nous remarquons que l'évolution, dépend de l'espace et de la configuration de la charge d'espace. En effet, le mouvement des électrons est différent pour les trois positions $z = 1, 4$ et 8 mm ainsi que pour les quatre situations de distributions de la charge d'espace. Nous remarquons surtout que pour la distribution à la pointe la densité électronique est très faible par rapport aux autres distributions. Ceci est dû au fait que les électrons qui sont créés au voisinage de la pointe sont immédiatement absorbés par l'anode et donc leur densité diminue de façon très rapide. Tandis que pour les distributions au plan, au milieu et sans charges d'espace, la densité électronique est plus ou moins importante selon la position et le temps.

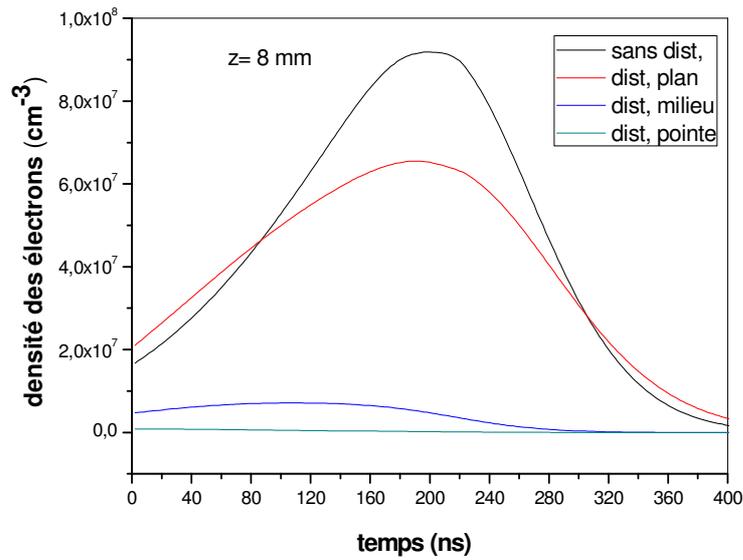


Figure (IV-7) : Evolution temporelle de la densité des électrons
 Pour la position $z = 8\text{mm}$ (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10\text{mm}$)

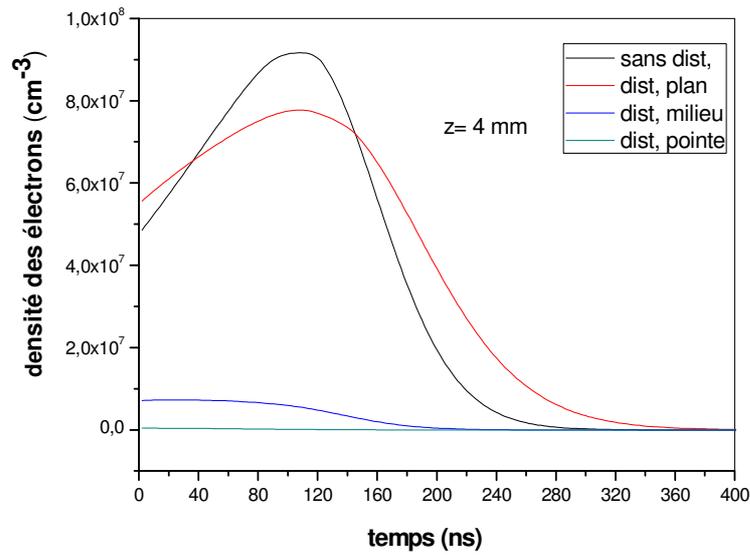


Figure (IV-8) : Evolution temporelle de la densité des électrons
 Pour la position $z = 4\text{mm}$ (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10\text{mm}$)

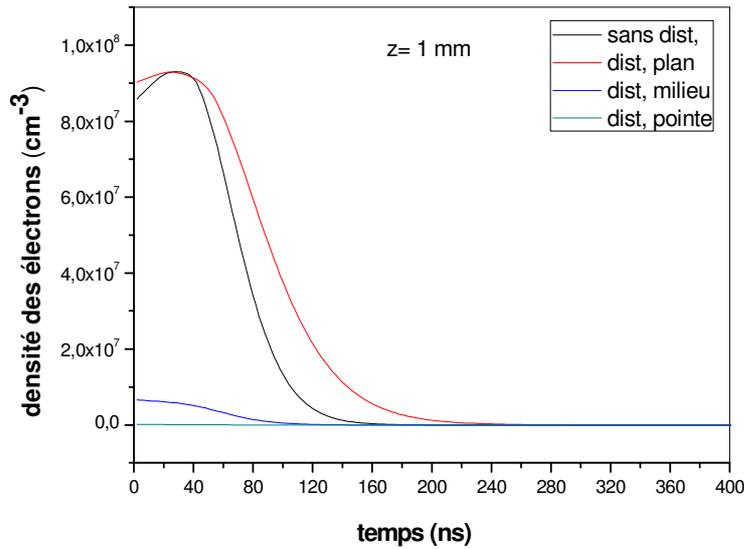


Figure (IV-9) : Evolution temporelle de la densité des électrons
 Pour la position $z = 1$ mm (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10$ mm)

Enfin pour le courant électrique créé dans l'espace inter électrode (voir les figures IV.10. jusqu'à IV.12.), nous observons aussi que l'évolution, dépend de l'espace et de la configuration de la charge d'espace. Par contre, l'intensité est différente pour les trois positions $z = 1, 4$ et 8 mm ainsi que pour les quatre situations de distributions de la charge d'espace. Nous remarquons surtout que chaque distribution a une influence plus ou moins importante selon la position de l'espace inter électrode. En effet, pour $z = 8$ mm, c'est-à-dire au voisinage de l'anode, les deux distributions à la pointe et au milieu sont plus dominantes que les deux autres. Tandis que pour $z = 1$ et 4 mm, c'est surtout la distribution au milieu qui est la plus importante. On peut expliquer ce phénomène par la contribution globale des particules chargées (ions positifs, ions négatifs et électrons) qui dépend du temps et la position dans l'espace inter électrode.

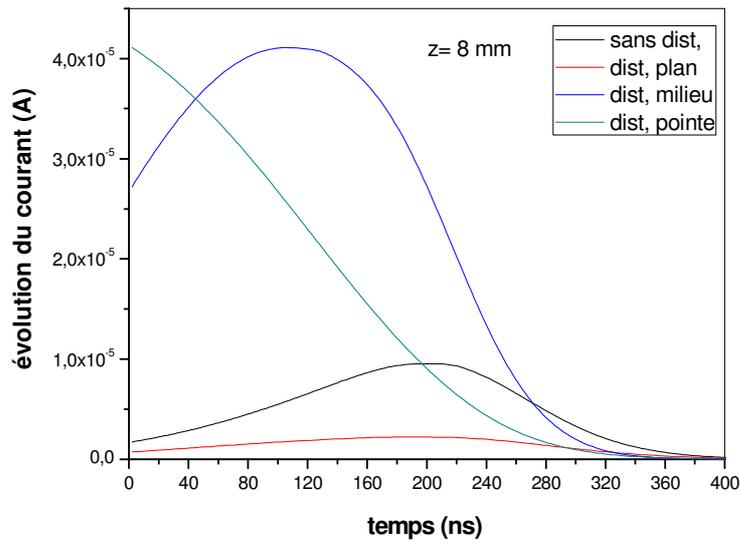


Figure (IV-10) : Evolution temporelle du courant
 Pour la position $z = 8\text{mm}$ (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10\text{mm}$)

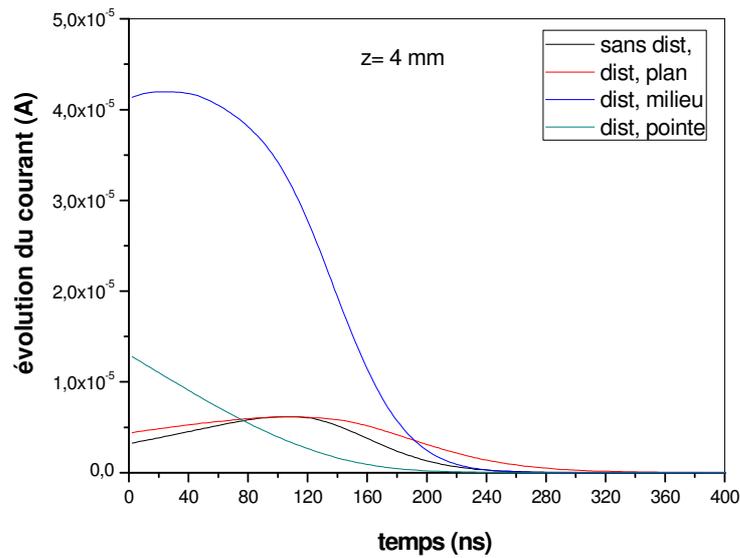


Figure (IV-11) : Evolution temporelle du courant
 Pour la position $z = 4\text{mm}$ (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10\text{mm}$)

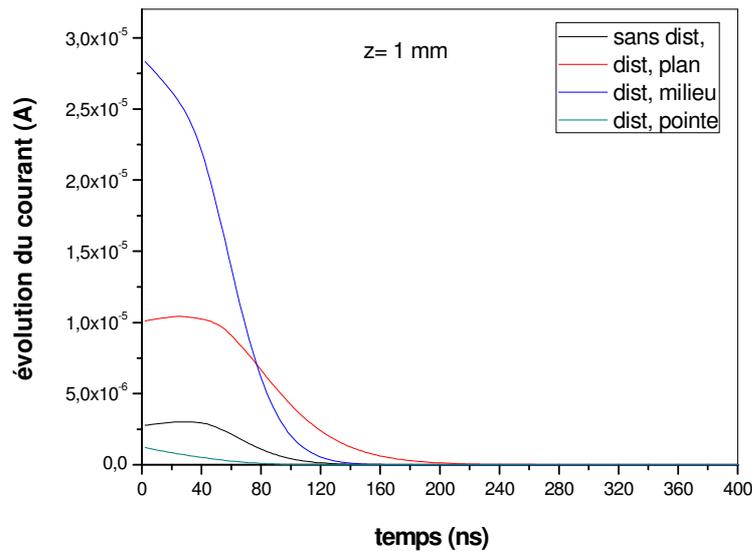


Figure (IV-12) : Evolution temporelle du courant
 Pour la position $z = 1$ mm (plan situé à $z = 0$ et la pointe située en $z=10$ mm)

IV-3-2. Evolution axiale:

L'ensemble des figures IV.13 jusqu'à IV.24. représente l'évolution axiale de la densité et la température des neutres ainsi que la densité des électrons.

Pour la densité des neutres, nous remarquons d'une façon globale que l'écart entre les valeurs est significatif durant les 200ns. Pour des temps supérieurs à 200 ns l'écart devient stable.

Nous observons une distribution inhomogène de la densité due à l'interaction avec les particules chargées, ce qui entraîne une variation de la densité des neutres sur l'axe de la décharge. Nous apercevons sur les figures ((IV.13) jusqu'à (IV.16)), que la densité est plus faible au voisinage de la pointe qu'au plan entraînant ainsi un mouvement de diffusion vers les endroits où l'influence de la charge d'espace est plus importante. Nous pouvons dire aussi d'après les courbes que le dépeuplement des neutres est plus marqué pour les deux distributions au milieu et à la pointe que pour les deux autres distributions, Ceci est dû à la configuration du champ électrique qui devient très inhomogène et de ce fait le mouvement des neutres très perturbé.

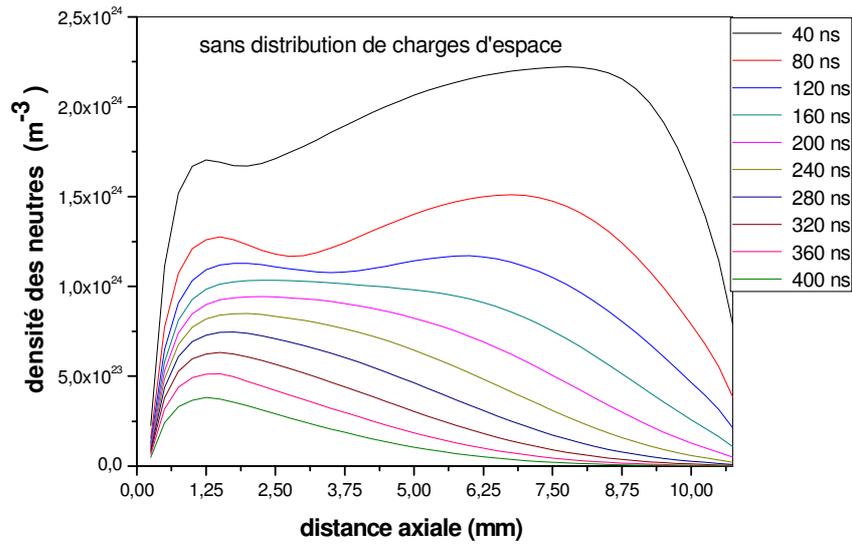


Figure (IV-13) : Distribution axiale de la densité des neutres pour le cas sans Charges d'espace

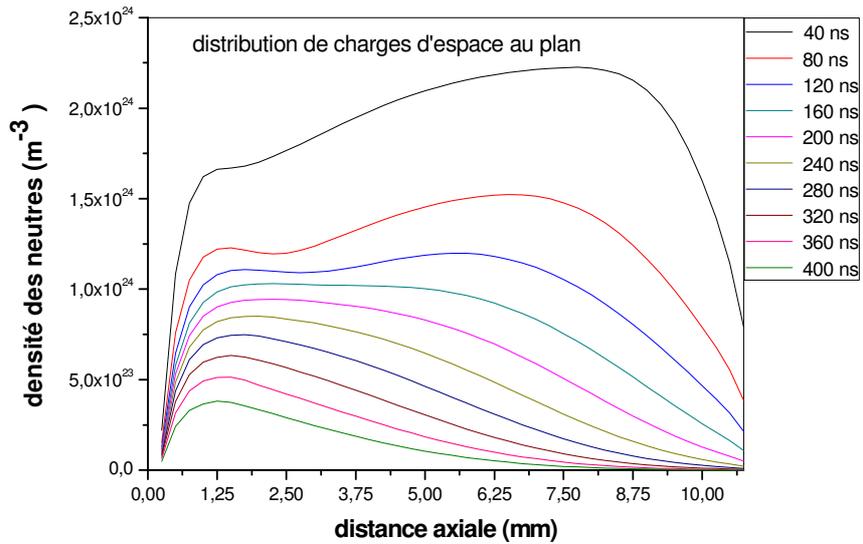


Figure (IV-14) : Distribution axiale de la densité des neutres pour le cas de Charges d'espace situées au plan

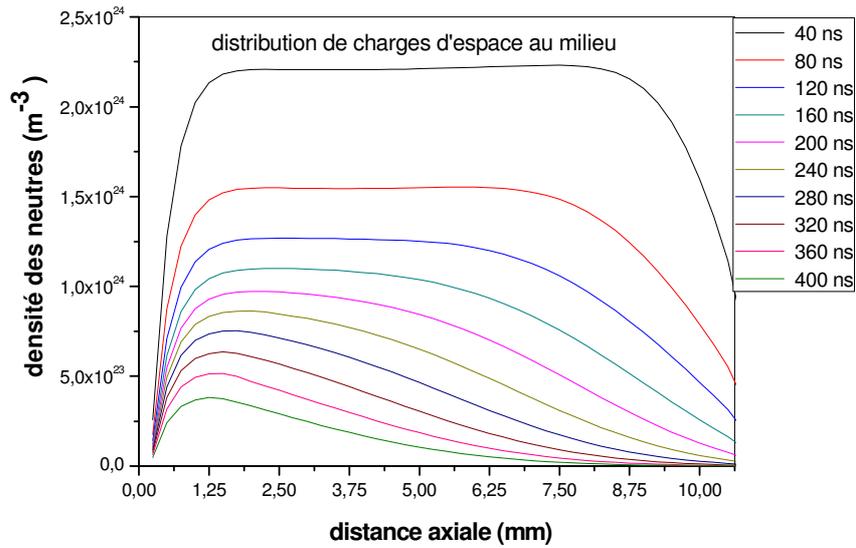


Figure (IV-15) : Distribution axiale de la densité des neutres pour le cas de Charges d'espace situées au milieu

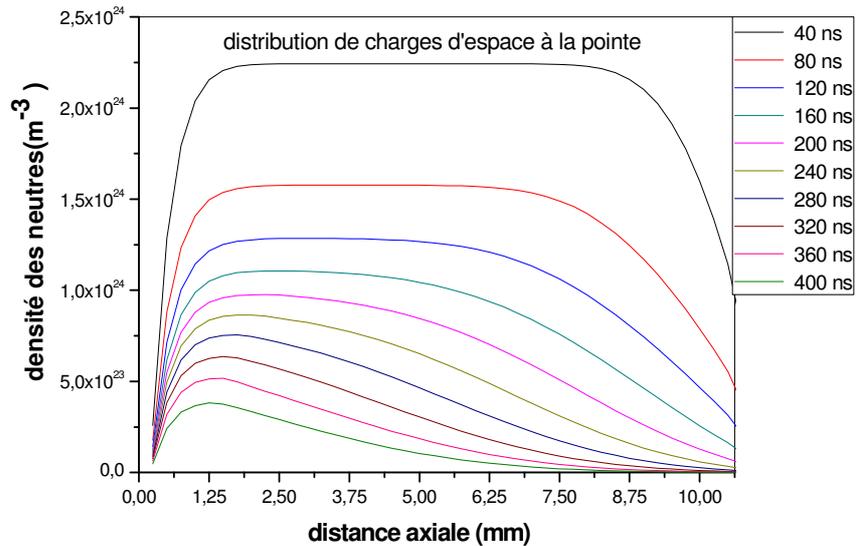


Figure (IV-16) : Distribution axiale de la densité des neutres pour le cas de Charges d'espace situées à la pointe

Les figures IV.17. jusqu'à IV.20. donnent l'évolution axiale de la température pour plusieurs instants et pour les quatre distributions de la charge d'espace. Nous observons chauffage dépendant à la fois de la distribution et du temps.

Sur la figure IV.17. (sans distribution de charge d'espace), la température commence à être significative à partir de l'instant $t = 280$ ns surtout au voisinage de la pointe ($7\text{mm} < z < 10\text{mm}$).

Sur la figure IV.18. (distribution de charge d'espace au plan), la température contrairement à la précédente commence par augmenter jusqu'à 80 ns, ensuite diminue puis se stabilise. Nous remarquons que le chauffage des neutres s'étend dans tout l'espace inter électrode.

Sur la figure IV.19. (distribution de charge d'espace au milieu), la température contrairement aux deux précédentes est plus importante au voisinage du plan jusqu'à $z = 6$ mm, ensuite se stabilise à partir de l'instant $t = 280$ ns.

Sur la figure IV.20. (distribution de charge d'espace à la pointe), la température ressemble à celle de la figure IV.17.

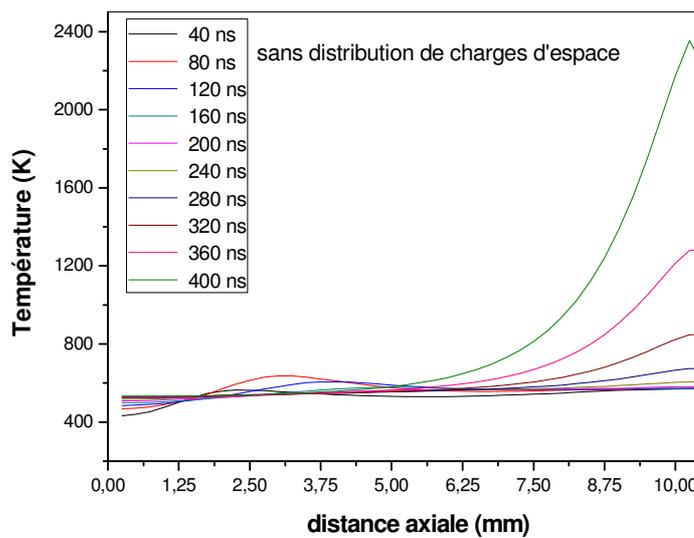


Figure (IV-17) : Distribution axiale de la température des neutres pour le cas sans Charges d'espace

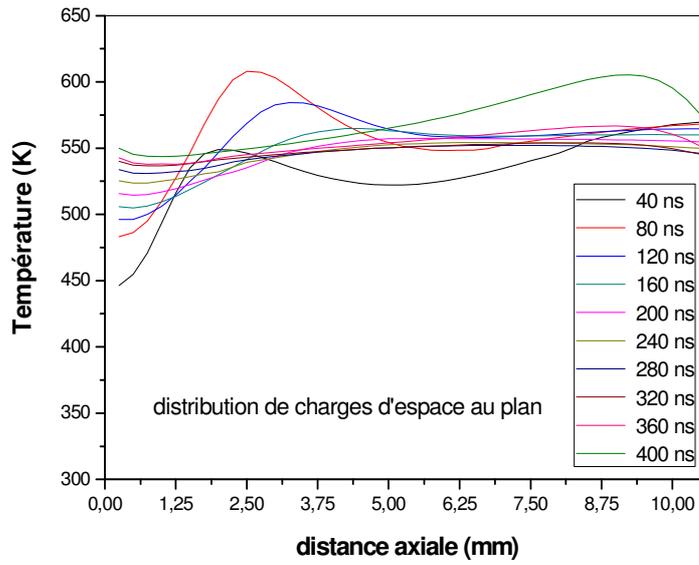


Figure (IV-18) : Distribution axiale de la température des neutres pour le cas de Charges d'espace situées au plan

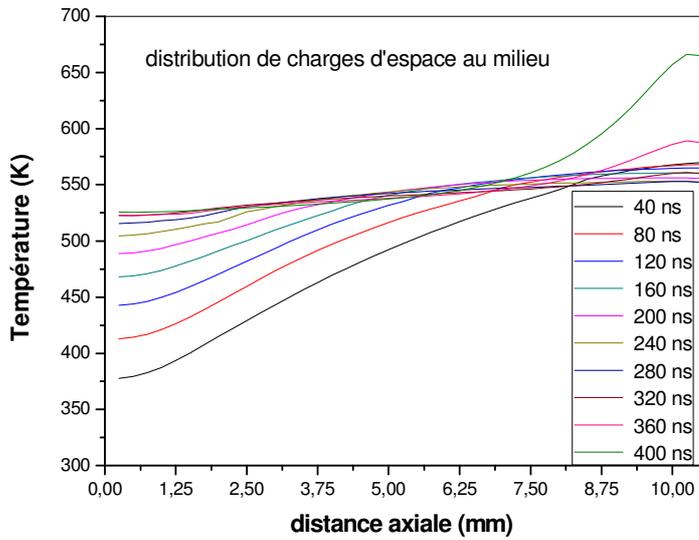


Figure (IV-19) : Distribution axiale de la température des neutres pour le cas de Charges d'espace situées au milieu

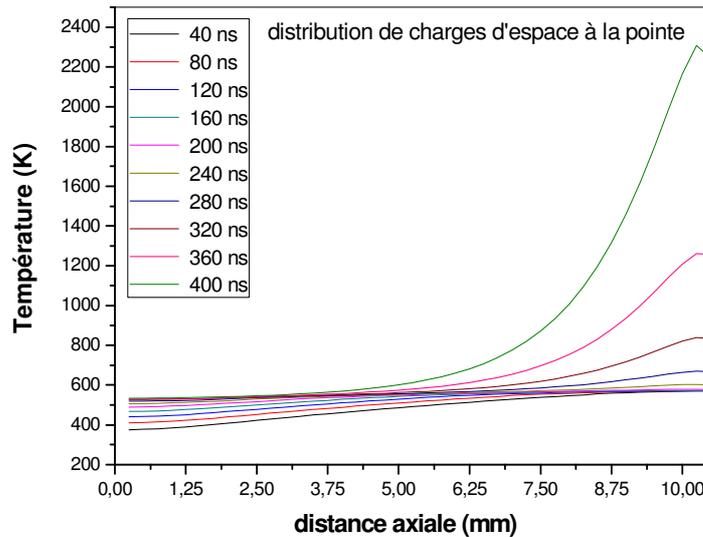


Figure (IV-20) : Distribution axiale de la température des neutres pour le cas de Charges d'espace situées à la pointe

Pour terminer notre analyse de l'évolution axiale, nous avons choisi de représenter sur les figures IV.21. jusqu'à IV.24. l'évolution de la densité des électrons pour plusieurs instants et pour les quatre distributions de la charge d'espace.

Sur la figure IV.21. nous observons une évolution de la densité presque constante jusqu'à l'instant $t = 280$ ns, ensuite elle diminue. Cette densité qui était maximale au voisinage du plan devient très faible sur une distance $0 < z < 6$ mm à l'instant $t = 360$ ns.

Sur la figure IV.22. contrairement à la figure précédente, la densité électronique diminue jusqu'à l'instant $t = 280$ ns, ensuite elle se stabilise entre 280 et 320 ns puis diminue jusqu'à 400 ns. Cette évolution de la densité nous indique qu'il y a eu disparition par attachement et recombinaison.

Sur la figure IV.23. nous remarquons une densité électronique occupant au début presque l'espace inter électrode. Ensuite, le maximum de densité se stabilise tout en peuplant la zone de la pointe jusqu'à 240 ns, puis diminue de façon nette entre 280 et 400 ns. Cette diminution est due surtout à l'absorption des électrons par l'anode.

Enfin pour la figure IV.24. nous observons une densité électronique qui diminue progressivement entre les premiers instants et la fin de l'analyse. Cette diminution est tout à normale puisque la distribution de la charge d'espace est appliquée au voisinage de la pointe..

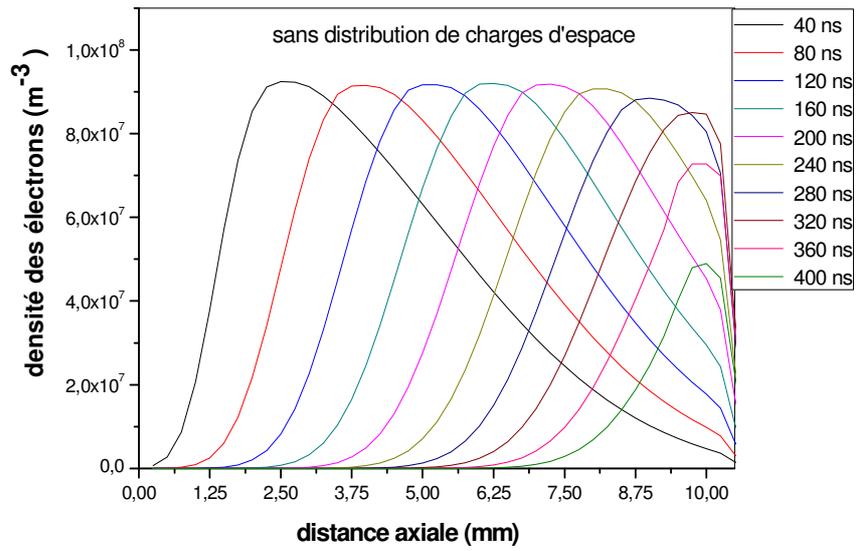


Figure (IV-21) : Distribution axiale de la densité des électrons pour le cas sans Charges d'espace

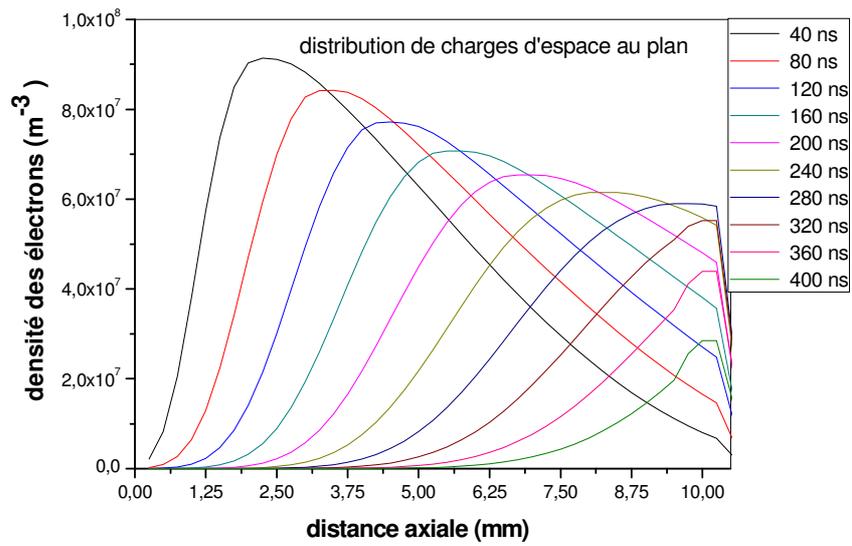


Figure (IV-22) : Distribution axiale de la densité des électrons pour le cas de Charges d'espace situées au plan

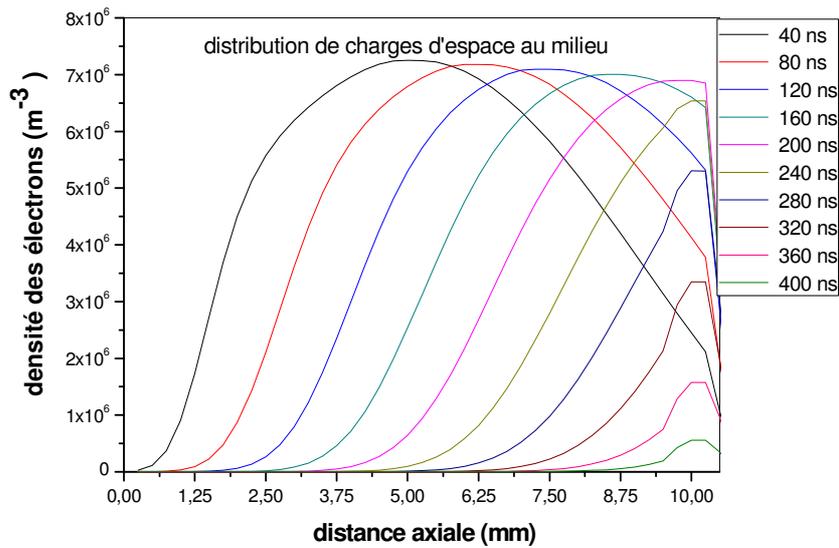


Figure (IV-23) : Distribution axiale de la densité des électrons pour le cas de Charges d'espace situées au milieu

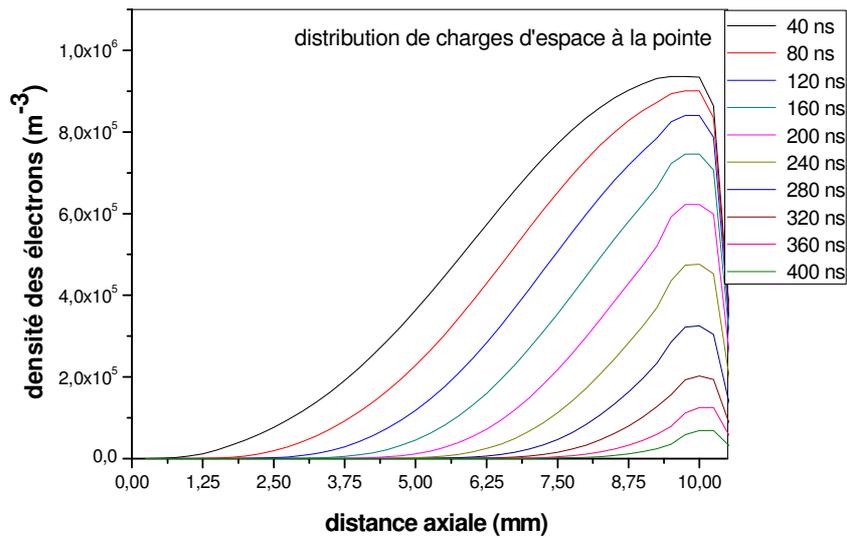


Figure (IV-24) : Distribution axiale de la densité des électrons pour le cas de Charges d'espace situées à la pointe

IV-3-3. Evolution radiale:

Pour représenter et analyser l'évolution radiale du gaz neutre, nous avons choisi la position située au $2/3$ de la distance inter électrode, c'est-à-dire $z = 4$ mm, pour des temps variant de 40 à 400 nanosecondes. Nous remarquons sur l'ensemble des figures IV.25 jusqu'à IV.28., que lorsque le mouvement des particules neutres devient important, les mouvements

convectifs provoquent un dépeuplement qui est variable dans le temps. Comme nous l'avons fait remarquer dans l'analyse temporelle, pour les quatre distributions de la charge d'espace, nous n'observons presque pas de différence dans l'allure du mouvement des particules neutres. La cause principale est due à l'inertie des neutres. Pour l'onde de choc, vu que le mouvement des neutres n'est pas très important et l'énergie des électrons n'est pas très grande, on voit sur ces courbes la formation de cette onde mais on ne voit pas sa propagation.

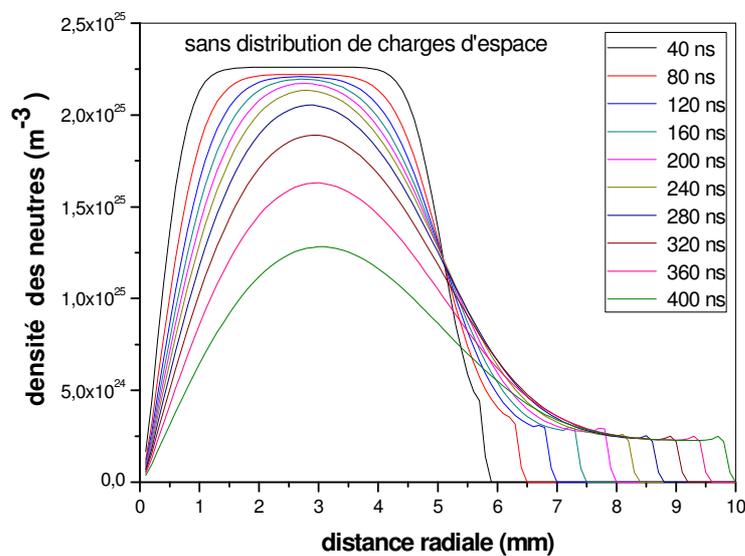


Figure (IV-25) : Distribution radiale de la densité des neutres pour le cas sans Charges d'espace

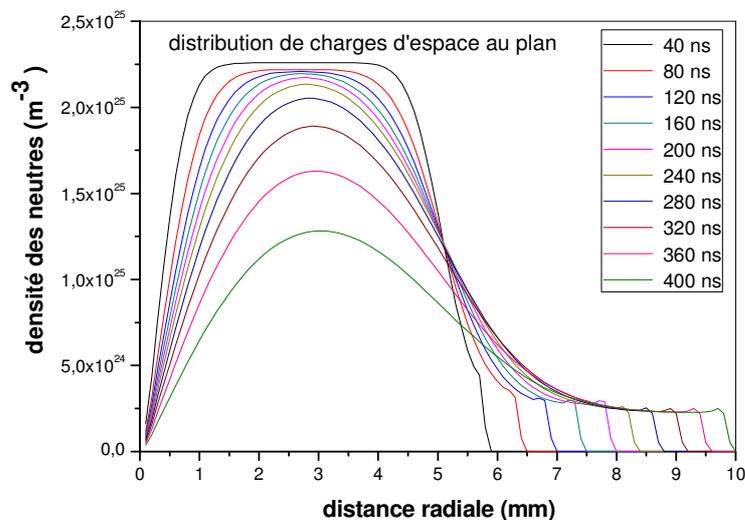


Figure (IV-26) : Distribution radiale de la densité des neutres pour le cas de Charges d'espace situées au plan

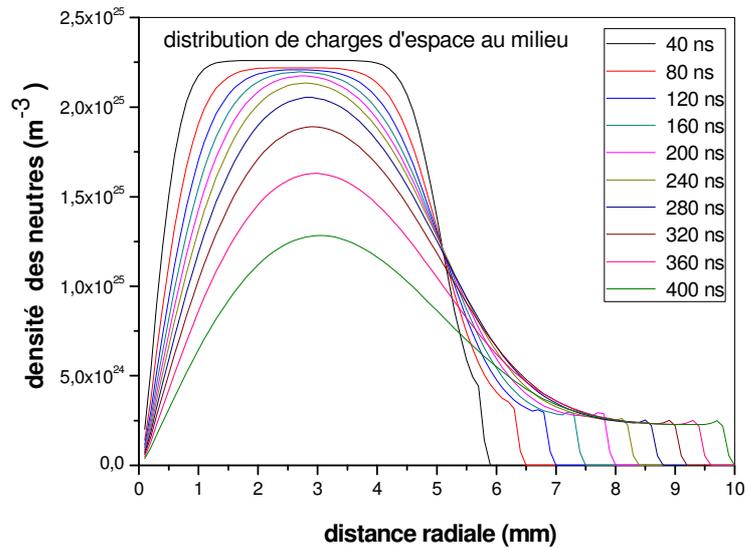


Figure (IV-27) : Distribution radiale de la densité des neutres pour le cas de Charges d'espace situées au milieu

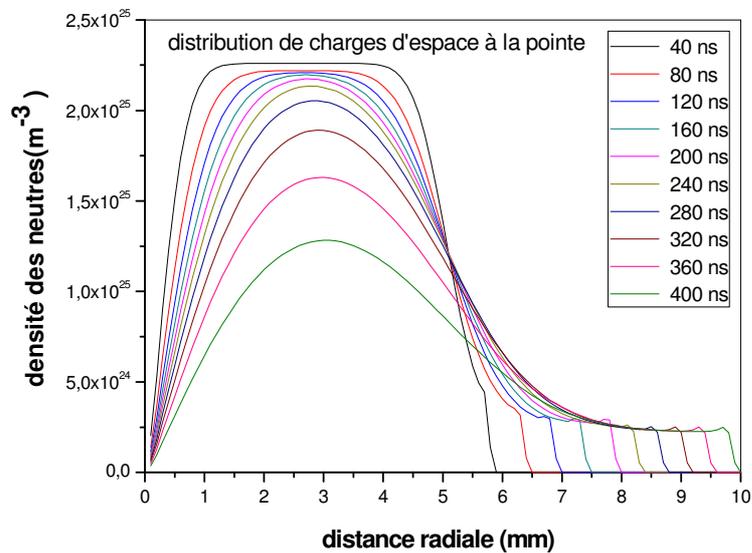


Figure (IV-28) : Distribution radiale de la densité des neutres pour le cas de Charges d'espace situées à la pointe

IV-4. Représentation 2D:

L'originalité de ce mémoire, qui fait suite aux travaux réalisés dans notre laboratoire [56][57] [58] dans ce domaine, consiste en l'introduction de la représentation spatio temporelle 2D pour compléter l'analyse de la décharge couronne (image IV.1 jusqu'à image IV.160). Ces images représentent les distributions spatio temporelles de la température, la densité, la pression et la vitesse des neutres pour les quatre distributions de la charge d'espace. Sur ces images nous observons les différentes évolutions chaque 40 ns jusqu'à 400ns.

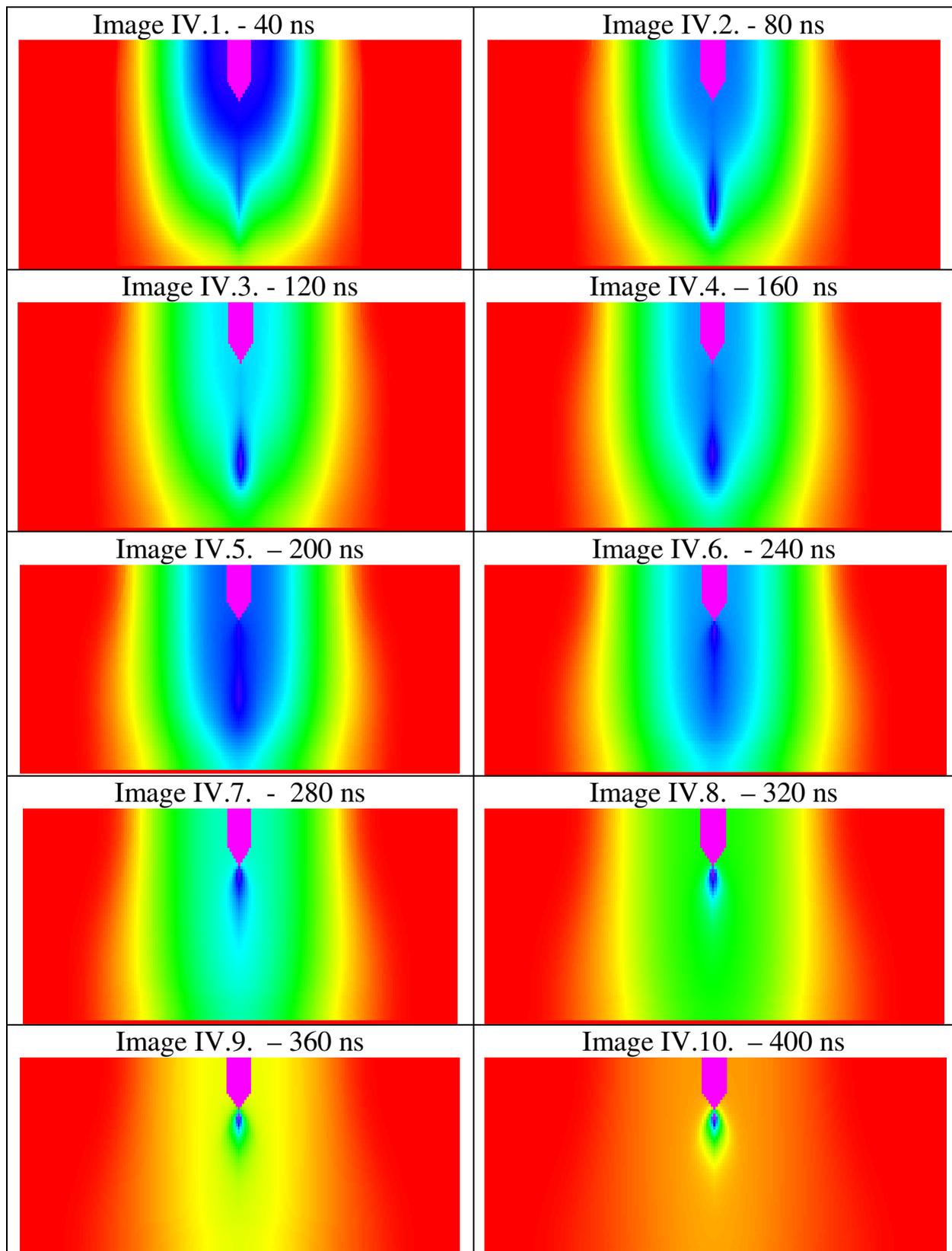
La palette de couleur utilisée pour représenter les images a été choisie de telle sorte que la valeur maximale de la grandeur calculée correspond à la couleur rouge et la valeur minimale à la couleur violette (palette arc en ciel). La pointe et le plan sont toujours visibles sur toutes les images durant l'évolution du gaz.

D'un point de vue physique, l'intérêt de ces images est de montrer qualitativement le mouvement global des neutres dans tout le domaine d'étude et en fonction du temps. En effet, pour toutes les grandeurs fondamentales, c'est-à-dire, la densité, la température, la pression et la vitesse nous pouvons suivre l'effet de chauffage et de diffusion dans n'importe quelle zone du domaine étudié. Nous pouvons ainsi comparer l'influence des différentes distributions des charges d'espace.

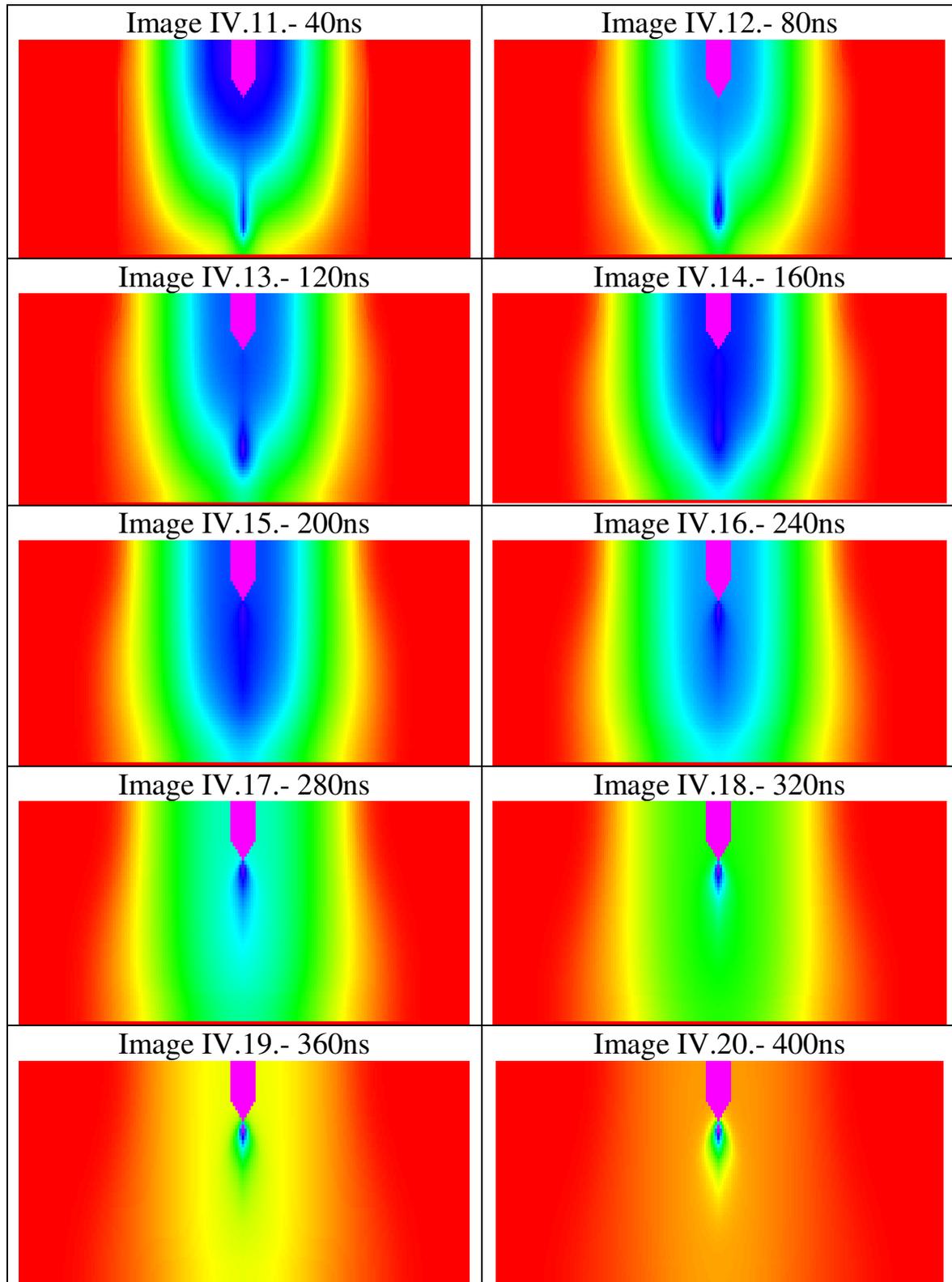
Par exemple pour la température (images IV.1. jusqu'à IV.40.), nous observons clairement sur ces images, que pour le cas de la distribution de la charge d'espace au milieu de l'espace inter électrode, nous obtenons un transfert d'énergie plus important. Ce résultat était prévisible d'après les courbes obtenues du courant (figures IV.10. – IV.12.).

Pour la densité, contrairement à la température, les images IV.41 jusqu'à IV.80. montrent une similitude du mouvement des neutres pour les quatre distributions. Ce phénomène comme nous l'avons expliqué au début du chapitre, est dû à l'inertie des neutres et à leur grande densité par rapport à celle des particules chargées.

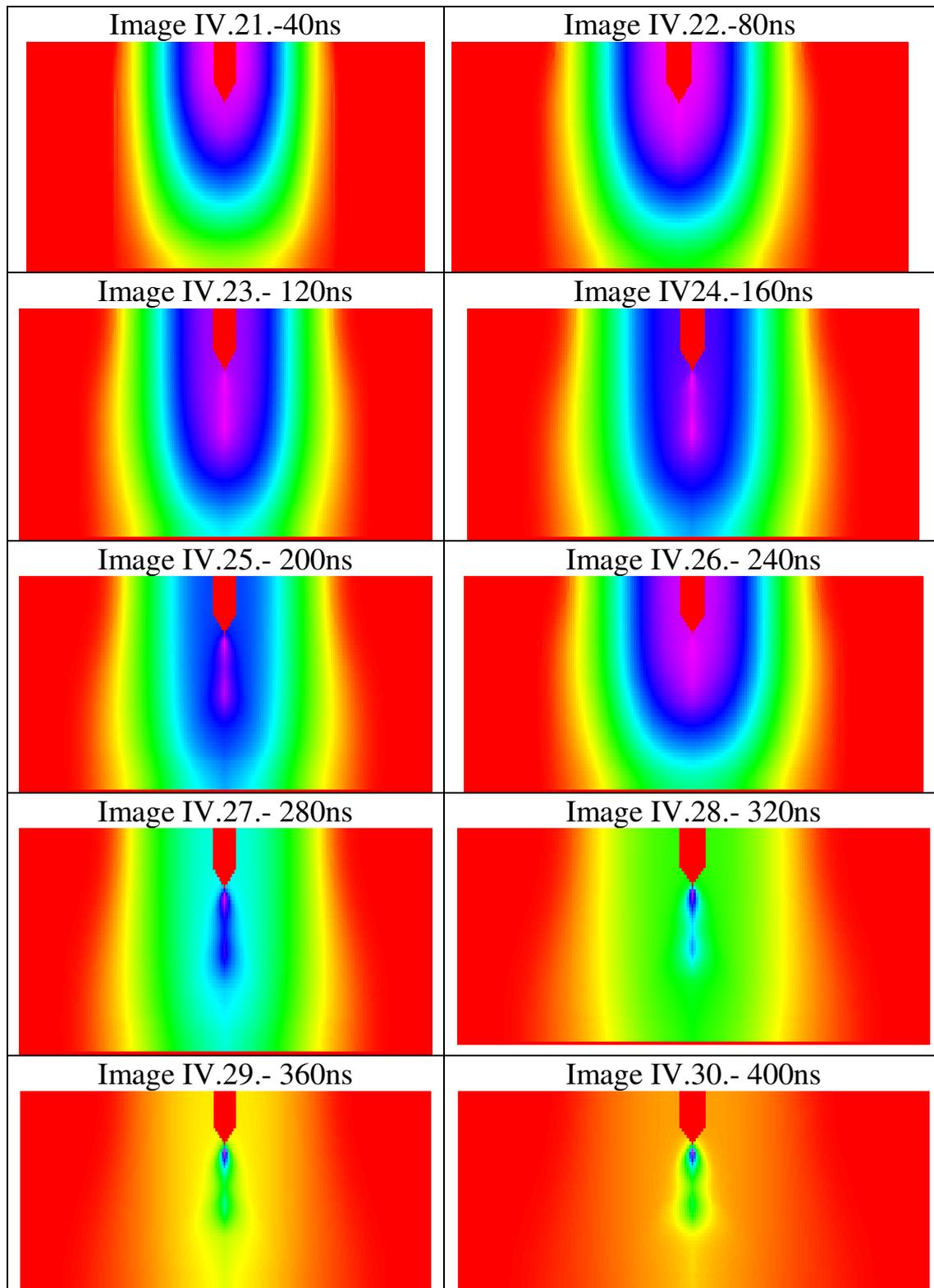
Enfin pour la pression et la vitesse, nous pouvons voir sur l'ensemble des images IV.81. jusqu'à IV.160. le phénomène de diffusion et de transfert de la quantité de mouvement de proche en proche, qui dépend de l'influence de la charge d'espace, c'est-à-dire du champ électrique total et de sa configuration dans l'espace.



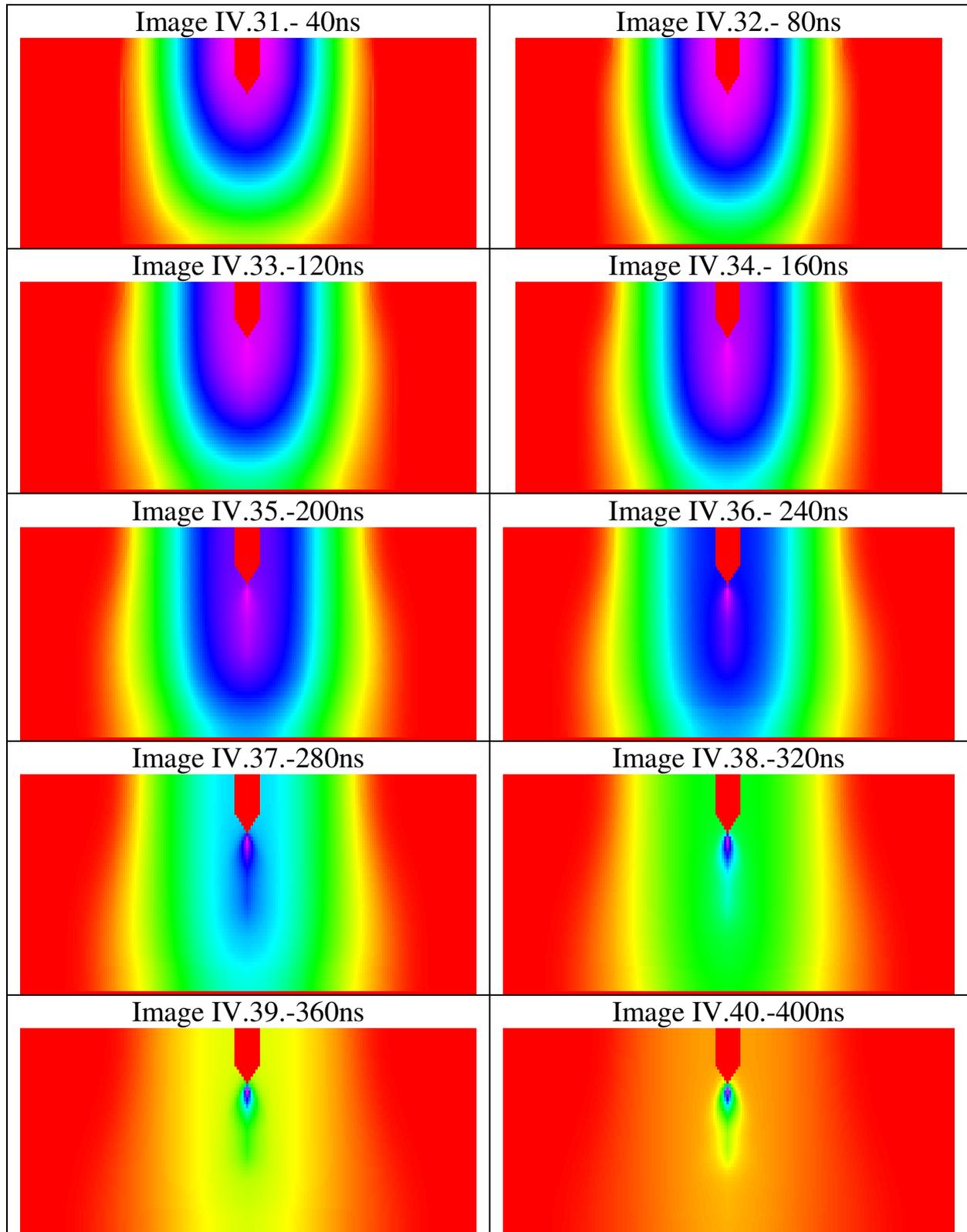
Images IV.1 – IV.10 : Evolution de la température des neutres en fonction du temps et de l'espace sans application de la charge d'espace



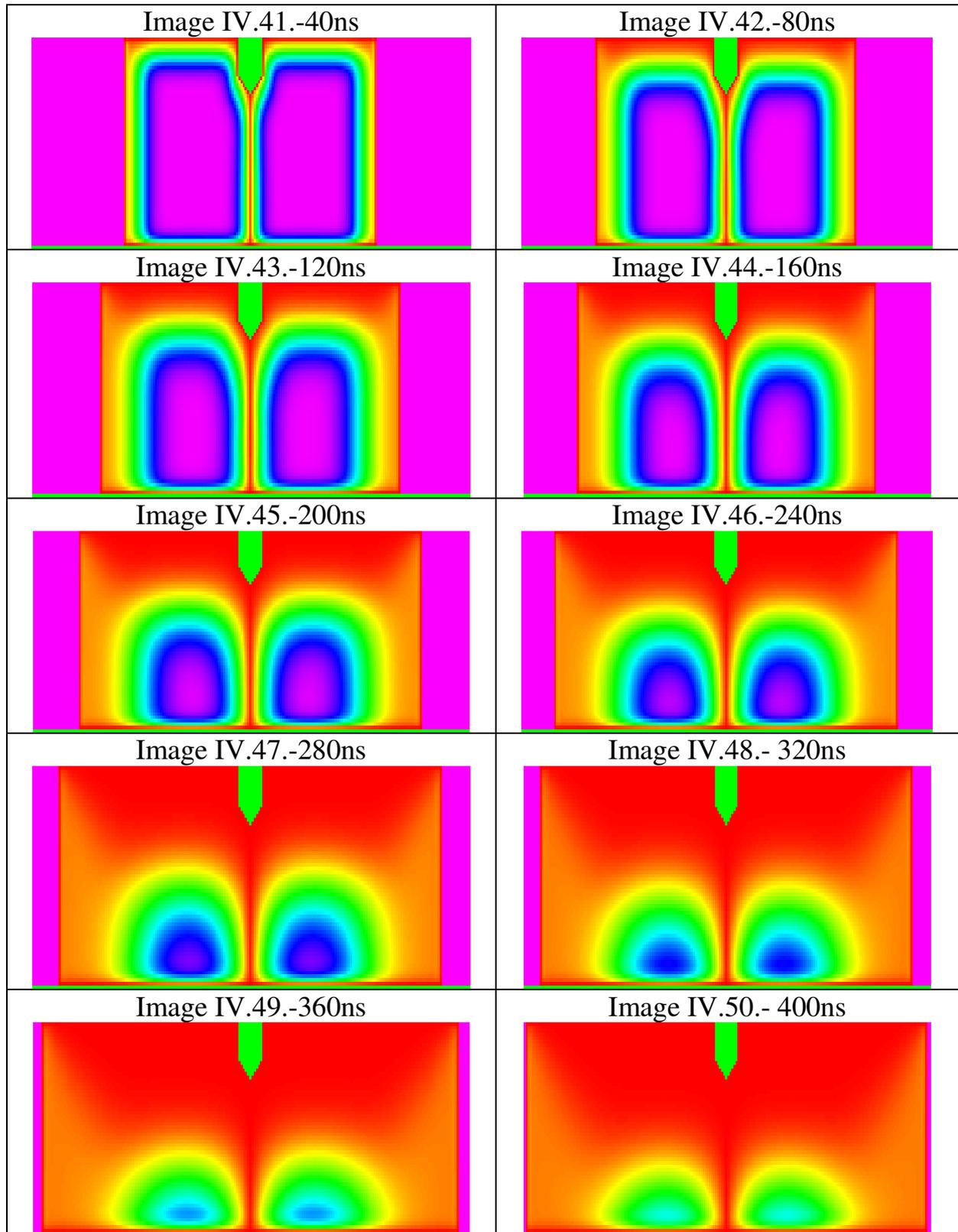
Images IV.11 - IV.20 : Evolution de la température des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace au plan



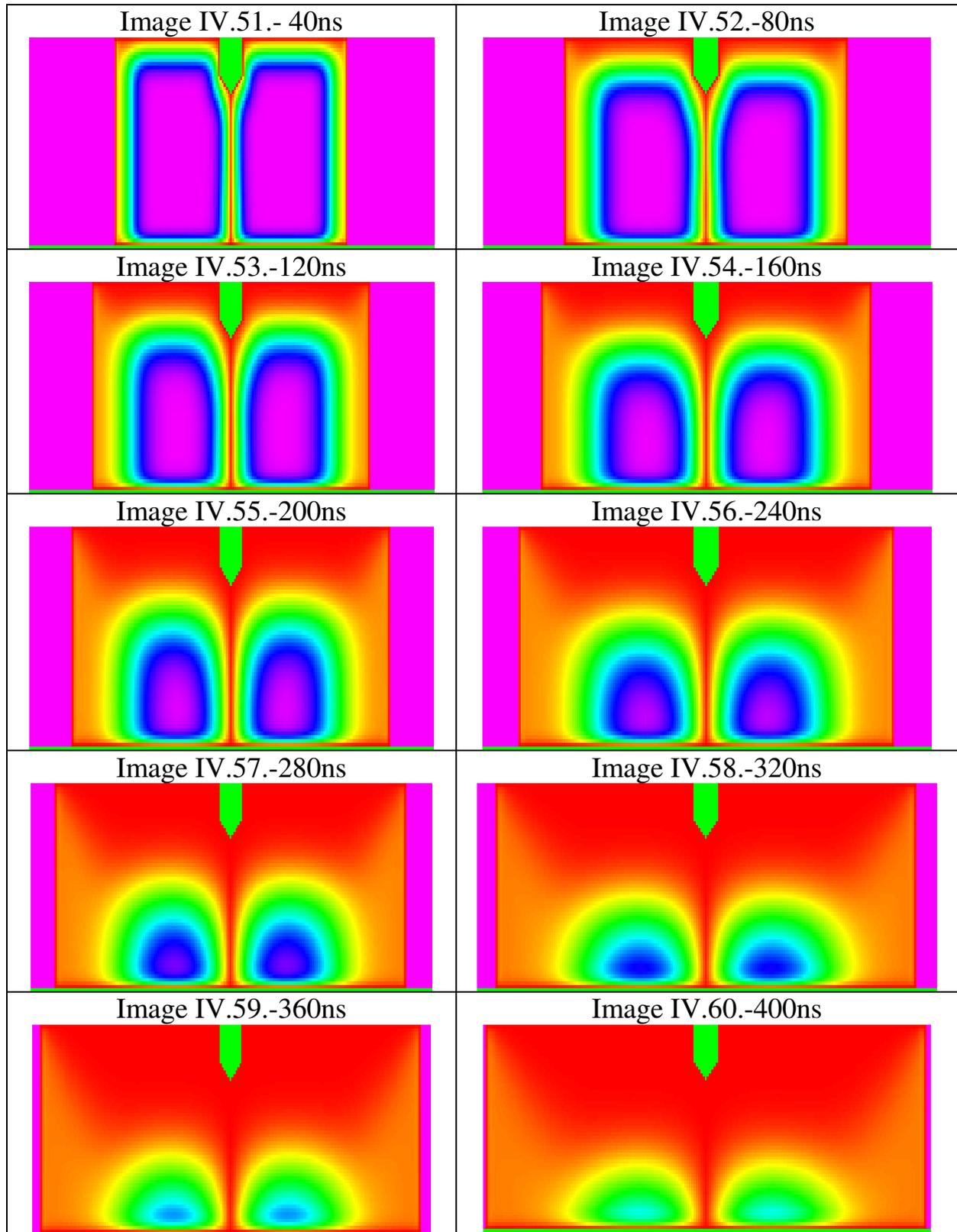
Images IV.21 - IV.30 : Evolution de la température des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace au milieu



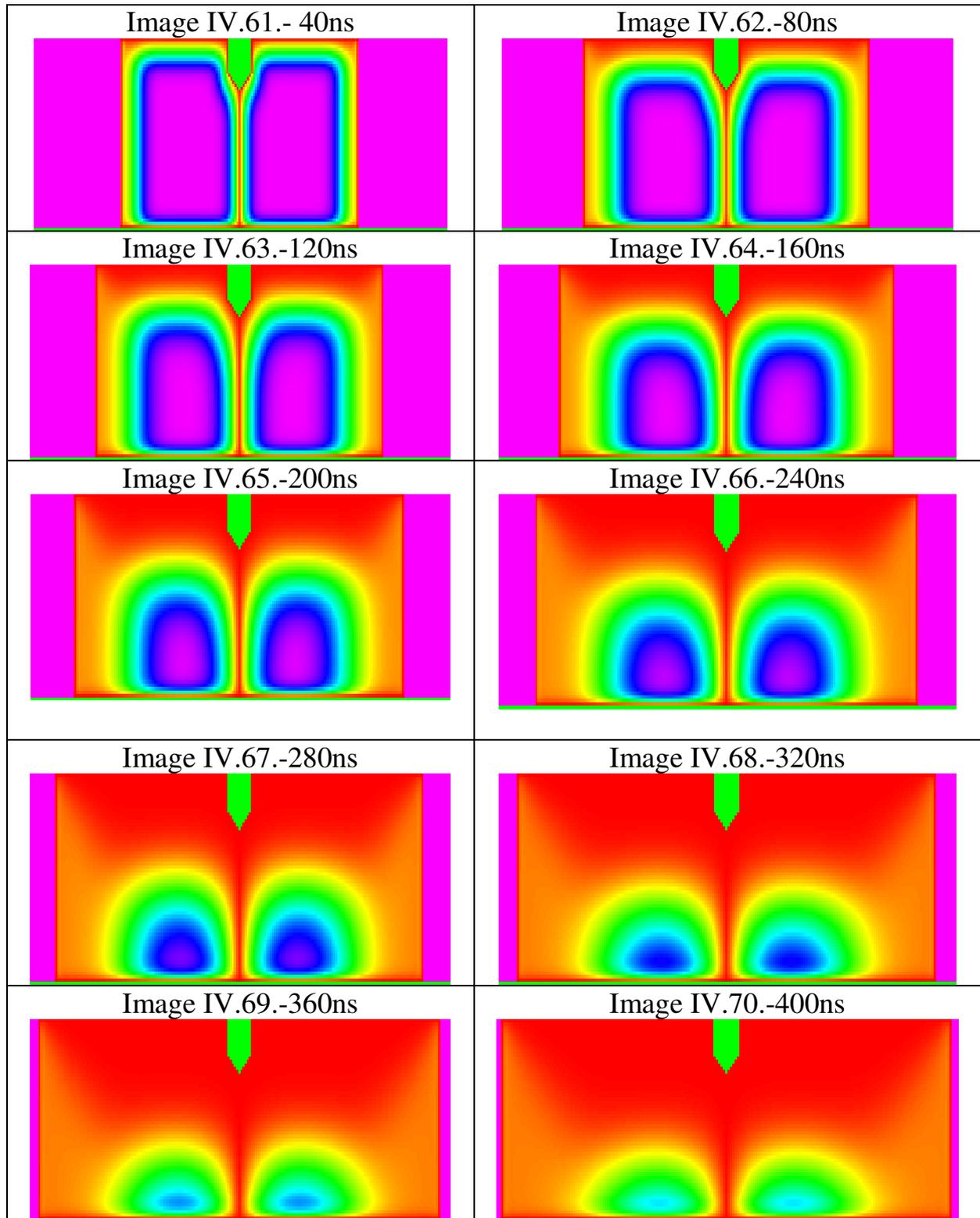
Images IV31 - IV.40 : Evolution de la température des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace à la pointe



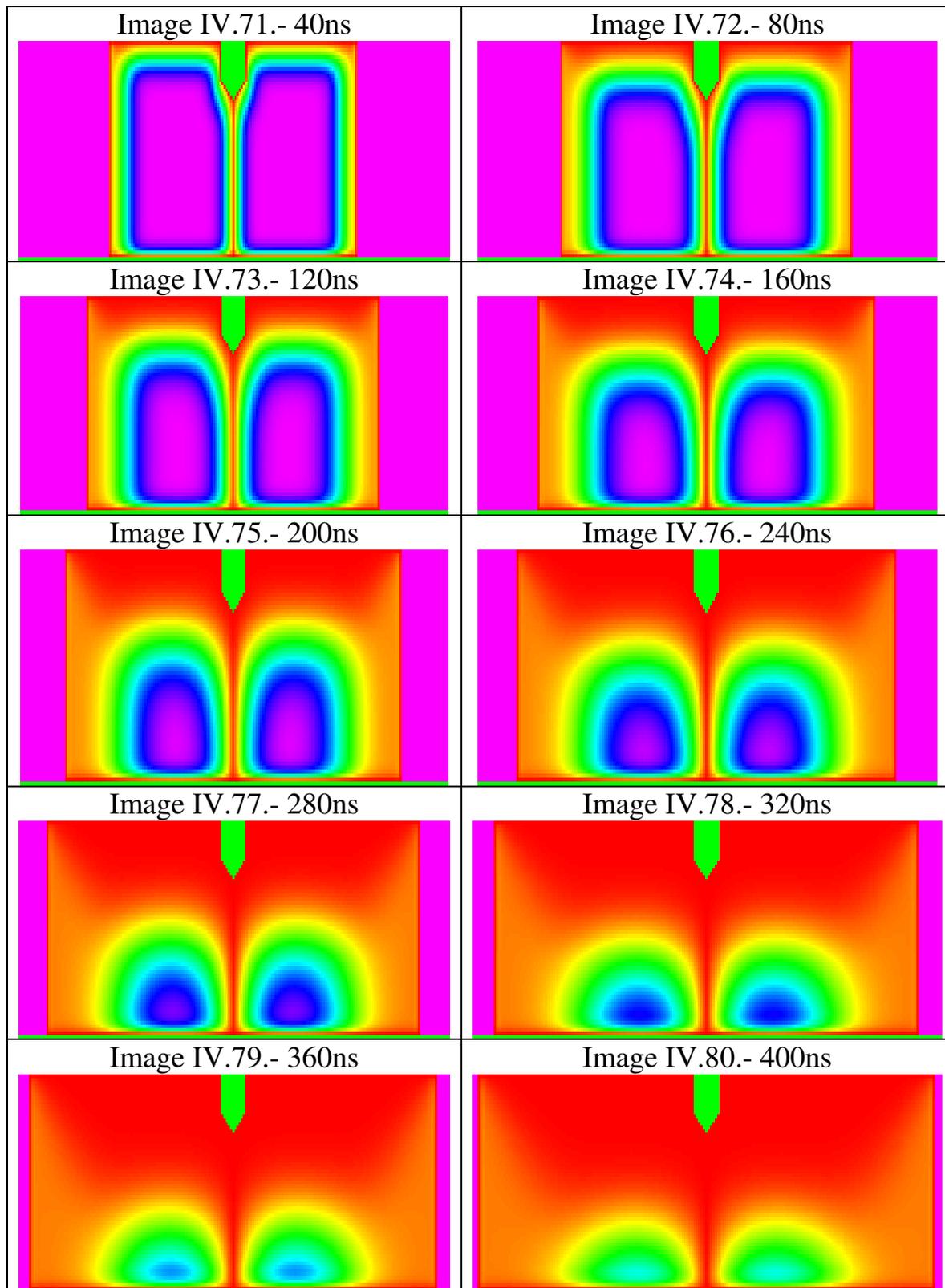
Images IV41 - IV.50 : Evolution de la densité des neutres en fonction du temps et de l'espace sans application de la charge d'espace



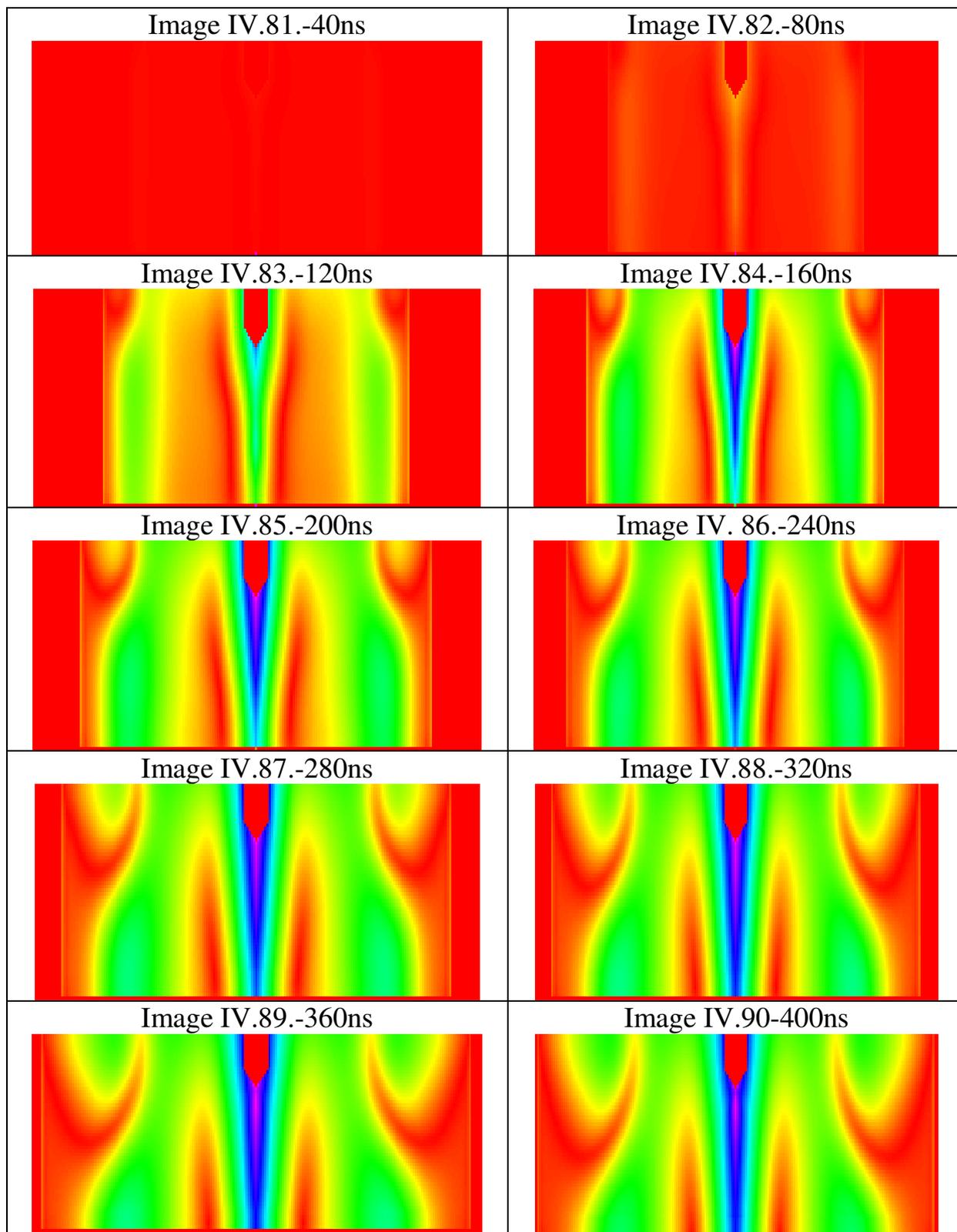
Images IV.51 - IV.60 : Evolution de la densité des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace au plan



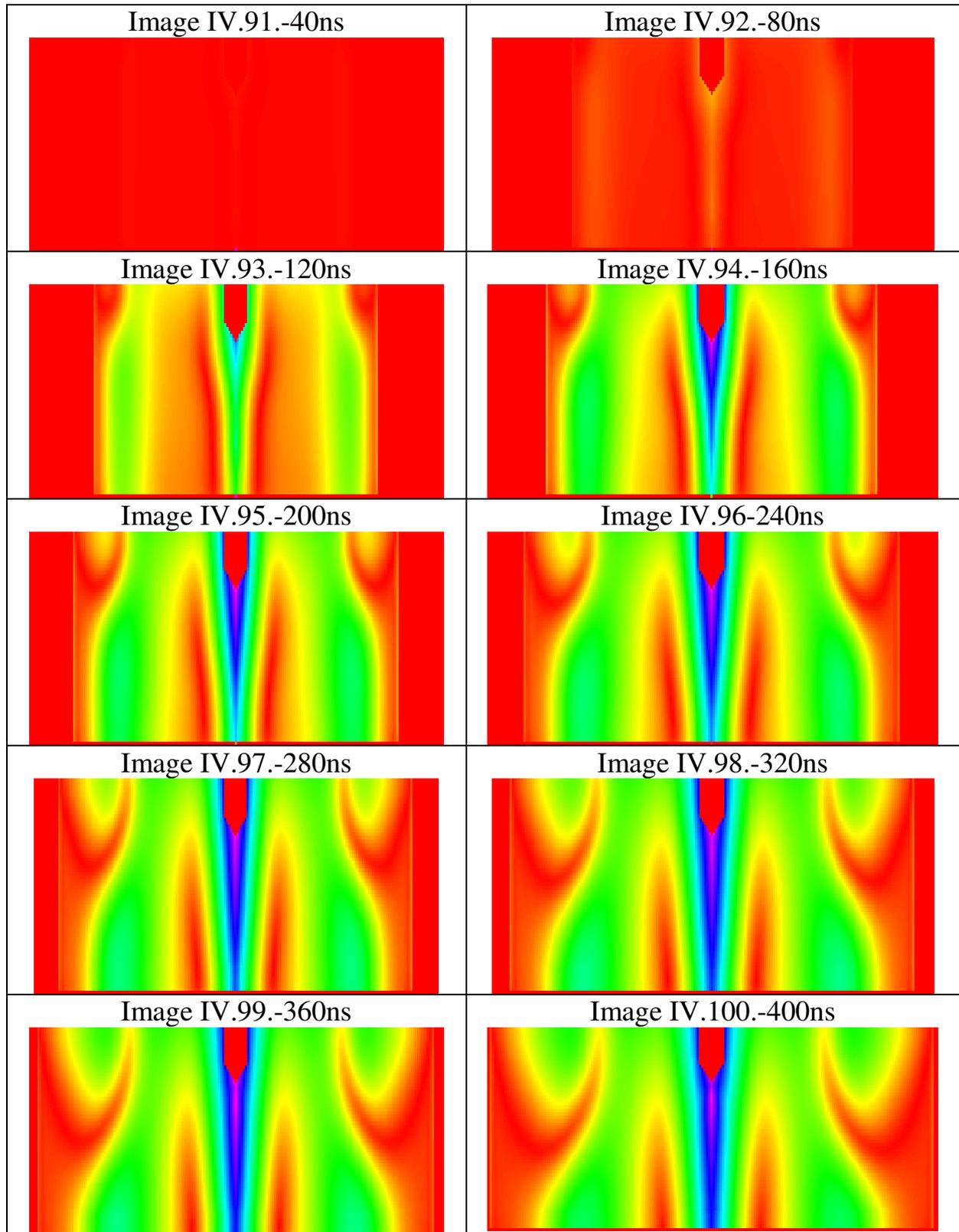
Images IV.61 - IV.70 : Evolution de la densité des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace au milieu



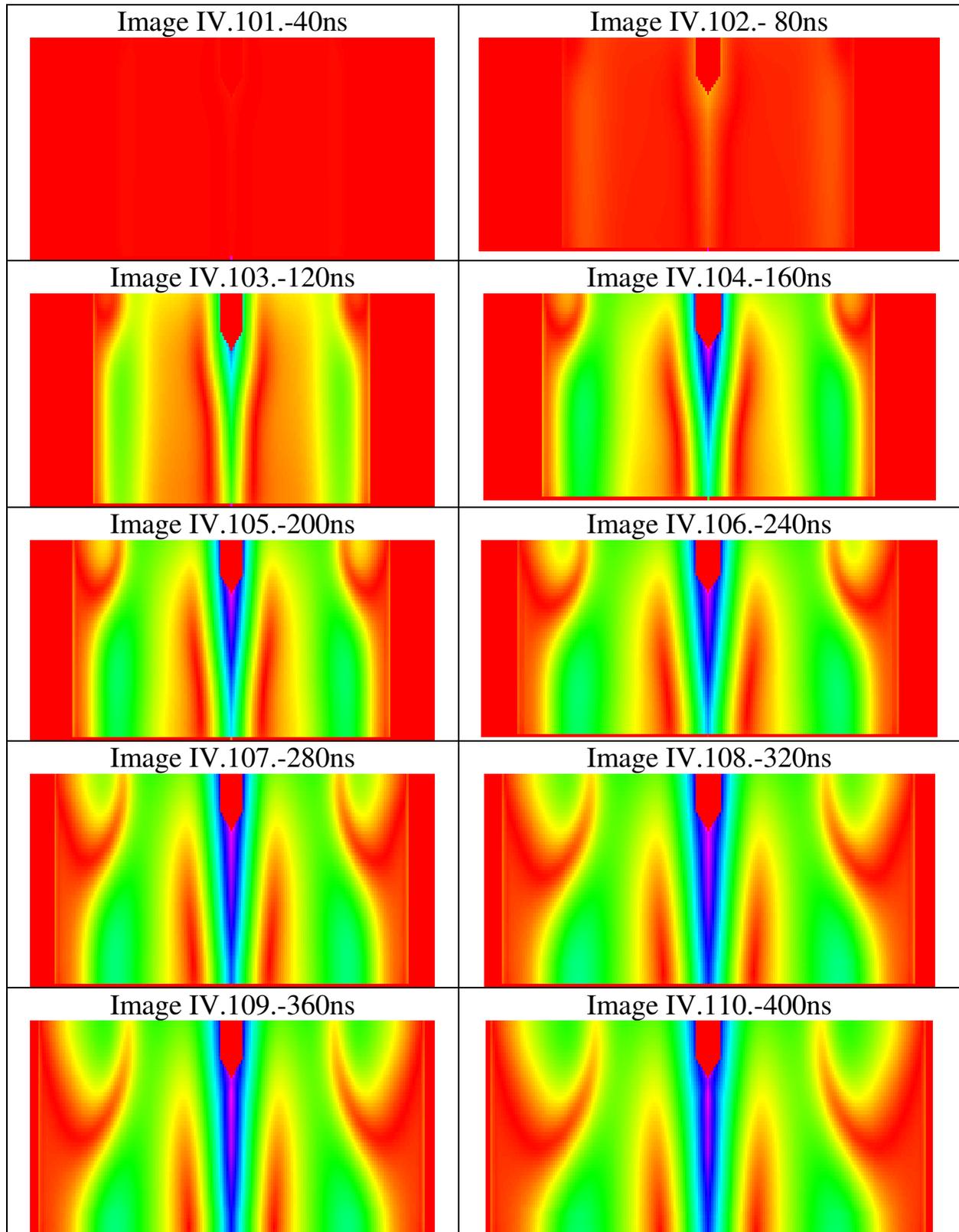
Images IV71 - IV.80 : Evolution de la densité des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace à la pointe



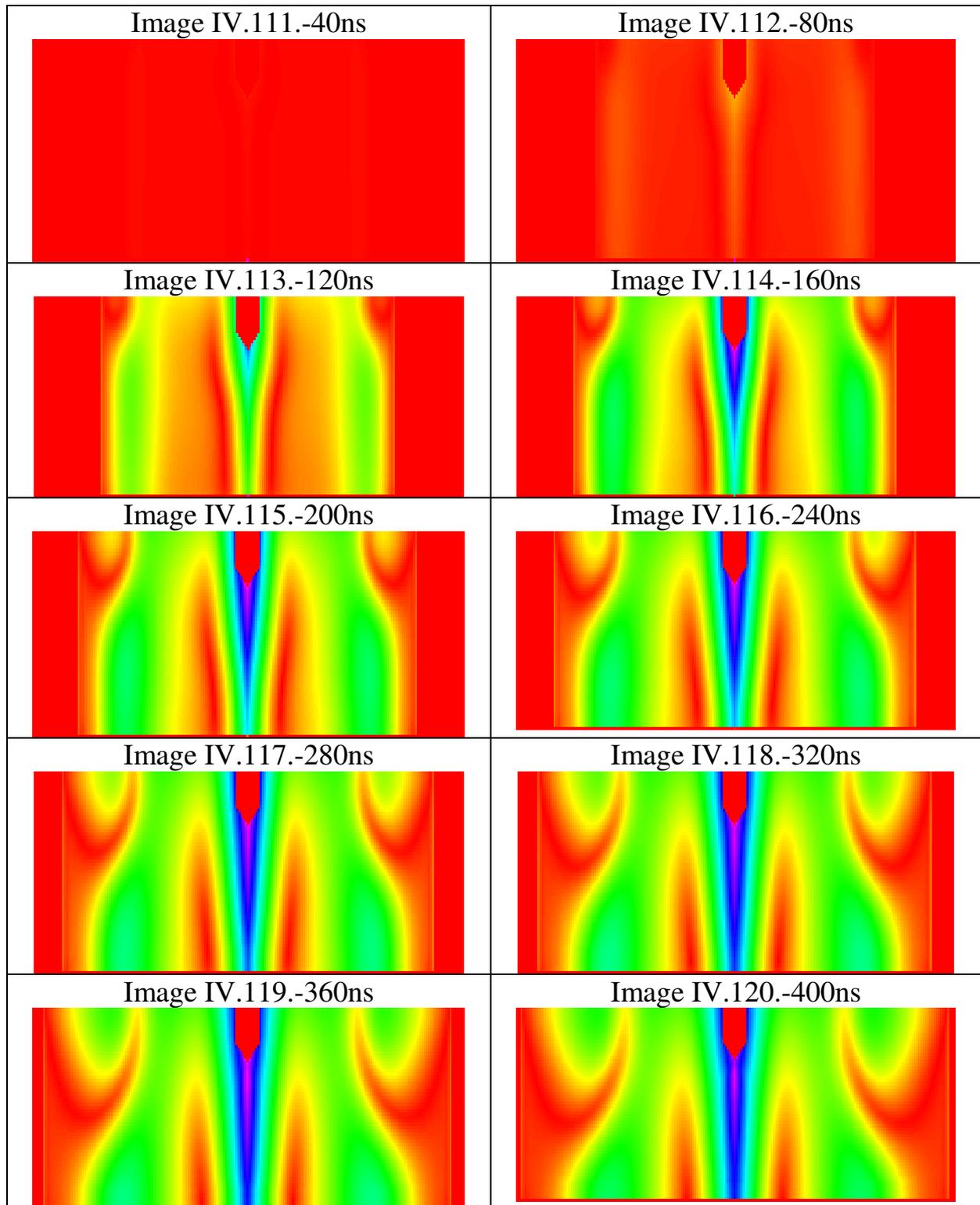
Images IV.81 – IV.90: Evolution de la vitesse des neutres en fonction du temps et de l'espace sans application de la charge d'espace



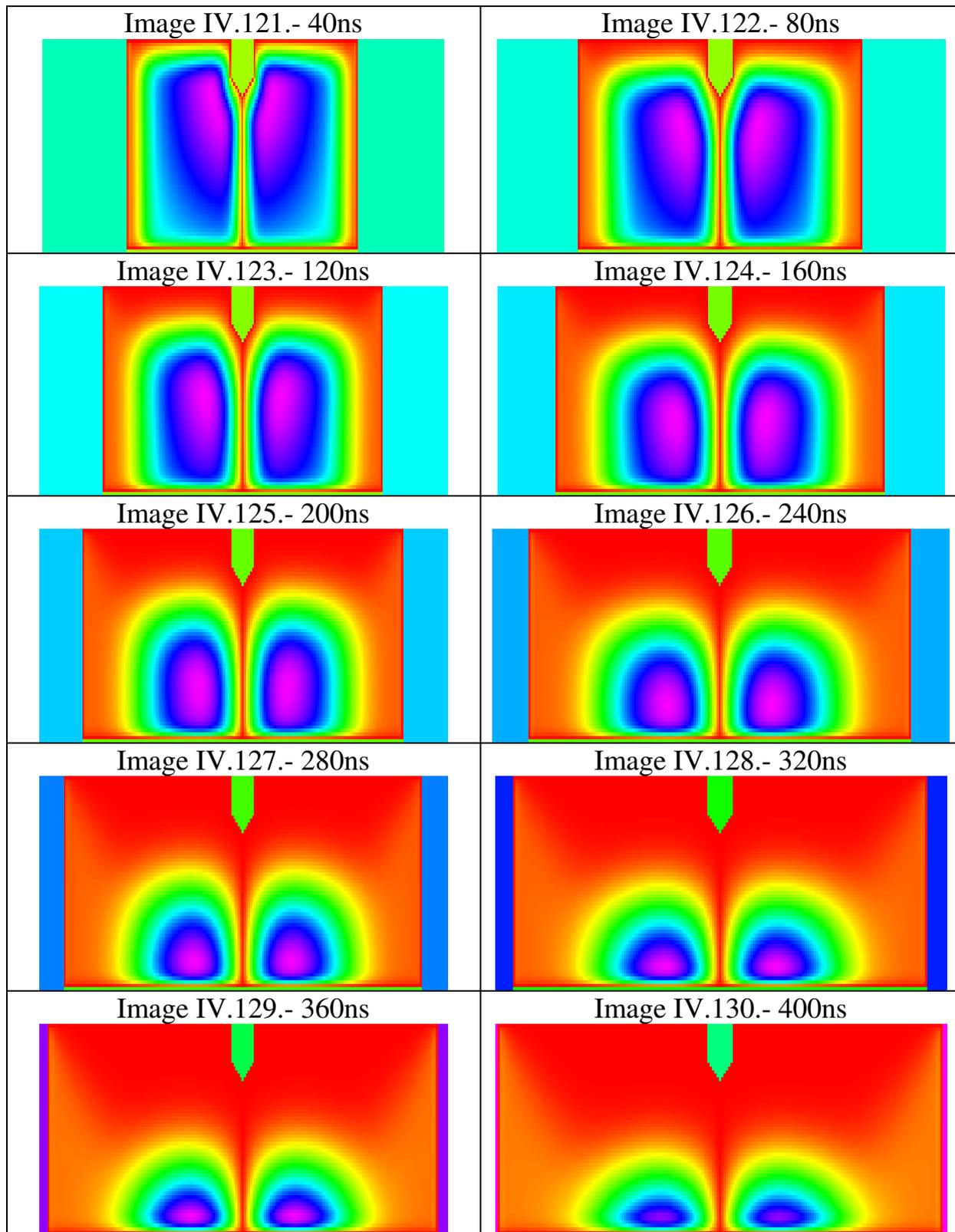
Images IV.91– IV100 :Evolution de la vitesse des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace au plan



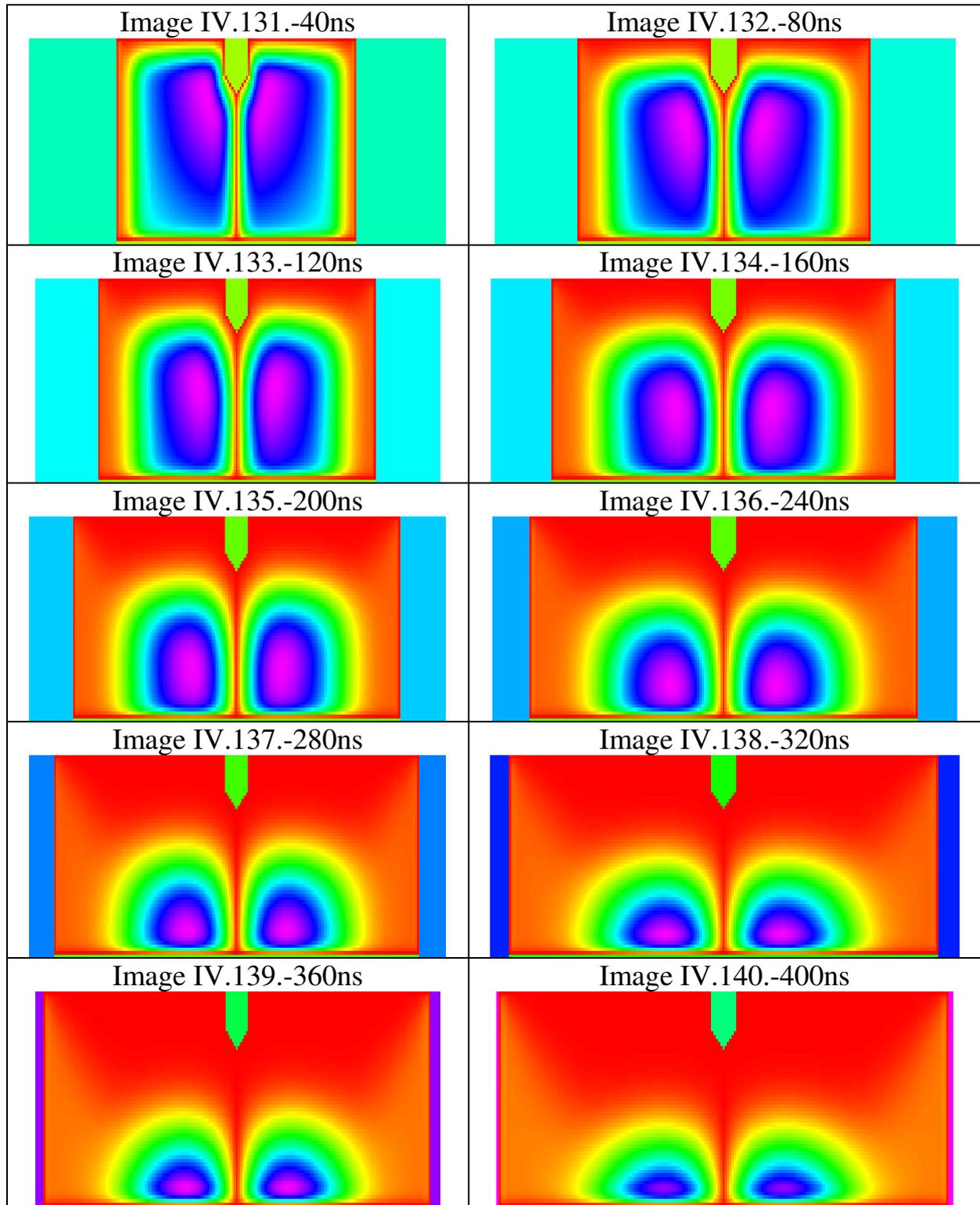
Images IV.101 - IV.110 : Evolution de la vitesse des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace au milieu



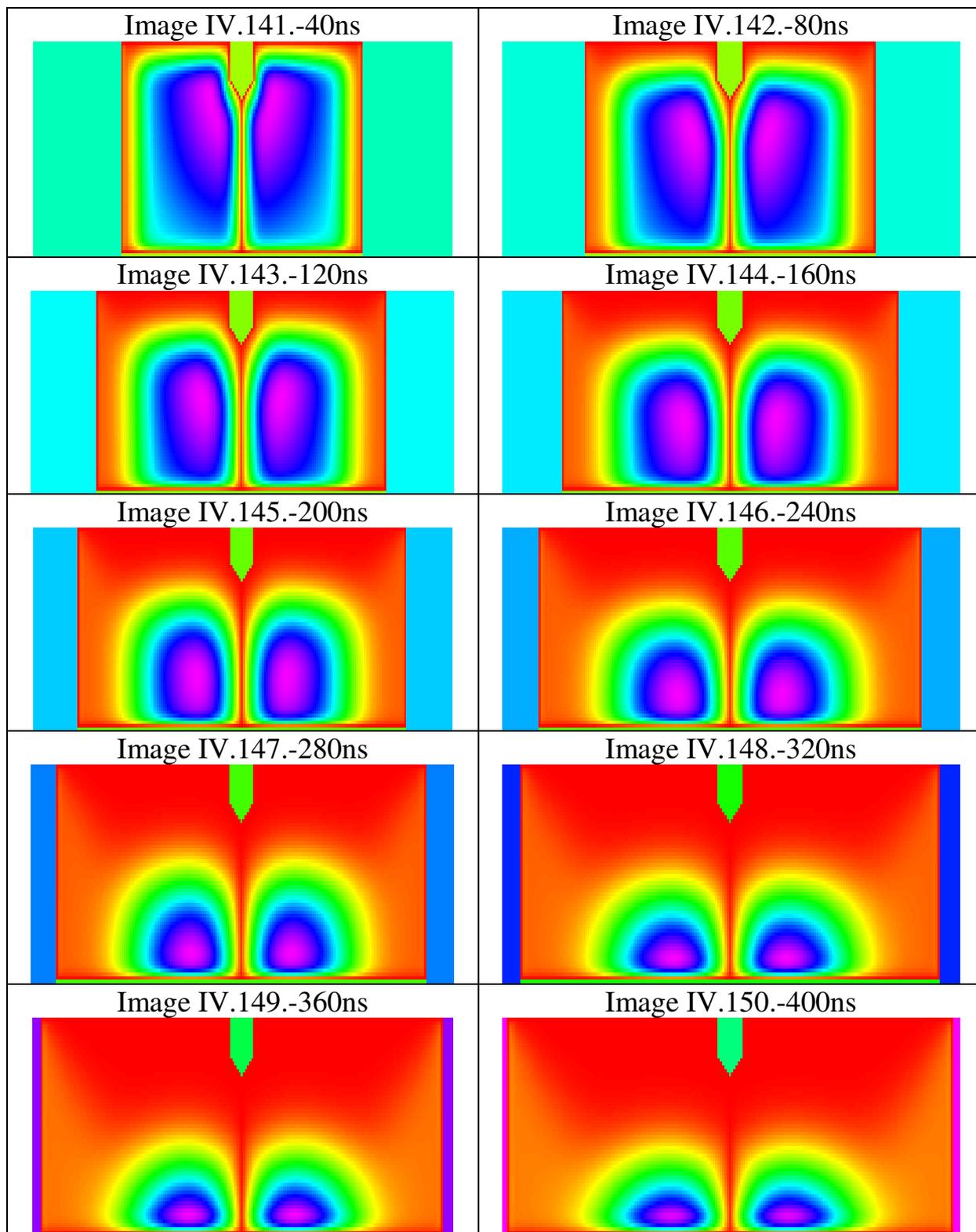
Images IV111 - IV.120 : Evolution de la vitesse des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace à la pointe



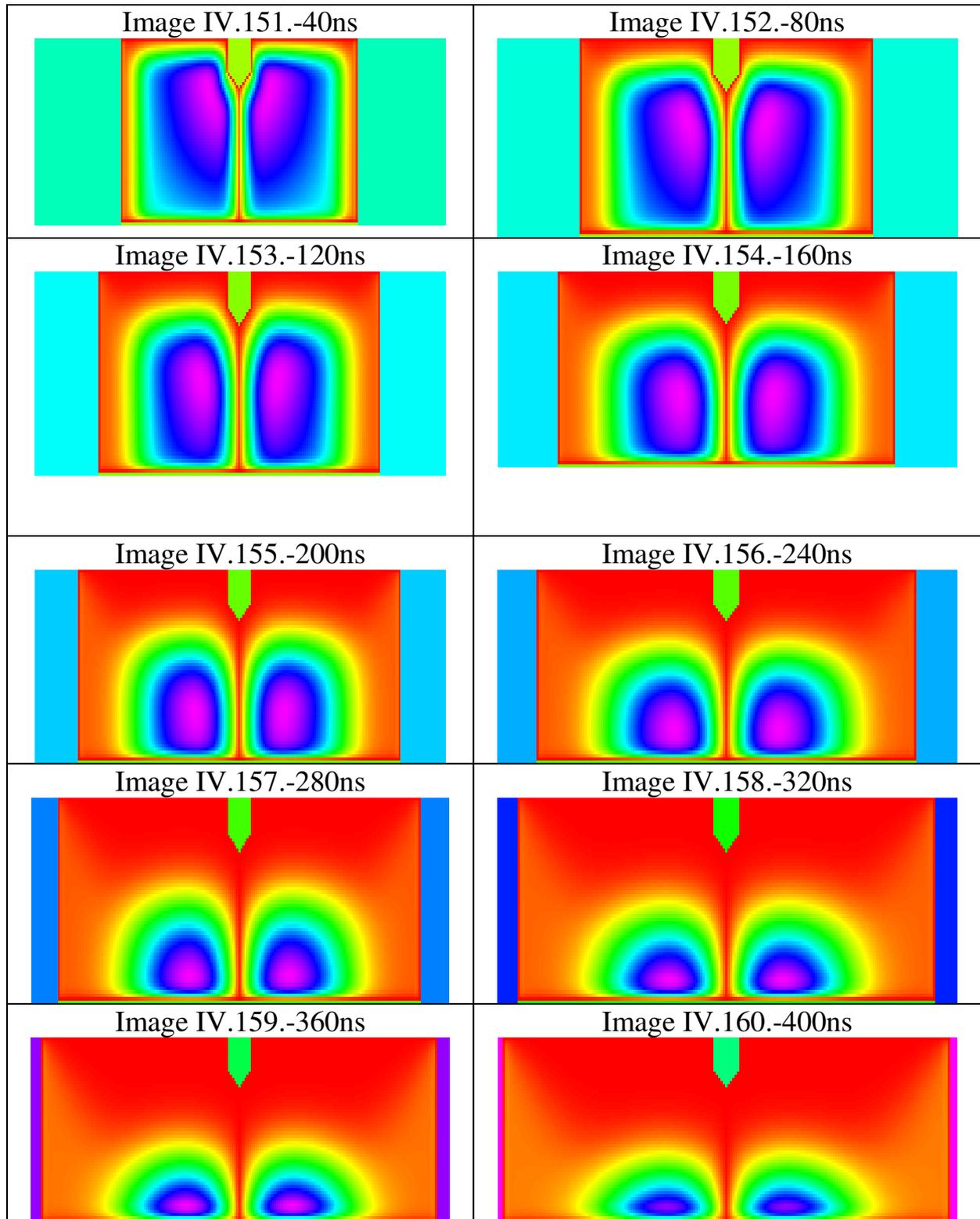
Images IV.121 – IV.130 : Evolution de la pression des neutres en fonction du temps et de l'espace sans application de la charge d'espace



Images IV.131 - IV.140 : Evolution de la pression des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace au plan



Images IV.141 - IV.150 : Evolution de la pression des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace au milieu



Images IV151 - IV.160 : Evolution de la pression des neutres en fonction du temps et de l'espace avec application de la charge d'espace à la pointe

IV-4. Conclusion:

Comme conclusion à ce chapitre, nous pouvons dire que la distribution de la charge d'espace influe plus ou moins sur la dynamique des neutres. Nous constatons que le dépeuplement des particules neutres est fonction :

- de transfert d'énergie entre particules chargées et neutres,
- du chauffage du gaz, et des effets convectifs qui en résultent.

Les images 2D intégrées nous ont permis de raffiner le comportement des neutres dans tout le domaine d'étude.

Chapitre V : Conclusion Générale

Conclusion Générale

Le travail que nous avons présenté dans ce mémoire porte sur une simulation numérique de l'influence de la charge d'espace sur le mouvement des particules neutres contenues dans un gaz et soumises à une décharge électrique pointe plan de type couronne. L'évolution spatio-temporelle des neutres est analysée sur la base des équations classiques de la dynamique des fluides, c'est-à-dire équations de continuité, de la quantité de mouvement, et de l'énergie, dans un espace à deux dimensions (géométrie de révolution cylindrique). On a adopté, pour la résolution du système d'équations, un programme informatique dont les spécificités ont été données dans le chapitre III

On peut ainsi facilement étudier comportement d'un gaz neutre, soumis à une énergie stationnaire ou variable temporellement, et dont la distribution spatiale est quelconque. Cette caractéristique confère au programme une souplesse indispensable pour les améliorations et développements ultérieurs. On peut aussi effectuer les calculs en une, deux ou trois dimensions, en coordonnées cartésiennes, cylindriques ou sphériques, sur des réseaux uniformes ou variables. La procédure d'intégration du système d'équations par séparation des directions de transport (time-splitting), rend le code plus souple pour réaliser le transport des grandeurs physiques.

D'un point de vue physique, ce travail que nous avons réalisé dans le cadre de la dynamique des particules neutres en situation de plasma froid, a montré que le champ électrique créé par les charges d'espace, joue un rôle important et déterminant dans l'évolution de la décharge électrique. En effet, dès qu'un courant électrique traverse le gaz, un effet joule se manifeste augmentant localement la température, ensuite il en résulte un mouvement des particules neutres, qui a pour but d'uniformiser la pression dans le système. Ceci a pour conséquence une forte inhomogénéité des neutres, directement reliée au chauffage. Autrement dit, pour des temps supérieurs au temps d'inertie des neutres, celui-ci étant défini comme le temps au bout duquel la variation des neutres, devient significatif, le système n'est plus isotherme et devient fortement inhomogène en densité de neutres. Les résultats obtenus montrent clairement que la charge d'espace influe directement sur la dynamique des neutres surtout quand elle occupe le milieu de l'espace inter électrodes. Par conséquent l'utilisation de plasma froid dans le domaine du traitement de surface, doit tenir compte des inhomogénéités de densité, et les mouvements convectifs dans cette situation.

Références bibliographiques



Références bibliographiques

- [1] **Boris, J.P. and Book, D.L.**
"Flux-Corrected Transport III: Minimal-Error FCT Algorithms"
J. of Computational Physics 20, 397-431, 1976.
- [2] **Boris, J.P. and Book, D.L.**
"Flux-Corrected Transport. I.SHASTA, A Fluid Transp. Algor. That Works"
J. of Computational Physics 11, 38-69, 1973.
- [3] **Book, D.L., Boris, J.P., and Hain, K.**
"Flux-Corrected Transport II: Generalisations of the method"
J. of Computational Physics 18, 248-283, 1975.
- [4] **Billault, P., Reige, H. et al.**
1987 Rapport CERN 87-13.
- [5] **Loeb L.B. Kif A.L. and Hudson G.G.**
Phys. Rev. 60, 714, (1941).
- [6] **Hirsh M.N. et Oskam H.J.**
Chap.4, Corona discharge in «Gaseous Electronics»
Academic Press New York 1978.
- [7] **Kunhardt E.E. and Luessen L.H.**
«Electrical Breakdown and Discharges in Gases».
Plenum.Press. New York and London. Published in cooperation with NATO Scientific
Affairs Division 1983.
- [8] **Stéphane Béchu.**
« Mesures de sondes électrostatiques en plasma basse pression»,
Publications de l'université de Saint-Étienne, pp (159-223), 2004.
- [9] **Jean Loup Delacroix, Abraham Bers.**
« Physique des plasma », Inter Edition, ET CNRS Edition, pp (5,223-226), 1994.
- [10] **Richard Fitzpatrick.**
«Introduction to Plasma Physics», PHY380L, spring 1998, the University of Texas, pp (6-11).
- [11] **Francis F.Chen, Jane P.**
Chang « Principles of Plasma Processing», university of California, Los Angeles, pp (1, 4, 16-18), 2002.

[12] **Claire Tendero.** « Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métalliques », Thèse de doctorat de l'université de Limoges (2005).

[13] **Pierre Fauchais.**

«Gaz ionisés et plasmas», Technique de l'ingénieur, AF 3560, pp (3,6-15).

[14] **Saida Rebiai.**

« Étude des propriétés physico-chimiques et électriques de films minces organosilicés déposés par plasmas froids », Thèse de doctorat de l'université de Mentouri de Constantine (2003).

[15] **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).

[16] **Anne-Marie Pointu, Jérôme Perrin, Jacques Jolly.**

« Plasmas froids de décharge », Technique de l'ingénieur, D 2830, pp (4, 6-8).

[17] **Vikas Midha, Badri Ramamurthi, Demetre J. Economou.**

«Time evolution of an ion-ion plasma after the application of a direct current bias voltage»,
Journal of Applied Physics, vol 91, NO 10, (6282- 6287), University of Houston 2002.

[18] **Shahid Rauf, Mark J. Kushnerb.**

«The effect of radio frequency plasma processing reactor circuitry on plasma characteristics»,
Journal of applied physics vol 83, NO 10, (5087-5094), 15 May 1998.

[19] **M Yan, W J Goedheer.**

« A PIC–MC simulation of the effect of frequency on the characteristics of VHF SiH₄/H₂ discharges», Plasma Sources Sci. Technol. 8, pp (349–354), 1999.

[20] **S.Sahli, S.Rebiai, P.Raynaud, Y.Segui, A.Zenasni, S.Mouissat.**

«Plasmas and polymers», 7, 327, 2002.

[21] **Y. Arnal, S. Béchu, A. Lacoste, O. Maulat, J. Pelletier.**

« Plasma micro-onde basse pression excités à la résonance cyclotronique électronique », publications de l'université de Saint-Étienne, pp (324-352), 2004.

[22] **Fieux R. and Bouteau M.**

(1970) Bull. Direction Etudes Recherches, EDF France, série B, N° 2, 55-88.

[23] **K. Hassouni, F. Massines, J. M. Pouvesle.**

‘‘Plasmas hors-équilibre à des pressions atmosphériques’’ in Plasma Froids, Génération caractérisation et technologies. Publications de l'université de Saint-Etienne Jean Monnet (2004).

- [24] **Felici N.**
 “Diélectriques”, Institut Polytechnique, Grenoble, 1966.
- [25] **Brid R.B. Stewart W.E. et Lightfoot N.E.**
 “Transport phenomena” johy wiley- NEW- TORR.1960.
- [26] **E.MARODE.**
 “the mechanism of spark breakdown in air at atmosphéric pressure bewteen a positive point and a plane”. journal of applied physics, vol.46,N°.5,(1975).
- [27] **E.Marode, J.Sulkowski.**
 “ Comparaison des phénomènes de décharge couronne positive en tension continue et en tension impulsionnelle” . C.R. Académie des sciences – Paris, t.267, p 748-751.(25 Novembre 1968).
- [28] **Townsend J.S.**
 1902 Phil.Mag. 3, 557.
- [29] **L.B.Loeb.**
 “Electrical Coronas, their basic physical machanisms”. University of California press (1965).
- [30] **Meek J.M.**
 Phys. Rev. 57, 722 (1940).
- [31] **Raether H.**
 Electron Avalanches and Breakdown in Gases” Butterwords, London, 1964.
- [32] **Wright J.K.**
 Proc. Roy. Soc. 1964, A280, 23.
- [33] **Dawson G.A.**
 1965 J. Appl. Phys. 36, N°11, 3391.
- [34] **Bayle P. Vacquie J. et Bayle M.**
 Phys. Rev. A 34 N°1 372 (1986).
- [35] **Bayle P. Perrin A.**
 Phys. Rev. E 47 N°1 612 (1993).
- [36] **S V Pancheshnyi1, S M Starikovskaia and A Yu Starikovskii,**
 J. Phys. D: Appl. Phys.34 (2001) 105–115
- [37] **S Pancheshnyi,**
 Plasma Sources Sci. Technol. 14 (2005) 645–653
- [38] **S. Pancheshnyi, M. Nudnova and A. Starikovskii,**
 Phys.Rev.E, 71, 016407 (2005)

- [39] **A Bourdon, V P Pasko, N Y Liu, S Célestin, P Ségur and E Marode,**
Plasma Sources Sci. Technol. 16 (2007) 656–678
- [40] **Ning yu Liu, S. Célestin and A. Bourdon, V.P. Pasko, P. Ségur, E. Marode,**
Appl. Phys. Lett. 91, 211501 2007
- [41] **J.M. Meek, J.D. Graggs,** Electrical breakdown of gases, Clarendon, Oxford (1953)
- [42] **B. Eliasson, M. Hirth, and U. Kogelschatz,**
J. Phys. D: Appl. Phys. 20 (1987) 1421
- [43] **U. Kogelschatz,**
Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 23, No. 1, March 2003
- [44] **Marode E. Bastien F. et Bakker M.**
1979 J. Appl. Phys. 50 140-6.
- [45] **Spyrou N. Peyrous R. et Gibert A.**
(1983) 4th International symposium on high voltage engineering, 41-05.
- [46] **Gallimberti I. J.**
de Phys. colloque C7 . Supplément au N°7, 40, C7-193 (1979).
- [47] **Rogoff G.L.**
1972 Phys. Fluids. 15 1931-40.
- [48] **Cavenor M.C. et Meyer J.**
(1968) Aust. J. Phys., 22, 155.
- [49] **Forn G.**
"Dynamique de l'interaction électrons-neutres lors de la transition à l'arc
Propagation de l'onde de souffle associée." Thèse pour Doctorat 3ème cycle. (Toulouse)
1984 N° d'ordre 3006.
- [50] **Wasserstrom E. et Crispin Y.**
1982 J. Appl. Phys. 53, N°8, 5565.
- [51] **J.-L. Delcroix.**
Physique des plasmas, tome1, inter éditions, Paris, (1994).
- [52] **Patankar, S.V.**
"Numerical Heat Transfer and Fluid Flow". Mc Graw-Hill. New York (1980).
- [53] **L.Landau, E.Lipschitz.**
« Mécanique des fluides », Edition Mir, Mascow, (1971).
- [54] **G.Tahmouch,**
thèse de doctorat. Université Louis Pasteur Strasbourg. 1995
- [55] **M. Lemerini,**
thèse d'Etat, Université de Tlemcen, (2001).
- [56] **F. Baroudi,**

mémoire de magister, Université de Tlemcen, (2002)

[57] K. Boukli hacene,

mémoire de magister, Université de Tlemcen, (2003)

[58] FZ. Bechlaghem,

mémoire de magister, Université de Tlemcen, (2010)