

*République Algérienne Démocratique Et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et De la
Recherche Scientifique*



*Université Abou Bekr Belkaid - Tlemcen -
Faculté Des Sciences
Département de Physique*

MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du titre de

Master

Domaine : Sciences de la Matière

Option : Physique des Gaz et des Plasmas

Par:

M^{elle} BENOSMAN Nesrine

**Modélisation de la dynamique d'un gaz faiblement ionisé soumis à un
Plasma hors équilibre. Etude de l'influence de la pression.**

Soutenu le 3 Juillet 2013 devant le jury composé de :

Président	Mr. B.LASRI	Maître de conférences A
Encadreur	Mr. M. LEMERINI.....	Professeur
Examinatrice	M ^{me} Z. BEDRANE ép. TABET.....	Maître de conférences B

Année universitaire : 2012-2013

Dédicaces

Je dédie ce travail à :

Mes très chers parents

Mes sœurs

Mon fiancé

Nesrine

Remerciements

Tout d'abord, je remercie Dieu le tout puissant de m'avoir aidé à accomplir et achever ce travail.

Je tiens à remercier chaleureusement Mr M. Lemreni Professeur à l'Université de Tlemcen pour ses conseils et son expérience qui m'ont été très précieux pour la réalisation de ce travail.

Je remercie cordialement Mr B. Lasri Maître de conférence « A » à l'Université de Saida en reconnaissance de l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider ce jury.

Qu'il me soit également permis de remercier profondément, Madame Z. Bedrane maître de conférence « B » à l'Université de Tlemcen d'avoir accepté d'examiner ce travail et de faire partie du jury.

Je remercie également tous ceux qui m'ont aidé de près comme de loin à la réalisation de ce travail.

sommaire

Introduction générale	1
Chapitre 1 Etude bibliographique sur les décharges électriques dans les gaz	
I.1. Introduction	4
I-2. Rappels des différents régimes de décharge en pointe-plan	5
I.3. Mécanisme de Townsend basse pression	7
I.4 Théorie des dards.....	9
I-5. Interactions gaz neutre-gaz ionisé	17
I-6.Conclusion	18
Chapitre II: Modèle mathématique et procédure numérique	
II-1. Équation de Boltzmann non-relativiste	19
II-2. Établissement des équations de transport	20
II-2-1.équation de continuité.....	20
II-2-2.équation de conservation du moment	21
II-2-3.équation de conservation de l'énergie cinétique	22
II-3.formalisme hydrodynamique du gaz neutre.....	23
II-4. Traitement numérique des équations de transport.....	25
II-4-1. introduction	25
II-4-2. principe de la technique FCT	25
II-4-3. transport diffusif	26
II-4-4. anti- diffusion.....	27
II-5.conclusion.....	28
Chapitre III : Résultats et discussions	
III-1. Introduction 29	
III-2. Position du problème	29
III.3. Définition du domaine d'étude	30
III.4. Evolution temporelle	31
III.4.1. Evolution temporelle de la densité.....	31

III.4.2. Evolution temporelle de la température	33
III.5 Evolution spatiale	36
III.5.1. Evolution radiale de la densité des neutres	36
III.5.2. Evolution axiale de la densité des neutres.....	40
III.5.3. Evolution axiale la densité des électrons	42
III.5.4 Affichage 2D	44
III.6 conclusion	51
Conclusion générale	52
Références bibliographiques.....	53

Introduction générale

Introduction Générale

L'étude des décharges électriques dans les gaz est une discipline ancienne, dont l'un des pionniers est le célèbre physicien anglais M. Faraday, dans la première moitié du 19^{ème} siècle. Par contre, le terme "plasma" a été introduit par I. Langmuir en 1928, lors d'études sur les tubes à décharges contenant un gaz ionisé. Ce quatrième état de la matière est passé du domaine de curiosité de la nature, sorte de jouet des physiciens, à celui d'outil industriel indispensable depuis la deuxième moitié du 20^{ème} siècle. En particulier, les applications en traitements de surfaces par plasma sont aujourd'hui utilisées dans de nombreux domaines dont voici quelques exemples :

- Métallurgique: anticorrosion, oxydation, film protecteur,...
- Optique : antireflet des verres, couches protectrices ;
- Microélectronique : fabrication des circuits intégrés (gravure, dépôt, dopage), collage ;
- Stérilisation : d'instruments médicaux, d'emballages ;
- Industrie automobile : collage (des portières, pare-brise,...)
- Emballage : traitement verres, collage.

Le développement de l'industrie de la microélectronique est intimement lié aux progrès accomplis dans la maîtrise des procédés plasmas impliqués dans la réalisation de composants électroniques à base de silicium. Par ailleurs, la physique des plasmas est une branche particulière de la physique qui étudie les propriétés, la dynamique des plasmas et leurs applications. Ce n'est pas à proprement parler un domaine de la physique à part entière. La physique des plasmas s'inspire et approfondit les concepts fondamentaux des autres disciplines (physique atomique, Physique quantique, physique statistique...) pour l'adapter au problème compliqué par nature de l'étude d'une assemblée disparate de particules chargées ou non.

Introduction générale

Un plasma est un milieu gazeux partiellement ionisé et globalement neutre. Il est constitué de molécules, d'atomes, d'ions et d'électrons. Tout gaz peut atteindre l'état de plasma pourvu qu'une énergie d'excitation suffisante lui soit transmise. On utilise le terme de plasma aussi bien pour des atmosphériques raréfiées (plasma froid : $p < 0.2$ atm) qu'à haute pression (plasma thermique et thermonucléaire : $0.2 < p < 100$ atm).

La température la plus basse pour laquelle un gaz présente un degré d'ionisation significatif dépend de l'espèce chimique constituant le gaz et de la pression. En pratique, à pression atmosphérique, l'ionisation de vapeur de césium à 1500 K est importante alors que pour atteindre le même degré d'ionisation avec de l'argon, 6000 K sont nécessaires. Au-dessus de 20000 K, presque tous les gaz sont largement ionisés. On peut obtenir un plasma à l'aide d'une source électrique par décharge d'arc, haute fréquence ou micro-ondes, ou par conduction. C'est sa capacité à conduire l'électricité qui distingue en premier lieu un plasma d'un gaz à la température ambiante. Les plasmas ont en outre une masse volumique beaucoup plus faible et une conductivité thermique très grande. Ils présentent souvent des inhomogénéités importantes, en particulier liés à de forts gradients de température. Enfin, ils présentent une très grande viscosité. C'est cette dernière propriété qui rend difficile leur mélange avec un gaz à température ambiante. Or à cause de la température minimale d'ionisation, le mélange est souvent nécessaire pour balayer des domaines de températures inférieures à cette valeur et avoir plus de flexibilité dans le procédé.

En ce qui concerne notre travail, qui fait suite aux travaux réalisés dans le laboratoire [1] [2] [3], et qui concernent la modélisation et la simulation numérique de la dynamique des particules neutres soumises à un plasma hors équilibre dans des décharges centimétriques de type pointe plan. On peut retenir de ces travaux que le transfert d'énergie des particules chargées vers les particules neutres, joue un rôle déterminant. Ce transfert prend plusieurs formes : ionisation et excitation des molécules modifiant l'énergie potentielle, mais aussi la dynamique globale des particules neutres (chauffage des neutres, variation de la densité et mouvement du gaz). Nous allons nous intéresser tout particulièrement à l'étude de l'influence de la pression sur cette dynamique.

Pour accomplir cette étude nous avons choisi de répartir notre mémoire en trois chapitres :

Introduction générale

Après une introduction générale, nous dressons dans le premier chapitre, une étude bibliographique des principaux travaux entrepris sur les décharges électriques dans les gaz, en régime continu ou impulsif, de type couronne ou autre. Nous rappelons aussi quelles sont les théories existantes, concernant la dynamique de l'interaction particules chargées – particules neutres.

Dans le deuxième chapitre, nous exposons le modèle mathématique basé sur les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann ainsi que la méthode de résolution des équations de transport. Pour cela, nous avons adopté une méthode déduite des éléments finis, à base de bilans macroscopiques, à laquelle, nous avons appliqué une technique de correction de flux, dite F.C.T (flux corrected transport) [4] [5] [6]. Le couplage gaz ionisé-gaz neutre est assuré par l'équation de Poisson.

Les résultats obtenus seront présentés dans le troisième chapitre. Ces résultats concernent l'application d'une décharge électrique de type couronne créée dans une géométrie cylindrique pointe-plan pour différentes pressions : 0.1 – 0.2 – 0.4 – 0.6 – 0.8 – 1 – 2 – 5 et 10bar. On s'intéresse tout particulièrement à suivre le mouvement des neutres dans l'espace inter électrodes en fonction du temps.

Finalement, nous donnons une conclusion générale sur étude en indiquant les éventuelles applications de celle-ci, qui peuvent prolonger cette étude.

Chapitre 1

Etude bibliographique sur les décharges électriques dans les gaz

I.1. Introduction :

Les gaz sont en règle générale 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 électrique. Le passage de ce courant électrique, est accompagné d'une émission de lumière, à la fois brillante, colorée et froide. La classification générale des décharges gazeuse 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.

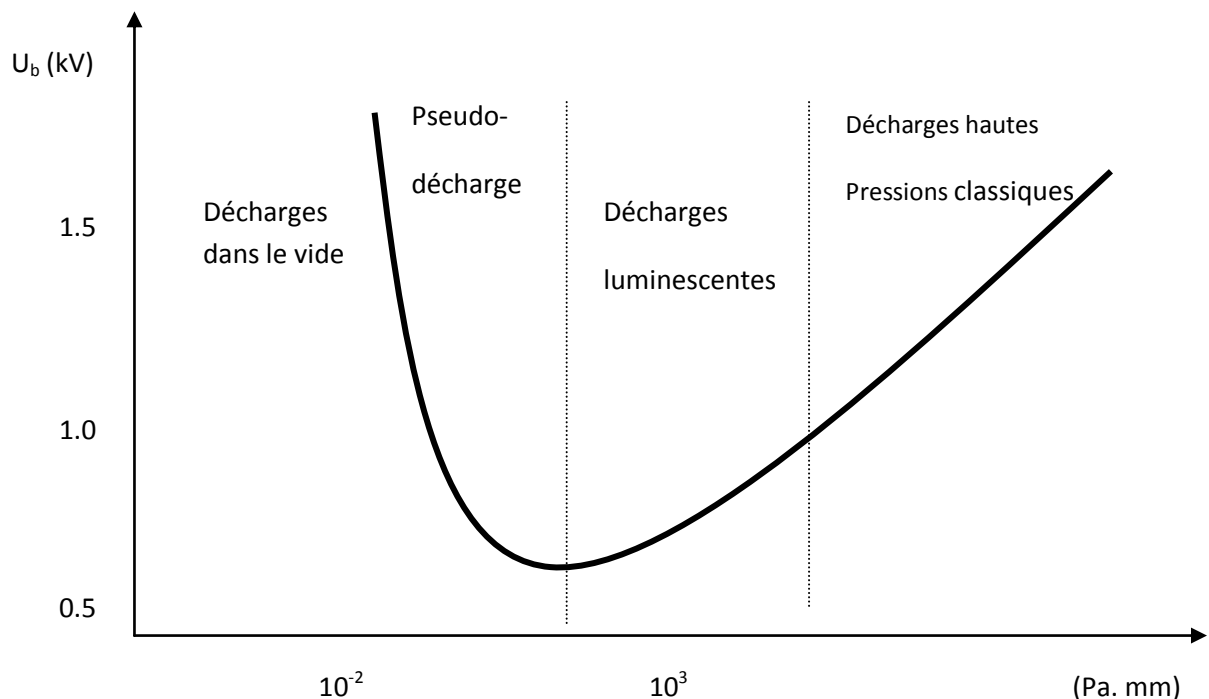


Figure (I-1) : courbe de Paschen [7]

La courbe de Paschen accuse un net minimum qui s'explique aisément :

Aux basses pressions (pour une distance donnée entre électrodes) les libres parcours moyens des électrodes sont très longs et les probabilités de collisions faibles, d'autant plus que la pression est basse. Aux hautes pressions, par contre, les l.p.m sont si courts que les électrons ne peuvent acquérir une grande énergie entre deux collisions successives, d'autant moins que la pression est élevée. Dans ces deux cas extrêmes, la probabilité d'ionisation, donc α coefficient d'ionisation et η coefficient d'attachement, sont faibles et $V(d)$ élevée. Entre les deux, aux pressions moyennes, $V(d)$ passe par un minimum.

Nous constatons sur cette courbe, l'existence de deux grands domaines distincts en fonction de l'augmentation du produit $P.d$, l'un est situé à gauche et l'autre à droite du minimum de la courbe. Notre travail est centré sur celui de droite :

Dans ce domaine les pressions sont assez élevées, supérieures à 100 Pascals (produit $P.d_{\text{eff}} > 1000 \text{ Pa.mm}$). La densité du gaz neutre est forte. Les particules chargées ont donc un faible parcours moyen (l.p.m). Les processus, qui se produisent à l'intérieur du gaz, sont fortement collisionnels. Les transferts d'énergie entre les particules sont donc facilités, ils sont importants.

Les décharges dont nous simulons l'évolution spatio-temporelle se situent à droite de la courbe de Paschen, c'est-à-dire, des décharges aux pressions atmosphériques moyennes dont, nous étudions la dynamique du couplage entre les électrons et les ions et les phénomènes, qui en résultent (chauffage du gaz, ionisation, excitation, etc.), et puis la dynamique du couplage entre les particules chargées et neutres.

I.2.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.

I.2.1. 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'avalanche électroniques à partir de la pointe, et de proche en proche par photo-ionisation.
- Une zone à courant continu seul, dite zone d'Hermstein, Fieux et Bouteau ont montré que le courant d'apparence continue de cette zone comporte en réalité des impulsions de relaxation 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 proprement dite s'arrête à cette zone.
- Si on fait croître encore la tension, des 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 10A), de brève durée (30 ns à mi-hauteur) et retardée de quelques centaines de nanosecondes sur l'impulsion d'arc avorté.

On remarque que tous ces régimes comportent une composante de courant continu.

I.2.2. En pointe négative : Dans ce cas, quand nous augmentons la tension, nous observons les zones suivantes :

- Une zone de faible courant continu (quelque 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'impulsion à haute fréquence (plusieurs centaines de khz) t faible amplitude (300 μ A) dites « impulsions de Trichel ».
- Un régime à courant continu.
- Le passage à l'arc (silencieux ou transitoire selon la capacité inter-électrodes).

I.3. mécanisme de Townsend de maintien de la décharge continue basse pression

- Les premiers travaux menés sur les mécanismes d'initiation de décharge dans le gaz sont dus à Townsend. Ils sont focalisés sur l'étude de décharges obtenues entre deux électrodes planes soumises à une tension continue et disposées dans une enceinte sous une pression réduite de l'ordre du torr.
- Le dispositif de Townsend, schématisé sur la (Figure I.4), a donné naissance à une des décharges les plus étudiées sur le plan académique [35, 36,37] : la décharge continue basse pression. C'est un exemple bien connu pour présenter certains phénomènes qui jouent un rôle clé dans l'établissement et le maintien des décharges électriques à basse et haute pression.
- Si on applique une tension 'V' entre les deux électrodes on obtient un champ Laplacien qui est uniforme en l'absence d'ionisation et de construction de charges d'espace.

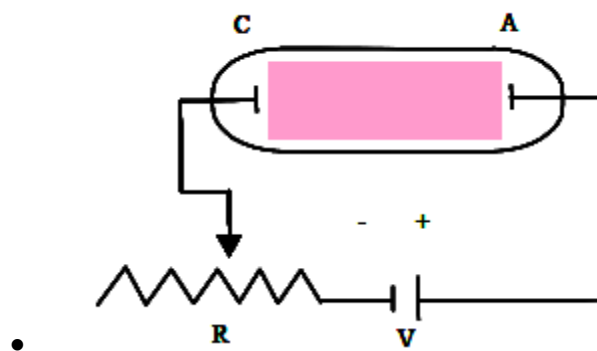
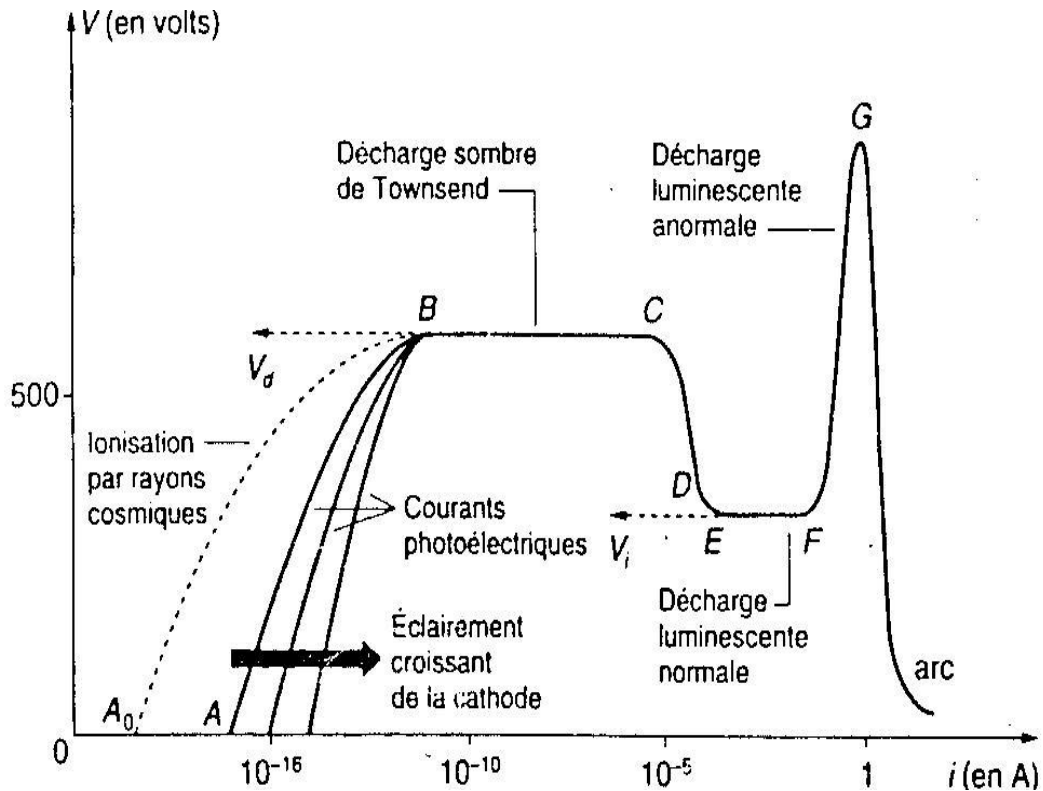


Figure I.2 : Configuration initiale du circuit électrique utilisé pour la réalisation et l'étude des décharges électriques par Townsend. [8]

- Les décharges obtenues dans le dispositif de Townsend peuvent être analysées en examinant la courbe caractéristique V(I) qui lui est associée (Figure I.3). Quatre régimes de décharges peuvent être obtenus :

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



•
•
Figure I.5 : Caractéristiques tension-courant des différents régimes d'une décharge basse pression [8]
•

I.4. théories 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 et J.M.Meek, et H.Raether [9 – 15], d'autre part. Précisons que ces deux théories, celle de Townsend [16] et celle de H.Reather, 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 les 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 [18] (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 qui ont donné des interprétations intéressantes et parfois totalement opposées. Ainsi J.K.Wright[19], propose l'idée suivante :

Le dard est réuni à la pointe par un filament très conducteur de conductibilité constante. Par contre, G.A.Dawson[20] 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. 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.4.1 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.

a. Première avalanche électronique :

L'application d'une différence de potentiel entre deux électrodes ca permettre d'accélérer les électrons libres environnantes. Le champ de charge 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 12,07eV pour O_2 (figure I.4).

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. 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.

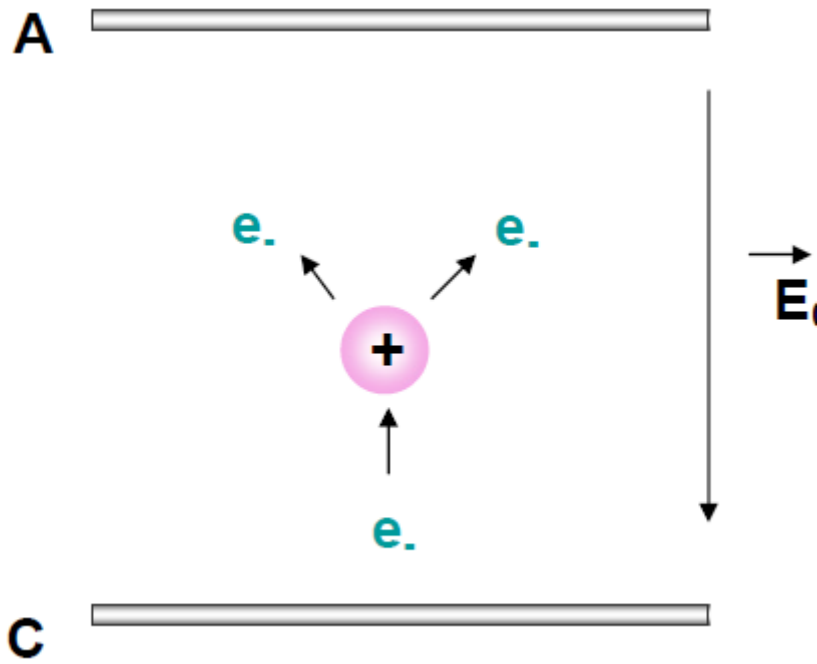


Figure (I.4) : Multiplication des électrons par avalanches électronique

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.

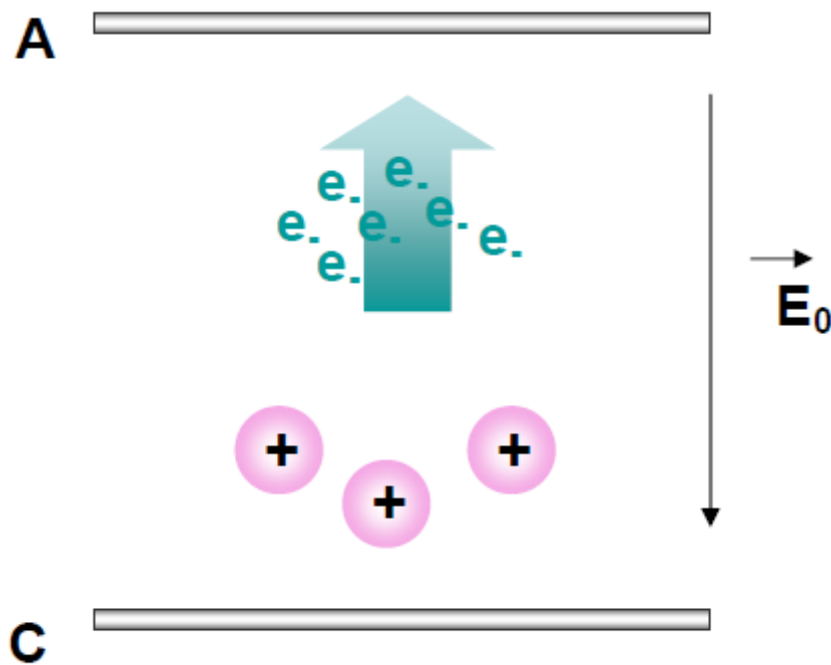
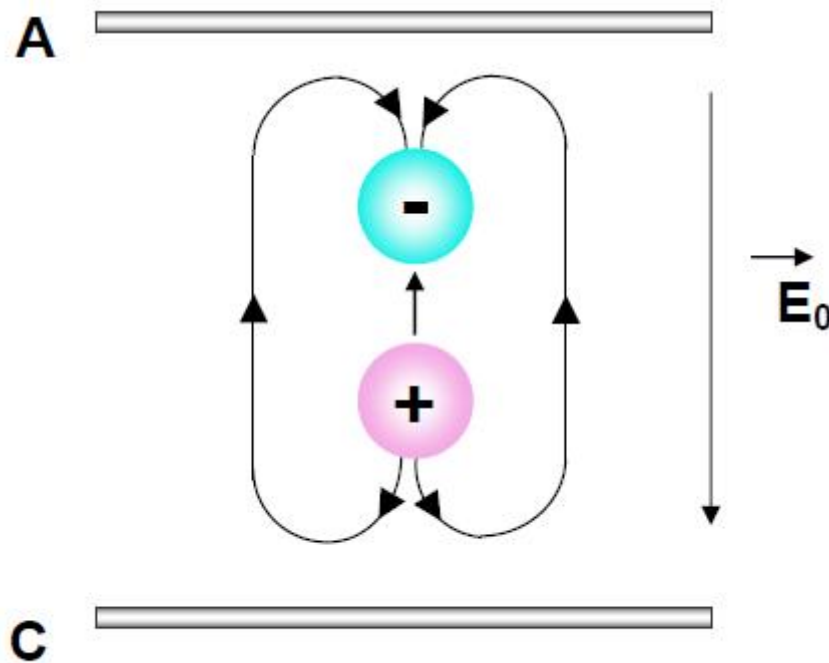


Figure (I.5) : les électrons mobiles laissent les ions derrière eux.

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.5).



Figure(I.6) : 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 considéré comme dipôle. Celui-ci génère son propre champ électrique. Qui est d'autant plus intense que l'avalanche se multiplie. Dans la zone entre les 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'avalanche secondaire :

Pour que l'avalanche primaire se transforme 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 ».

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 s'il est toujours discuté, est la création de nouveaux électrons par photo-ionisation. 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 photo-ionisation. 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 photo-ionisation. 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 photo-ionisation.

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.

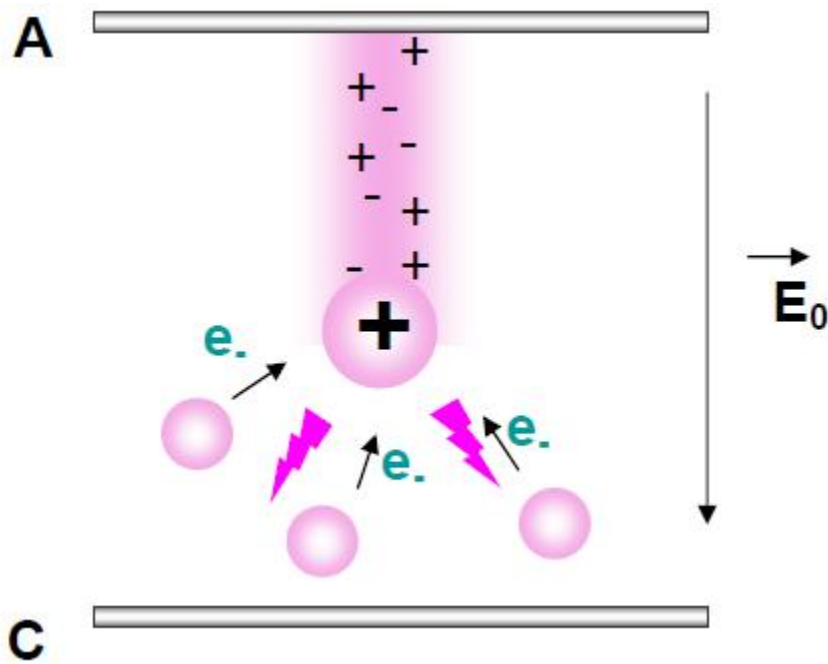


Figure (I.7) : la distorsion du champ en tête du streamer accéléré les électrons vers la tête. Les nouveaux électrons sont produits par photo-ionisation.

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 $100 \mu\text{m}$.

I.4.2 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 photo-ionisation en aval de la tête, même si dans le cas de streamer négatif cette composante de la propagation ne semble pas indispensable.

I.4.3 Décharges à barrière diélectrique :

En l'absence de barrière, l'établissement d'un canal conducteur entre les deux électrodes métalliques peut conduire à la formation d'un arc. La densité électronique croît alors jusqu'à 10^{17} cm^{-3} . Si l'on veut éviter le passage à l'arc, on peut intercaler au moins une barrière diélectrique entre les électrodes métalliques. Lorsque la tête a fini de se propager, un canal conducteur est établi entre les deux électrodes. Le courant au travers du canal entraîne une accumulation de charges sur le diélectrique (Figure I.8). Lorsque le champ induit par ces charges écran le champ appliqué, la décharge s'éteint. Ce dépôt de charge délimite une zone du diélectrique où le champ est affaibli. En conséquence, les prochains streamers devront se propager à côté. La présence du diélectrique permet non seulement d'inhiber le passage à l'arc, mais aussi de répartir spatialement les filaments. Au final, le plasma va couvrir toute la surface disponible.

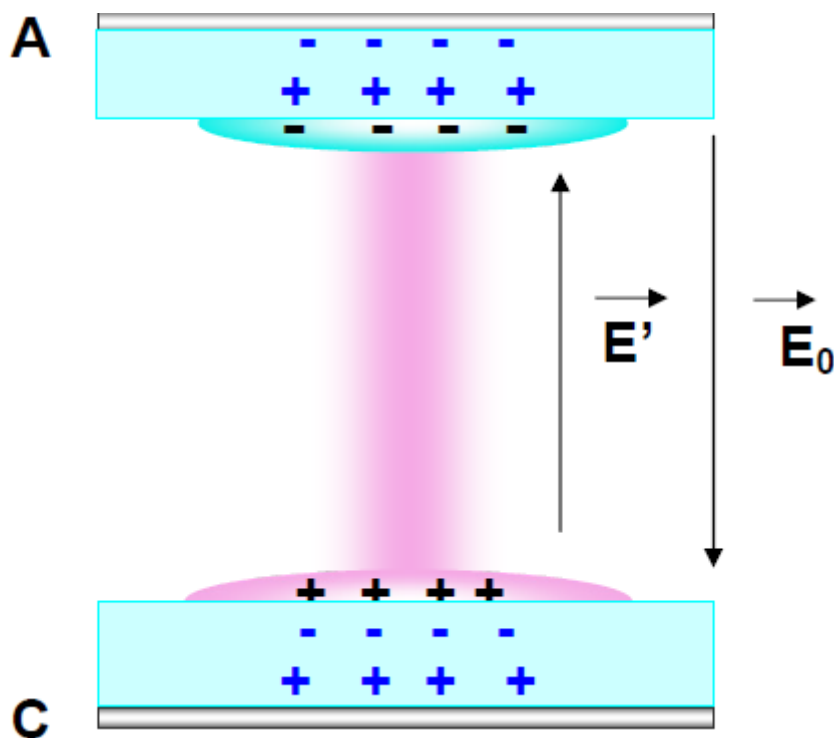


Figure (I.8) : Les charges transitent par le canal conducteur et se déposent sur le diélectrique.

En fait, le canal du streamer s'étale largement sur la surface. On sent donc que dans une DBD, la partie du plasma qui se propage en surface va jouer un rôle important. En effet,

nous verrons que le dépôt de charges sur le diélectrique influe sur les caractéristiques de la décharges telles que tension d'amorçage, dimensions des filaments, voire leur morphologie. Cet « effet mémoire » de la surface se rajoute, et même prédomine sur celui du gaz cité dans la partie 1.4.1a. Le diélectrique peut alors devenir une source d'électrons supplémentaire, et le temps de résidence des charges à sa surface influence fortement la tension d'amorçage et la physionomie des décharges successives.

I.5. Interactions gaz neutre-gaz ionisé :

Parmi les modélisations qui s'intéressent à l'interaction gaz neutre-gaz ionisé nous pouvons citer les travaux de P.Bayle [21] [22] qui ont montré toute l'importance de la prise en compte de l'interaction particules neutres-particules chargées (décharge pointe-plan). Nous pouvons également citer les travaux de E.Wassertrom et Y.Cripsin [23], qui proposent un modèle mathématique macroscopique, pour décrire le comportement et l'évolution de la colonne positive, dans une décharge faiblement ionisée.

Notons, que les différents travaux menés par l'équipe du professeur P.Bayle ont apporté des résultats très intéressants : notamment, G.Forn[24], M.Cazalens[25] et M.Lemerini[26] ont porté tout particulièrement l'attention sur les mécanismes de la dynamique de l'interaction entre le gaz neutre et le gaz ionisé qui représentent les phénomènes constitutifs de l'instabilité réactionnelle des décharges. Cette instabilité est la conséquence de la présence de charges d'espace et des phénomènes de transports.

Les travaux de G.L.Rogoff [27], ont montré que lors d'une décharge lumineuse transitoire dans l'hydrogène l'interaction particules chargées-particules neutres provoque un échauffement suivi d'un dépeuplement 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 de particules chargées, et de son interaction avec les particules neutres, l'évolution temporelle de l'intensité est en accord avec les résultats expérimentaux de M.C.Cavenor et J.Meyer [28].

Le mécanisme proposé par R.D.Hill [29] dans sa description de la transition à l'arc est également thermique, mais compte tenu de la durée de la décharge qu'il étudie (50ns), il ne fait intervenir aucun processus dynamique. Le gaz est chauffé jusqu'à ce que l'ionisation thermique intervienne. La conductivité thermique du plasma augmente alors brutalement entraînant un échauffement axial accru. Il montre ainsi que la transition à l'arc peut s'établir en des temps de l'ordre de 10 ns, ce qui correspond aux valeurs mesurées par E.Barreto [30]. Dans ces deux dernières analyses, l'interaction gaz-ionisé-gaz neutre a été simplifiée en faisant l'hypothèse d'un taux de transfert énergétique électrons-neutres et ions-neutres à 100%. L'échauffement du gaz est, bien sûr, considérable et très rapide. Ceci ne permet pas cependant de situer correctement l'importance des phénomènes impliqués dans la transition à l'arc, en donnant aux processus thermiques une importance exagérée.

I-6. Conclusion :

Nous avons présenté dans ce chapitre une étude bibliographique sur les décharges électriques dans les gaz et tout particulièrement la décharge couronne et les décharges DBD. Dans le second chapitre, nous exposons le modèle mathématique et la procédure numérique qui vont nous permettre de simuler une décharge pointe plan.

Chapitre 2

Modèle mathématique et procédure numérique

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. 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.

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

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

✚ Signification des différents termes

- ✓ $\vec{v} \cdot \nabla_r f(\vec{r}, \vec{v}, t)$: exprime l'influence des phénomènes de diffusion.
- ✓ $\frac{\vec{F}}{m} \cdot \nabla_v f(\vec{r}, \vec{v}, t)$: 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).

✓ $\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{col}$ Terme de collisions.

II-2. 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.

II-2-1. 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 :

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

Qui s'écrit aussi
$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_i \frac{F_i}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial v_i} = \left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{col} \quad i=1, 2, 3 \quad (\text{II-5})$$

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, on obtient :

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

La valeur moyenne de la grandeur A est définie 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. 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-2-2. Les équations fondamentales de conservation :

II-2-2-1. 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-2-2-2. 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 :

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

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

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

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

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

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

\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-3-. Formalisme hydrodynamique du gaz neutre :

II-3-1. équation 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 la densité s'écrit :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(N \langle \vec{v}_N \rangle)}{\partial \vec{r}} = 0 \quad (\text{II-16})$$

II-3-2. équation 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 :

$$\frac{\partial(N \langle \vec{v}_N \rangle)}{\partial t} + \frac{\partial(N \langle \vec{v}_N \rangle \langle \vec{v}_N \rangle)}{\partial \vec{r}} = \vec{C}_{s,N} - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} (p_I \vec{I} + \vec{\tau}) \quad (\text{II-17})$$

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 :

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

$$\vec{C}_{s,N} = N \frac{m_N m_s}{m_N + m_s} v_{N s} (\vec{v}_s - \vec{v}_N) + N \frac{m_N m_i}{m_N + m_i} v_{N i} (\vec{v}_i - \vec{v}_N) \quad (\text{II.18})$$

Où $v_{N s}$ est la fréquence de collision élastique entre les neutres et l'espèce s (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 :

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

Impliquant donc :

$$\frac{\partial N m_N \langle \vec{v}_N \rangle}{\partial \tau} + \frac{\partial N m_N \langle \vec{v}_N \rangle \langle \vec{v}_N \rangle}{\partial \vec{r}} = \left[\frac{K T_s}{D_s} n_s (\vec{v}_s - \vec{v}_N) + \frac{K T_i}{D_i} n_i (\vec{v}_i - \vec{v}_N) \right] - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} p \vec{I} - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \tau \quad (\text{II.19})$$

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.

II-3-3. équation 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)

$$\varepsilon_a = \frac{1}{2} mN \langle \vec{v} \rangle^2$$

$$\varepsilon_{th} = \frac{3}{2} KT$$

Soit :

$$\varepsilon = \varepsilon_a + \varepsilon_{th}$$

$$\frac{\partial(\varepsilon_a + \varepsilon_{th})}{\partial t} + \frac{\partial(\vec{v}_N)(\varepsilon_a + \varepsilon_{th})}{\partial \vec{r}} = K\Delta T - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \left[\langle \vec{v}_N \rangle (p_I^{\Rightarrow} + \vec{\tau}) \right] + F_t \vec{J}\vec{E} \quad (\text{II-20})$$

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. $F_t \vec{J}\vec{E}$.

II-4. Traitement numérique des équations de transport

II-4.1. 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 inférieure à 2 (S.V.Patankar)[31]. 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 se propage avec une vitesse qui n'est pas indépendante 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).

II-4-2. 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^o ,

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

$$\{F_i^o\} \xrightarrow{\Omega^f} \{F_i^f\} \xrightarrow{\Omega^d} \{F_i^{fd}\} \xrightarrow{\Omega^a} \{F_i^n\} \quad (\text{II.21})$$

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)[6]. Il est dans ce cas possible de traiter un tel profil par F.C.T. uniquement en appliquant l'anti-diffusion. La séquence de ces opérations s'écrit alors :

$$\{F_i^o\} \xrightarrow{\Omega^t} \{F_i^{dt}\} \xrightarrow{\Omega^a} \{F_i^n\} \quad (\text{II.22})$$

II-4-3. Le transport diffusif :

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

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

Où : F_i^o 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), $\varepsilon_{i\pm\frac{1}{2}}^0$ un coefficient défini

par :

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

V_i^o : Est la valeur de la vitesse au point i à l'instant t, et $V_{i\pm\frac{1}{2}}^o$ 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 :

$$F_i^d = F_i^o + f_{i+\frac{1}{2}}^o - f_{i-\frac{1}{2}}^o \quad (\text{II.25})$$

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

$$\begin{cases} f_{i+\frac{1}{2}}^o = \gamma_{i+\frac{1}{2}} (F_{i+1}^o - F_i^o) \\ f_{i-\frac{1}{2}}^o = \gamma_{i-\frac{1}{2}} (F_i^o - F_{i-1}^o) \end{cases} \quad (\text{II.26})$$

Où : $\gamma_{i\pm\frac{1}{2}}$ est le coefficient de diffusion et dépendant du rapport $V \frac{\Delta t}{\Delta x}$

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

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

$$\Pi_i^+ = \varepsilon_i^- / (\varepsilon_{i+1}^+ + \varepsilon_i^-) \quad (\text{II.28})$$

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

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

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

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

II-4-4. Anti- diffusion :

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

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

$\mu_{i\pm\frac{1}{2}}$: est le 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 :

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

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

$$\text{et } \begin{cases} \delta F_i^t = F_i^{td} - F_i^d \\ \delta F_{i+1/2}^t = F_{i+1}^{td} - F_i^d \end{cases} \quad (\text{II.34})$$

L'anti-diffusion ne doit ni créer de nouveaux extremums, ni accentuer ceux déjà existants.

La formulation précédente du limiteur de flux présente un léger inconvénient, en effet, si nous considérons un maximum ponctuel, celui-ci 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 i, à l'instant $t+\delta t$ s'obtient par la relation :

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

Les coefficients de diffusion $\nu_{i\pm 1/2}^o$ et d'anti-diffusion $\mu_{i\pm 1/2}^o$ peuvent être ajustés suivant les particularités du problème étudié et le but recherché. Dans notre cas on prend les valeurs proposées par J.P.Boris et D.L.Book [4] :

$$\begin{cases} \gamma_{i\pm 1/2}^o = \frac{1}{6} + \frac{1}{3} (\varepsilon_{i\pm 1/2}^o)^2 \\ \mu_{i\pm 1/2}^o = \frac{1}{6} - \frac{1}{3} (\varepsilon_{i\pm 1/2}^o)^2 \end{cases} \quad (\text{II.36})$$

Nous noterons que dans la formulation adoptée ci-dessus, toute quantité soustraite (respectivement ajoutée) au point i, se retrouve ajoutée (respectivement soustraite) soit au point i-1, soit au point i+1, de sorte que la méthode reste conservative.

D'autre part, la formulation précédente qui prévoit que la cellule i n'échange qu'avec les cellules contiguës (i-1) et (i+1) on doit toujours vérifier en tout point et à chaque instant la relation de stabilité (II.37) qui lie la vitesse de transport \vec{V} , le pas spatial δX et le pas temporel δt :

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

II-5. Conclusion :

Nous avons présenté dans ce chapitre l'ensemble des équations qui vont nous permettre de modéliser la décharge, ainsi que la méthode numérique de résolution de ces équations.

Chapitre 3

Résultats et discussions

III-1. Introduction :

Nous simulons dans ce chapitre, l'évolution d'un gaz neutre soumis à une décharge couronne. La durée de cette décharge s'étend jusqu'à 500 ns. Nous analysons tout particulièrement l'influence de la pression, c'est-à-dire le mouvement des particules neutres dans plusieurs cas de pressions : 0.1 – 0.2 - 0.4 - 0.6 - 0.8 – 1 - 2 – 5 et 10 bar. Nous comparons nos résultats à ceux obtenus dans la littérature par Zhang J. et al [32].

III-2. Position du problème :

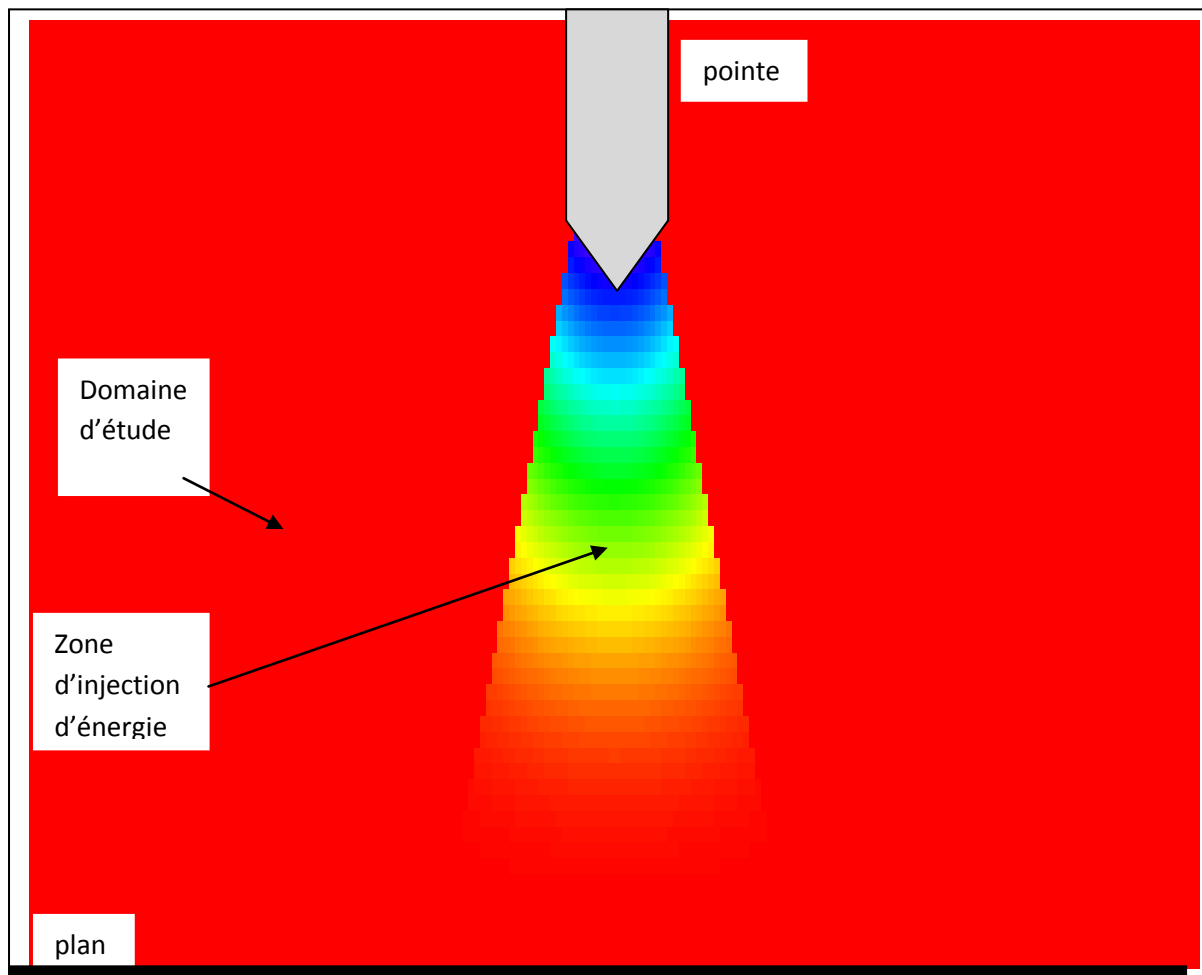
Les résultats que nous présentons correspondent à la résolution du système hydrodynamique dans une décharge de géométrie pointe plan. À l'instant initial, le gaz étant immobile, cette décharge est réalisée dans l'air. La tension appliquée à la pointe est égale à 12 kV, la distance inter électrodes vaut 20 mm. Les conditions imposées au gaz neutre sont résumées dans le tableau III.1. :

distance inter électrodes 20mm	
$V(r, z, 0)$ = vitesse initiale 0	
$T(r, z, 0)$ = température initiale 300 K	
Tension appliquée = 12 kV	
$P(r, z, 0)$ = pression initiale 0,1 atm	$N(r, z, 0)$ = densité initiale $2,45.10^{+24} \text{ m}^{-3}$
$P(r, z, 0)$ = pression initiale 0,5 atm	$N(r, z, 0)$ = densité initiale $1,22.10^{+25} \text{ m}^{-3}$
$P(r, z, 0)$ = pression initiale 1 atm	$N(r, z, 0)$ = densité initiale $2,45.10^{+25} \text{ m}^{-3}$
$P(r, z, 0)$ = pression initiale 5 atm	$N(r, z, 0)$ = densité initiale $1.22.10^{+26} \text{ m}^{-3}$
$P(r, z, 0)$ = pression initiale 10 atm	$N(r, z, 0)$ = densité initiale $2,45.10^{+26} \text{ m}^{-3}$

Tableau III.1

III-3. 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. Domaine d'étude (Décharge pointe-plan)**

III.4. Evolution temporelle:

III.4.1. Evolution temporelle de la densité:

Nous avons représenté sur la figure III.2, des courbes représentant l'évolution temporelle de la densité des neutres. Cette analyse est effectuée pour trois positions différentes de l'espace inter électrodes : $z = 0,2\text{mm}$, $z = 10\text{mm}$ et $z = 18\text{mm}$ et pendant un temps égal à 500ns. Nous rappelons que le plan est situé en $z = 0$ et la pointe en $z = 20\text{mm}$.

Nous remarquons sur ces courbes que :

- l'allure de l'évolution des neutres est presque similaire pour les trois positions.
- l'effet de la pression appliquée au système se fait sentir dès le début, mais au-delà de 300ns l'écart entre les différentes courbes diminue et l'allure de la décroissance est la même pour toutes les pressions.

Quand on est au voisinage de la pointe (figure III.2. et $z = 18\text{mm}$) le dépeuplement apparaît dès le début de la décharge ensuite après l'instant $t = 200\text{ ns}$, il diminue et se stabilise jusqu'à la fin. Nous observons à peu près la même chose pour les deux autres positions, c'est-à-dire pour $z = 0,2\text{mm}$ et $z = 10\text{mm}$. L'explication de ce mouvement réside dans le fait que le transfert d'énergie est maximum sur l'axe et plus on s'éloigne de l'axe de la décharge le transfert d'énergie devient faible.

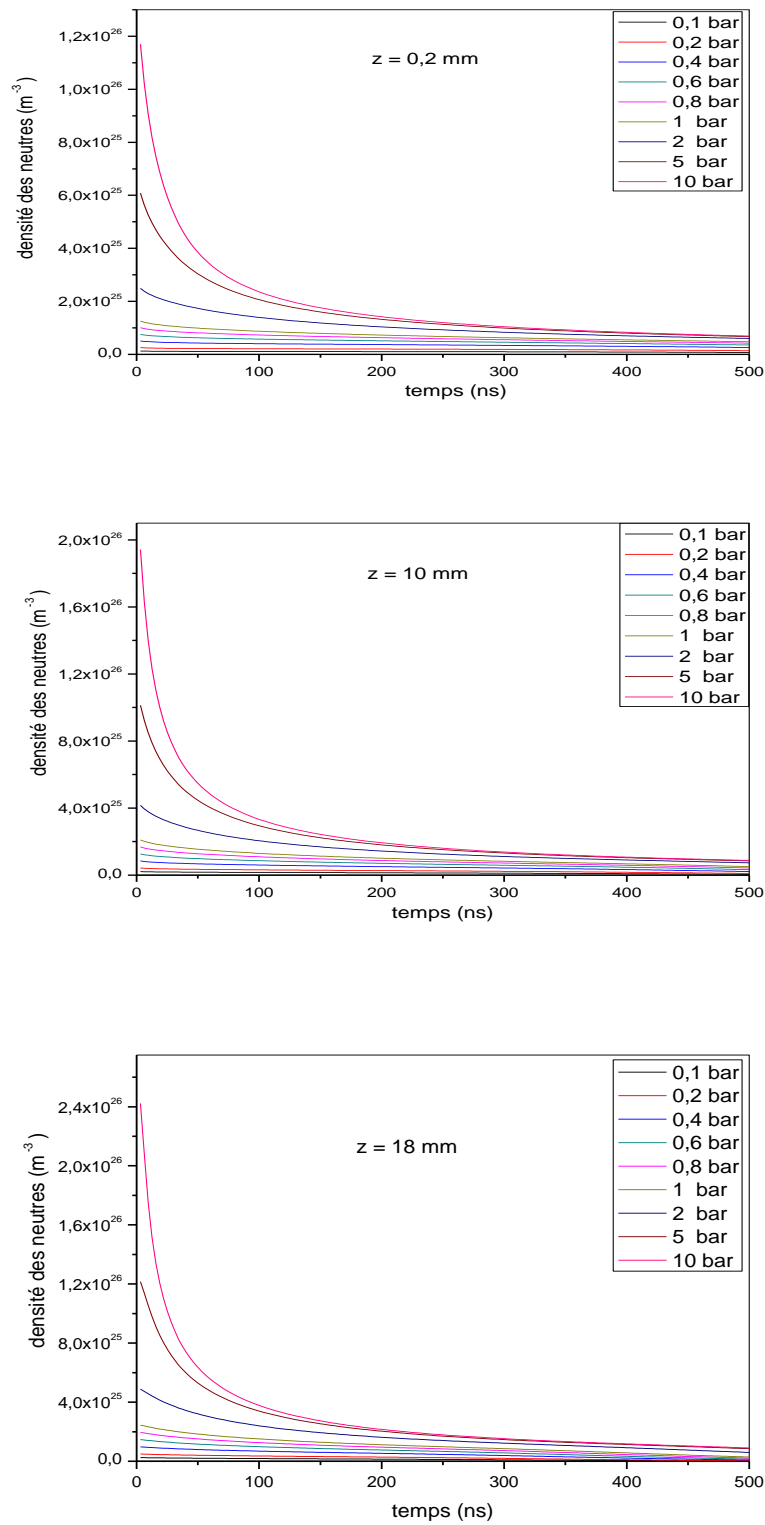


Figure III.2. évolution temporelle de la densité des neutres pour différentes pressions (0,1 - 10atm) et différentes positions ($z=0.2$ mm ; $z=10$ mm ; $z=18$ mm)

(plan est placé à $z = 0$ - pointe est placée à $z = 20\text{mm}$)

III.4.2. Evolution temporelle de la température:

Nous avons représenté sur l'ensemble des figures III.3. et III.4. l'évolution temporelle de la température des neutres. Cette analyse est effectuée comme pour la densité pour trois positions différentes de l'espace inter électrodes : $z = 0,2\text{mm}$, $z = 10\text{mm}$ et $z = 18\text{mm}$ et pendant un temps égal à 500ns .

Nous remarquons que l'évolution, d'une part dépend de l'espace inter électrodes, et d'autre part de la pression appliquée au système. En effet, le chauffage des neutres est différent pour les trois positions $z = 0,2\text{mm}$, $z = 10\text{mm}$ et $z = 18\text{mm}$. L'interprétation de ce résultat est la suivante :

- Quand on est au voisinage de la pointe (figure III.4. et $z = 18\text{mm}$) le chauffage ne commence à augmenter de façon significative qu'à partir de l'instant $t = 100\text{ ns}$. Pour les distributions au milieu ($z=10\text{mm}$) et au plan ($z=0,2\text{mm}$), la température est plus importante que pour $z = 18\text{mm}$ à cause du flux de chaleur qui diminue autour de la zone de la pointe. 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.
- Le chauffage devient important à partir 300ns , et pour les pressions supérieures à la pression atmosphérique. Sur la figure III.3., nous remarquons que le chauffage des neutres est différent pour les trois positions ainsi que pour les différentes pressions. La différence réside dans les valeurs obtenues: 500K pour les faibles pressions, et plus de 2000K pour les hautes pressions.

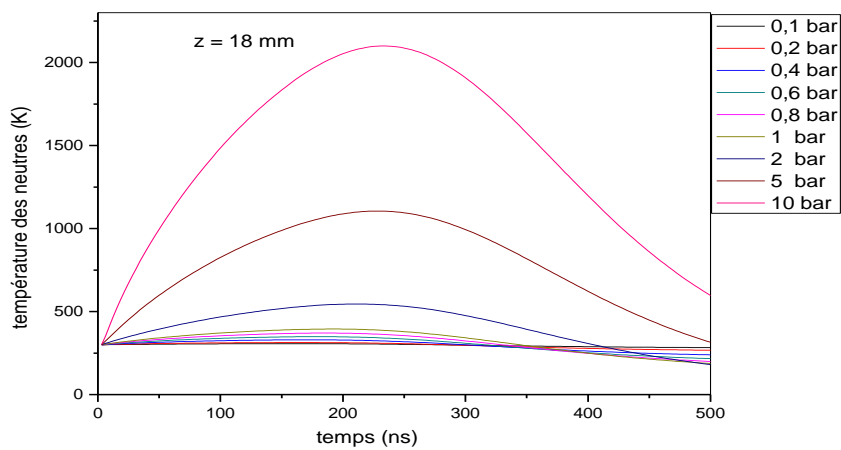
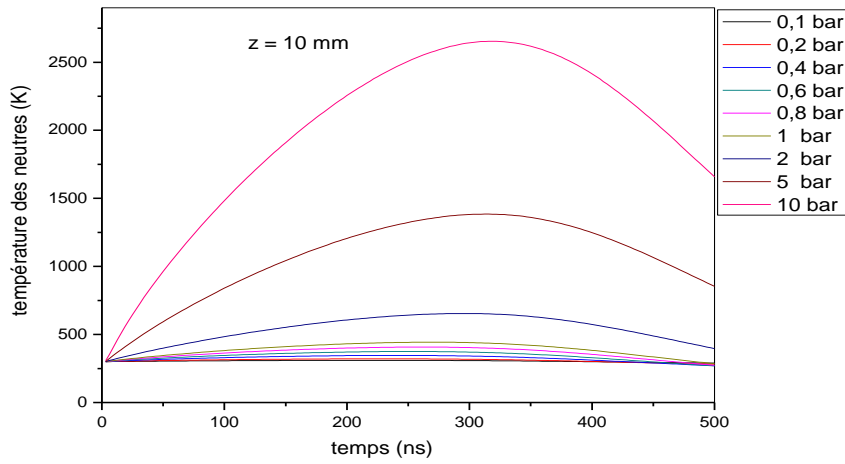
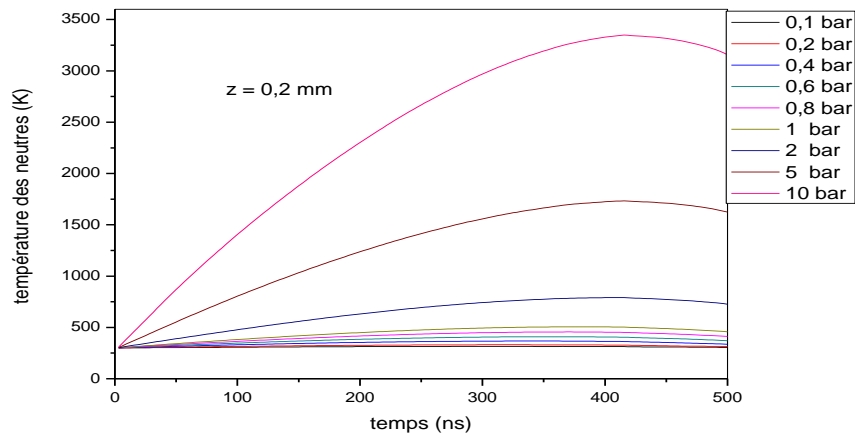


Figure III.3. évolution temporelle de la température des neutres pour différentes pressions (0,1 - 10atm) et différents temps ($t = 40\text{ns}$; $t=250\text{ns}$; $t=500\text{ns}$). Le plan est placé à $z = 0$ - point est placée à $z = 20\text{mm}$.

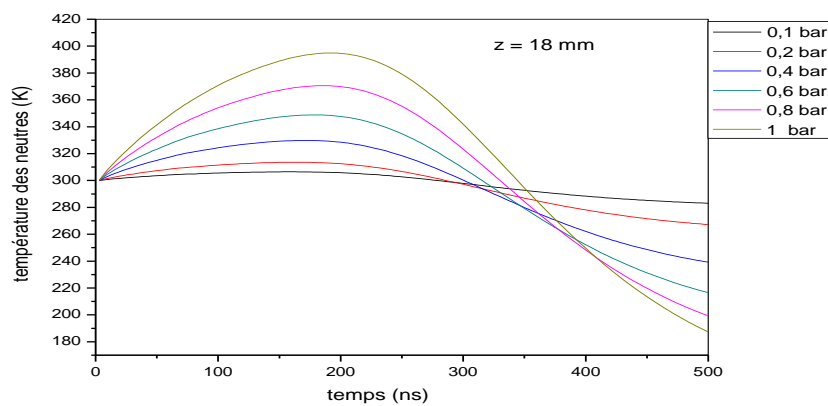
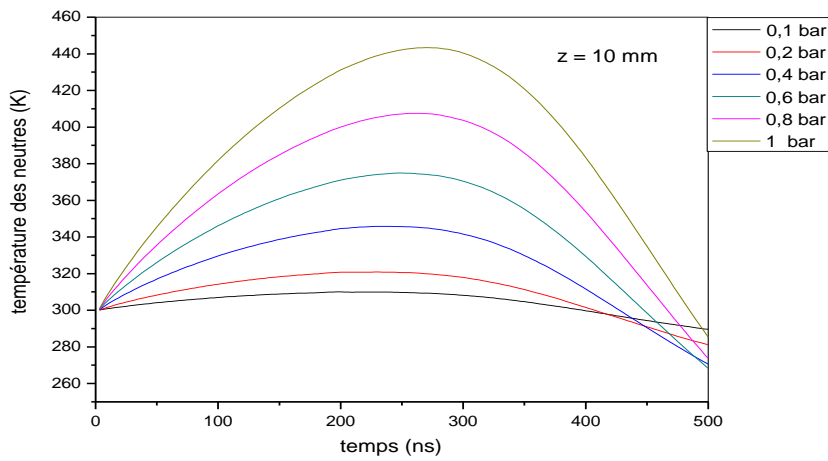
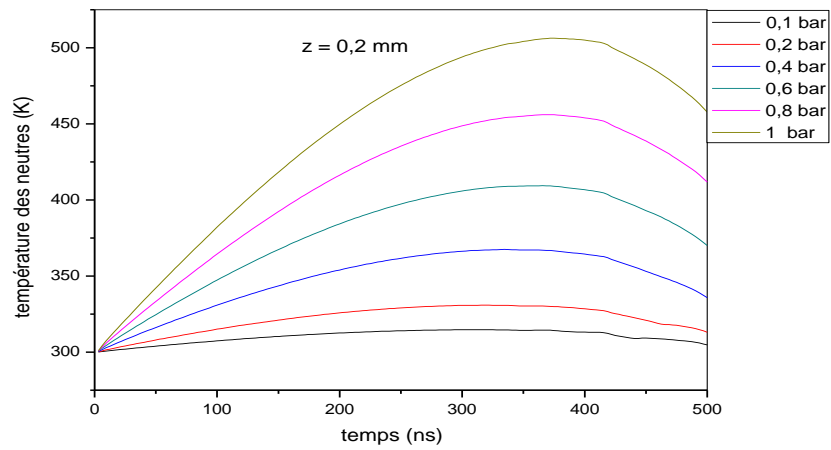


Figure III.4. évolution temporelle de la température des neutres pour différentes pressions (0,1 - 1atm) et différents temps (t = 40ns ; t=250ns ; t=500ns). Le plan est placé à z = 0 - pointe est placée à z = 20mm.

III.5. Evolution spatiale:

III.5.1. Evolution radiale de la densité des neutres:

Pour représenter et analyser l'évolution radiale du gaz neutre, nous avons tracé des courbes sur les figures III.5., III.6. et III.7. pour trois positions $z = 0,2\text{mm}$, $z = 10\text{mm}$ et $z = 18\text{mm}$. Et trois temps : 40ns , 250ns et 500ns . Nous remarquons sur cet ensemble de courbes 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 toutes les pressions appliquées, 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.

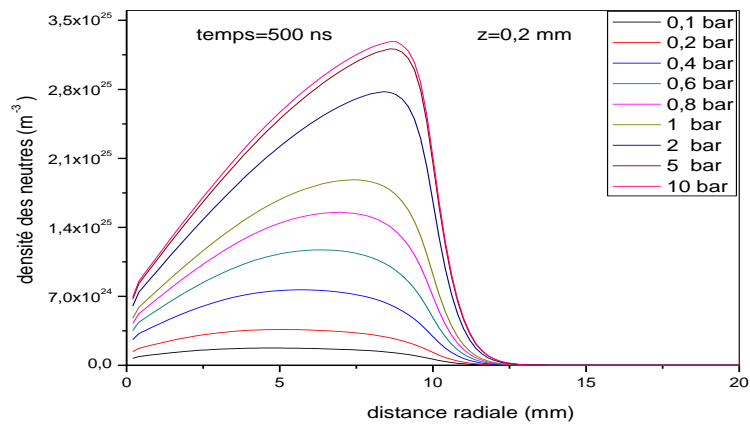
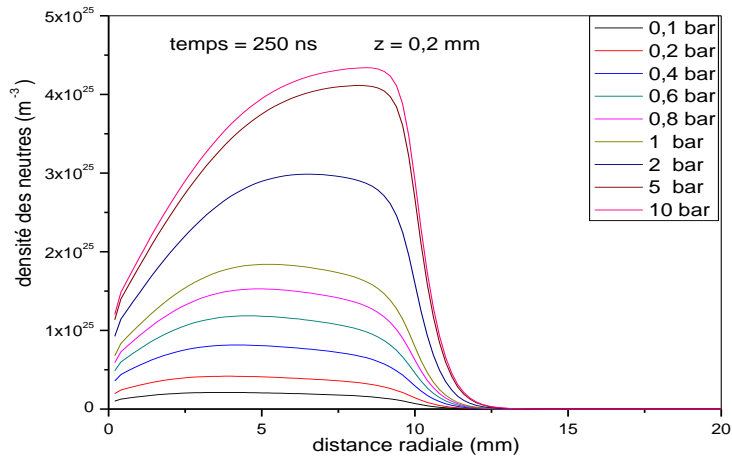
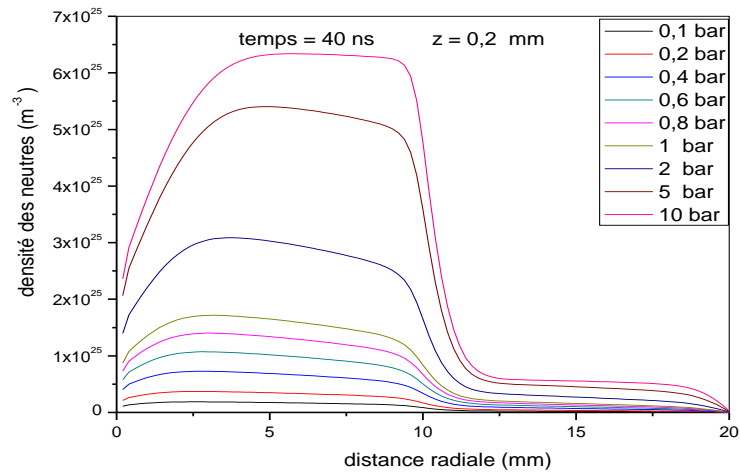


Figure III.5. évolution radiale de la densité des neutres pour différentes pressions (0,1 - 10 atm), pour trois temps ($t = 40 \text{ ns}$; $t = 250 \text{ ns}$; $t = 500 \text{ ns}$) et pour $z = 0,2 \text{ mm}$. Le plan est placé à $z = 0$ - pointe est placée à $z = 20 \text{ mm}$.

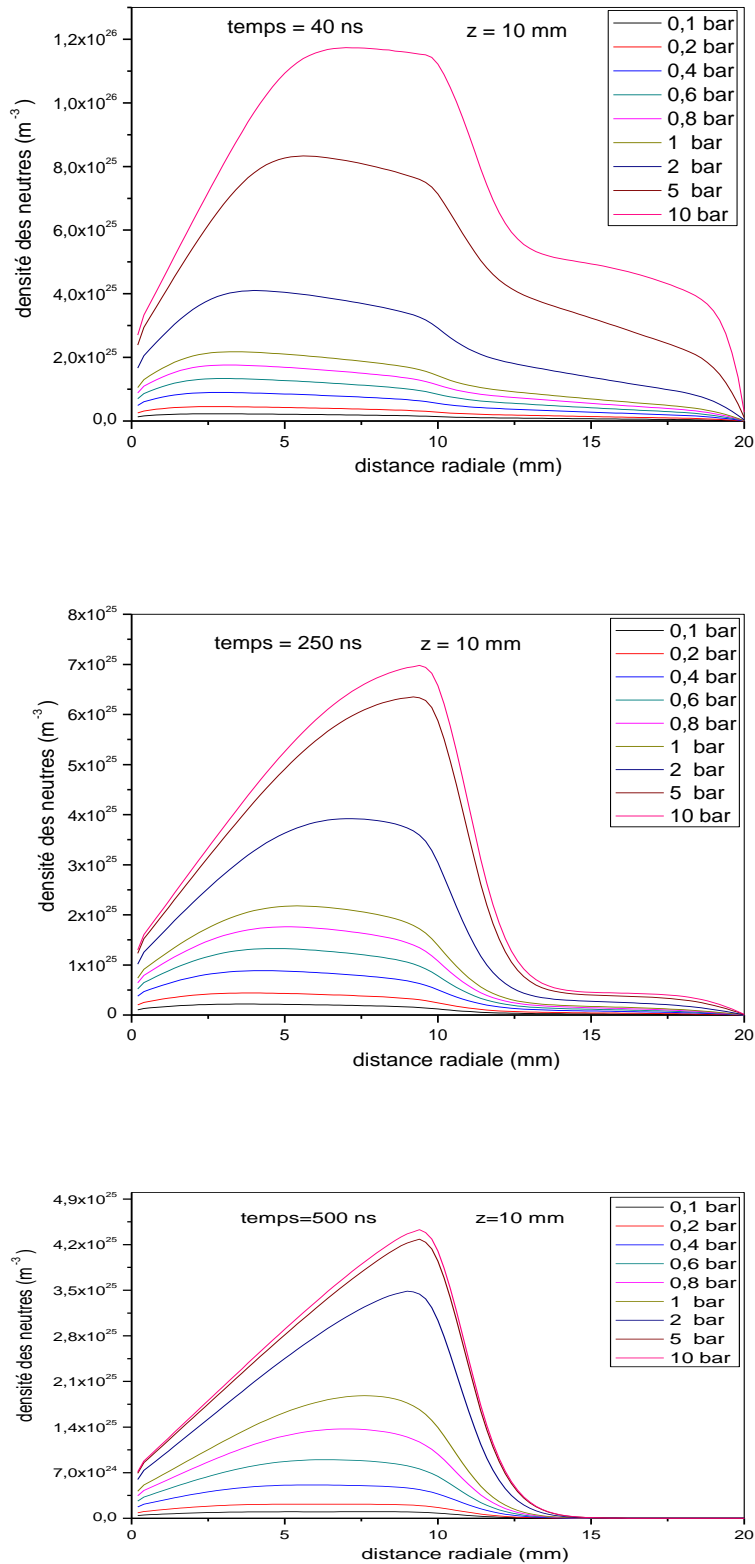


Figure III.6. évolution radiale de la densité des neutres pour différentes pressions (0,1 - 10 atm), pour trois temps ($t = 40$ ns ; $t = 250$ ns ; $t = 500$ ns) et pour $z = 10$ mm. Le plan est placé à $z = 0$ - pointe est placée à $z = 20$ mm.

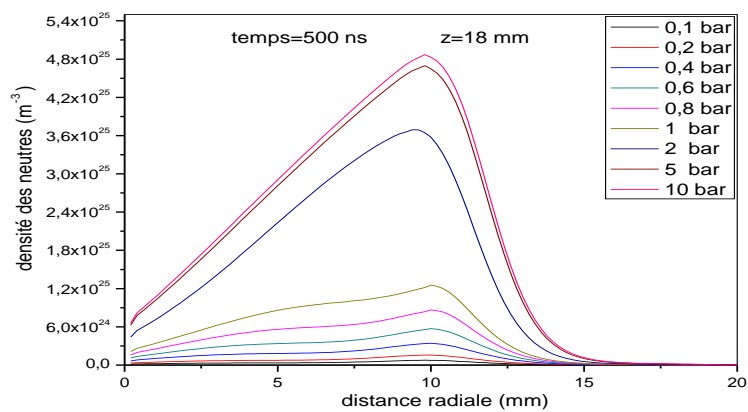
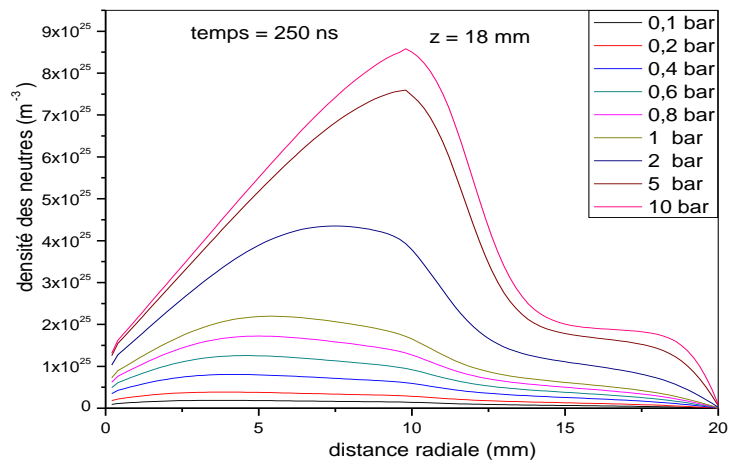
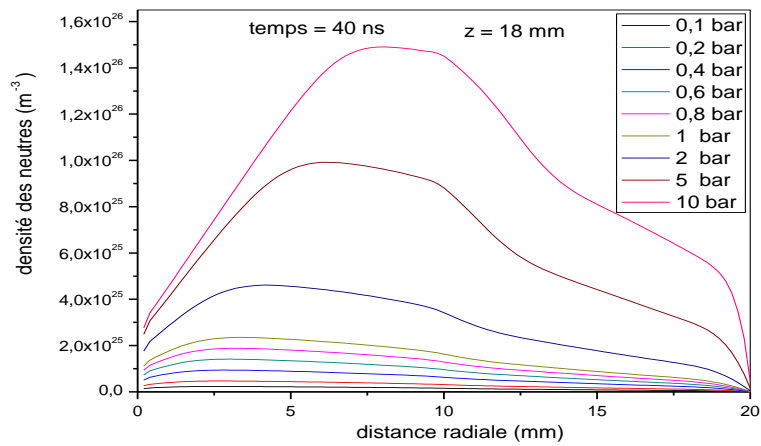


Figure III.7. évolution radiale de la densité des neutres pour différentes pressions (0,1 - 10 atm), pour trois temps ($t = 40 \text{ ns}$; $t = 250 \text{ ns}$; $t = 500 \text{ ns}$) et pour $z = 18 \text{ mm}$. Le plan est placé à $z = 0$ - pointe est placée à $z = 20 \text{ mm}$)

III.5.2. Evolution axiale de la densité des neutres:

La série de courbes tracées sur la figure III.8. représente l'évolution axiale de la densité des neutres pour trois temps : 40ns, 250ns et 500ns. Nous remarquons d'une façon globale que l'écart entre les valeurs est significatif à partir de la pression 1bar. Pour des temps supérieurs à 250 ns l'écart devient instable et dépend de la position axiale, et 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 aussi 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 hautes pressions qui induisent une configuration du champ électrique très inhomogène et de ce fait le mouvement des neutres devient très perturbé.

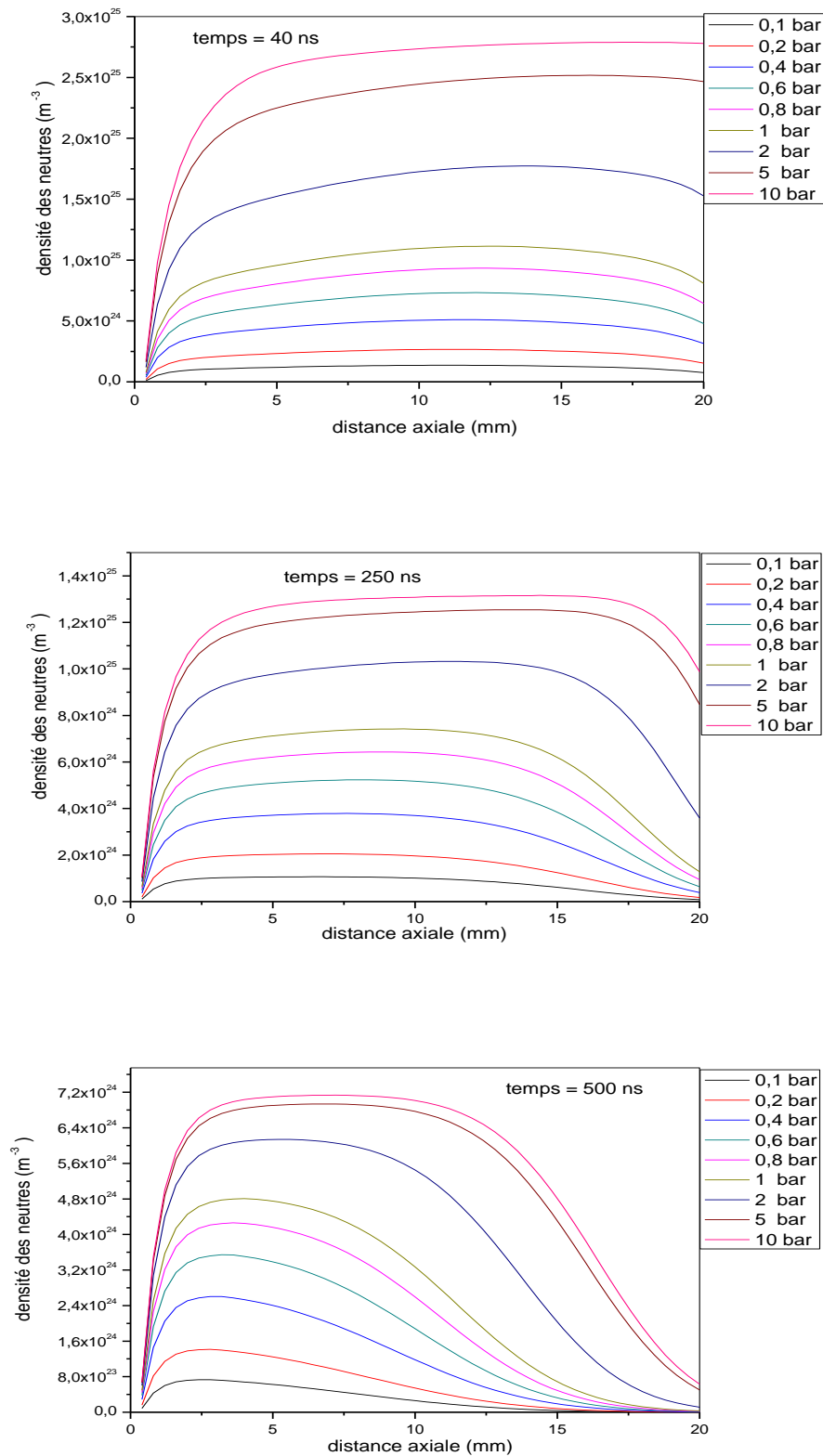


Figure III.8. évolution axiale de la densité des neutres pour différentes pressions

(0,1 - 10 atm), et pour trois temps ($t = 40 \text{ ns}$; $t = 250 \text{ ns}$; $t = 500 \text{ ns}$)

III.5.3. Evolution axiale de la densité des électrons:

Pour terminer notre analyse de l'évolution axiale, nous avons choisi de représenter sur la figure III.9. l'évolution de la densité des électrons pour trois instants et pour plusieurs pressions.

Nous observons clairement sur l'ensemble des graphes l'influence de la pression sur l'évolution de la densité des électrons. En effet, plus la pression appliquée est importante, plus la distribution axiale de la densité des électrons est significative. Cette densité qui était maximale au voisinage de la pointe devient très faible à l'instant 20 ns. Cette évolution de la densité nous indique qu'il y a eu disparition par attachement et recombinaison à la pointe.

Nous remarquons aussi sur l'ensemble des trois figures que le maximum de densité se propage de la pointe vers le plan avec une vitesse $3,57 \cdot 10^5$ m/s.

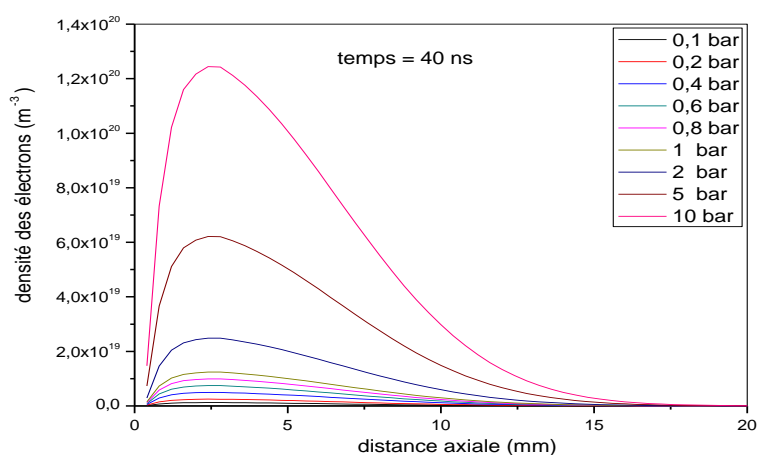
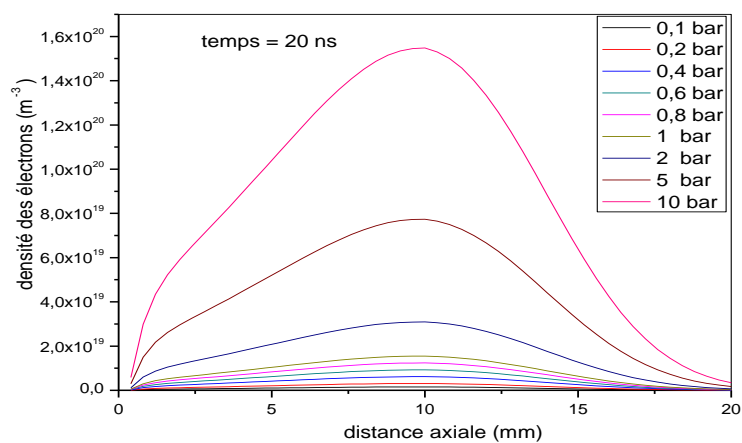
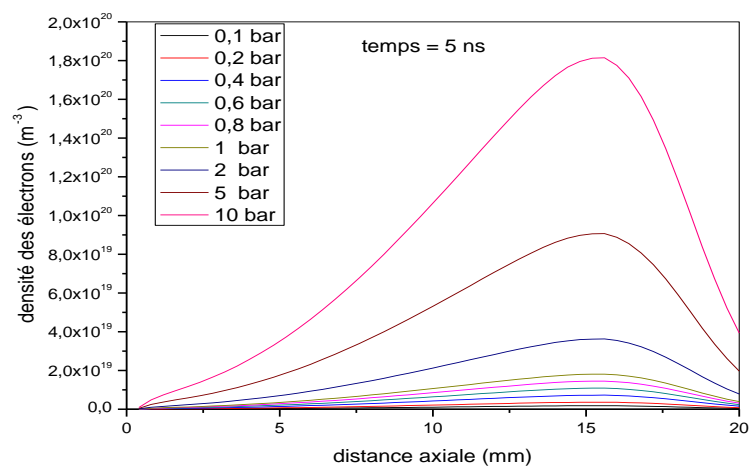


Figure III.9. évolution axiale de la densité des électrons pour différentes pressions (0,1 - 10 atm), pour trois temps ($t = 5\text{ ns}$; $t=20\text{ ns}$; $t=40\text{ ns}$). Le plan est placé à $z = 0$ - point est placée à $z = 20\text{ mm}$.

III.5.4. Affichage 2D:

Pour compléter l'analyse des résultats nous avons introduit une représentation spatio temporelle 2D (figure III.10 jusqu'à figure III.15). Ces images représentent les distributions spatio temporelles de la température et la densité des neutres pour trois pressions : 0,1 atm, 1atm et 10 atm. Sur ces images nous observons les différentes évolutions pour trois temps différents : 40 ns, 250ns et 500ns.

D'un point de vue physique, la représentation en image 2D montre de façon qualitative le mouvement global des neutres dans tout le domaine d'étude et en fonction du temps. En effet, nous pouvons suivre l'effet de chauffage et de diffusion pour la densité et la température dans n'importe quelle zone du domaine étudié. Nous pouvons ainsi comparer l'influence des différentes pressions appliquées.

Par exemple pour la température, nous observons clairement sur les images, que pour le cas de la pression 10 atm, nous obtenons un transfert d'énergie plus important que dans le cas des faibles pressions. Ce résultat était prévisible d'après certaines courbes obtenues de la densité ou la température.

En comparaison avec les travaux dans la littérature, nous remarquons que nos résultats sont conformes avec ceux obtenus par Zhang et al [32]. En effet, ces auteurs ont montré que la dynamique des neutres et des particules chargées est fortement influencée, d'une part pour les hautes pressions, et d'autre part que c'est sur l'axe de la décharge que le chauffage est le plus marqué, car l'énergie transférée depuis les particules chargées vers les neutres est plus grande sur l'axe qu'ailleurs.

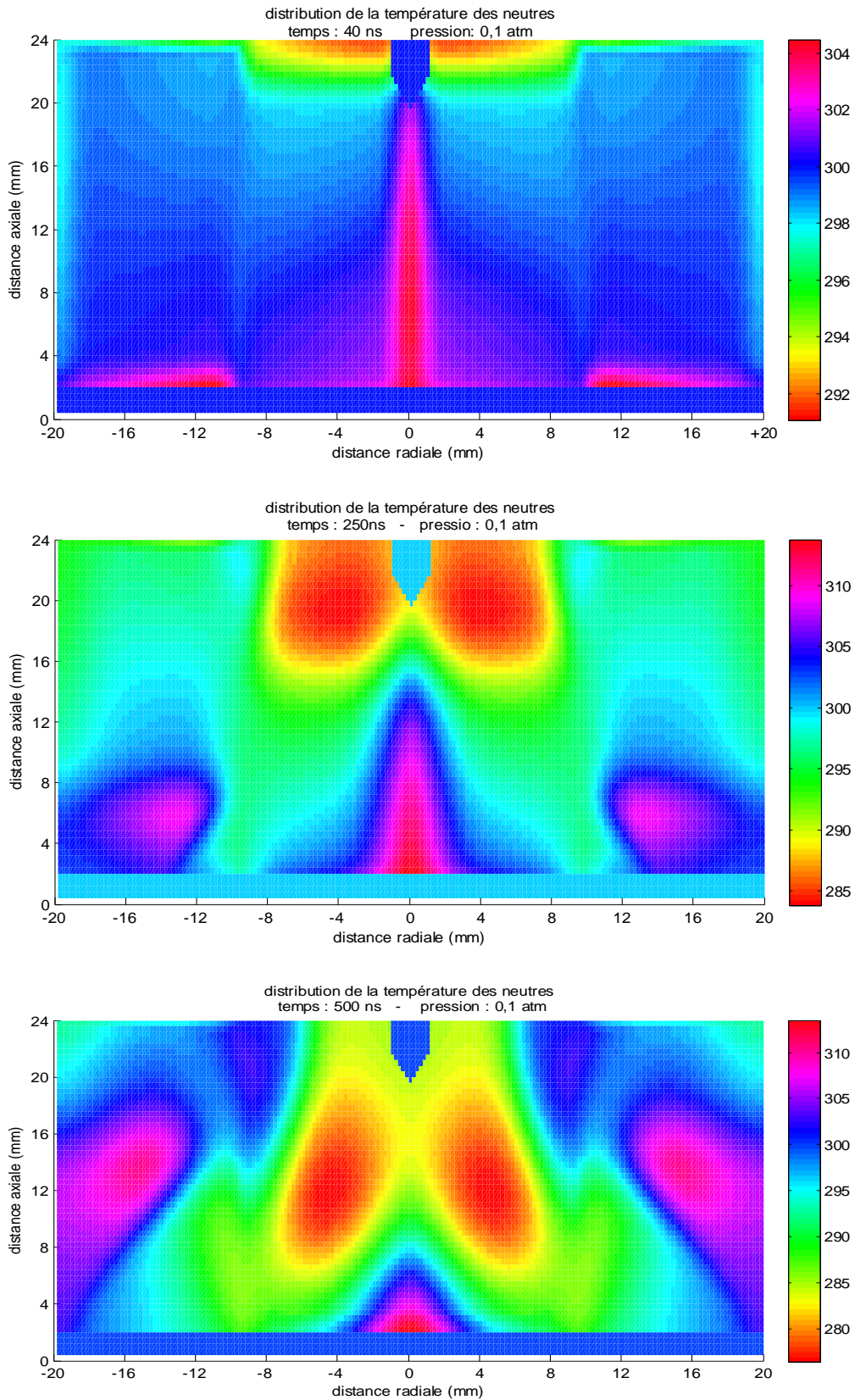


Figure III.10. distribution spatio temporelle de la température des neutres pour la pression : 0,1atm et différents temps ($t = 40\text{ns}$; $t=250\text{ns}$; $t=500\text{ns}$). Le(plan est placé à $z = 0$ - pointe est placée à $z = 20\text{mm}$.

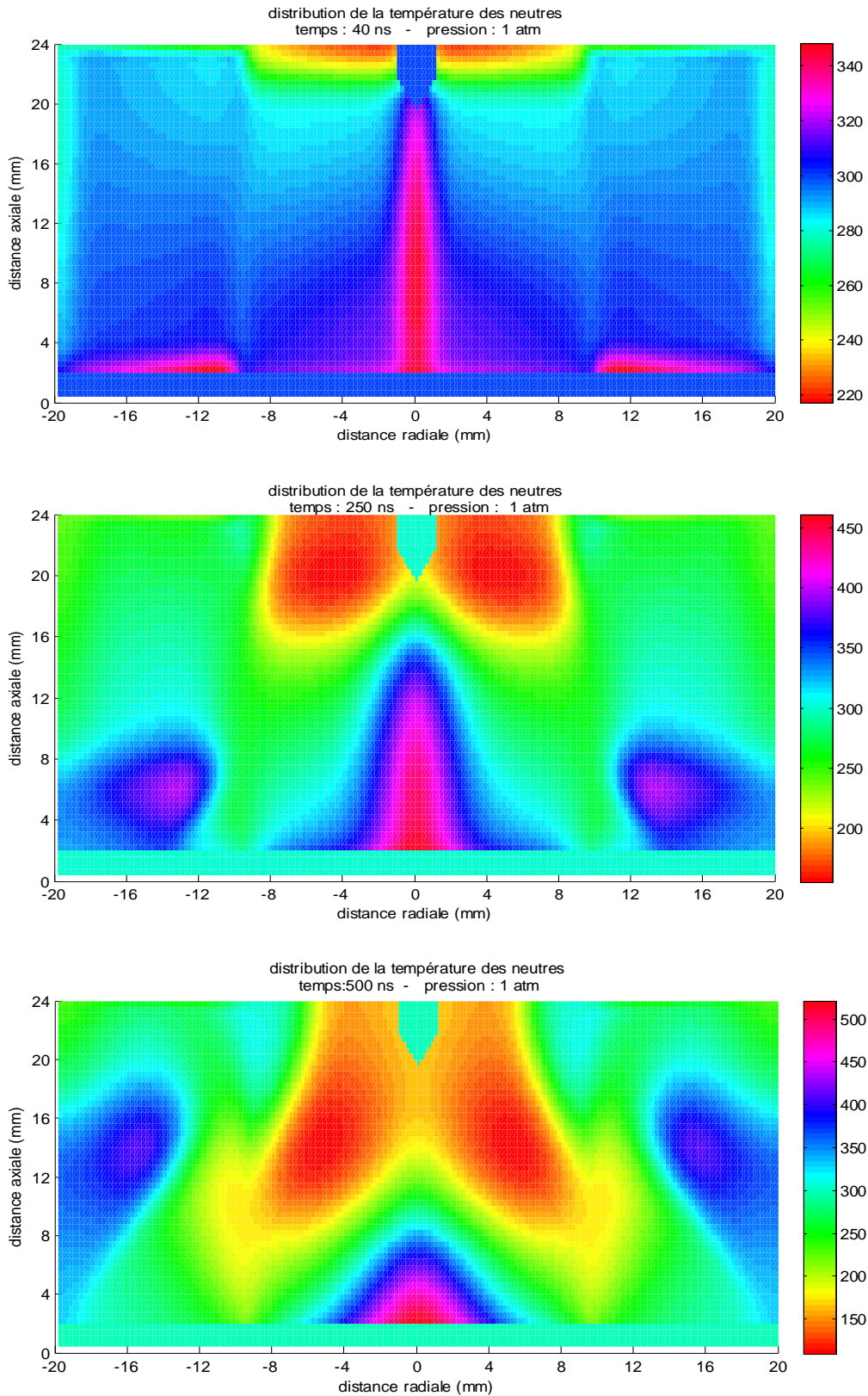


Figure III.11. distribution spatio temporelle de la température des neutres pour la pression: 1atm et différents temps ($t = 40\text{ns}$; $t=250\text{ns}$; $t=500\text{ns}$)
(plan est placé à $z = 0$ - pointe est placée à $z = 20\text{mm}$)

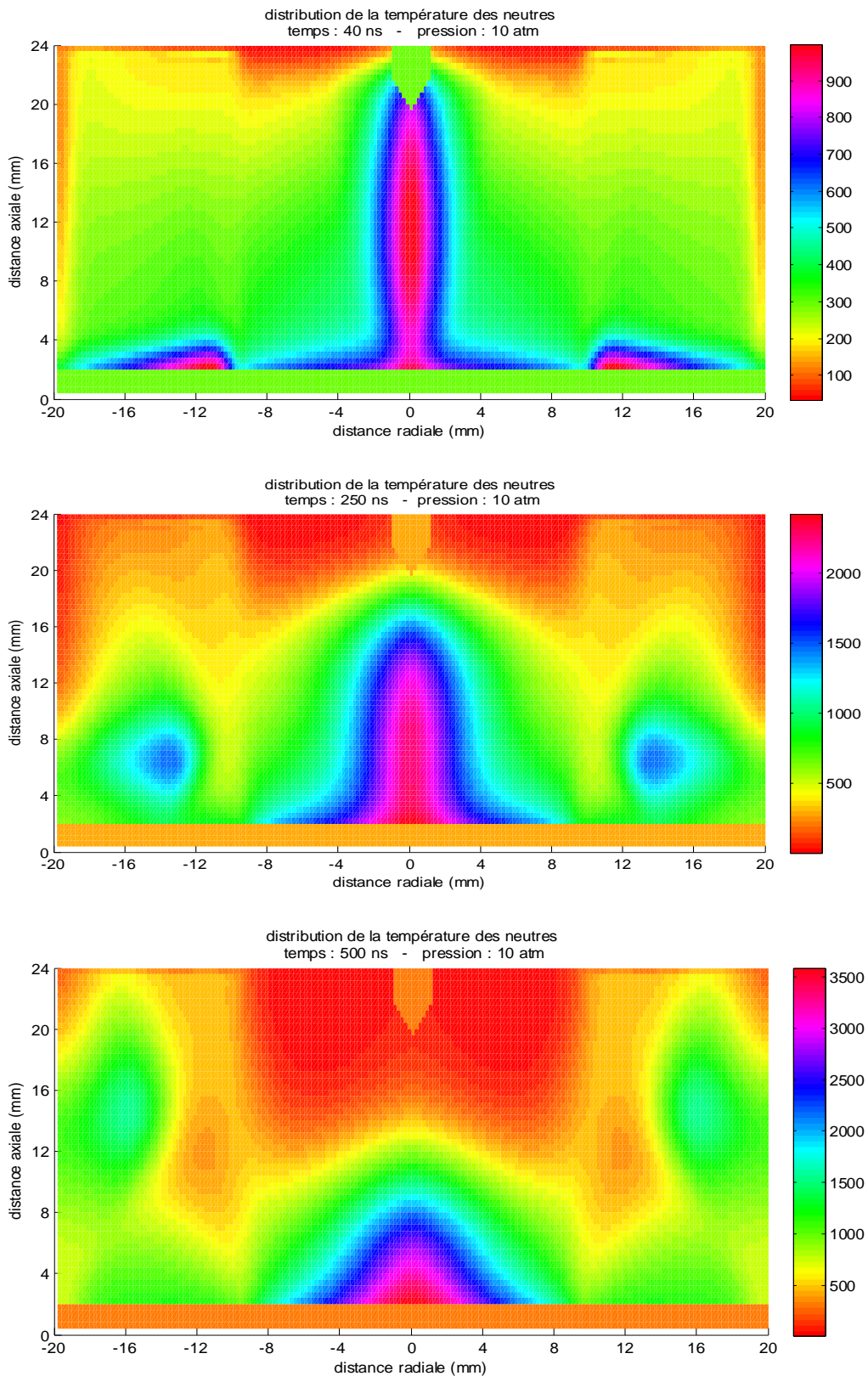


Figure III.12. distribution spatio temporelle de la température des neutres pour la pression : 10atm et différents temps ($t = 40\text{ns}$; $t=250\text{ns}$; $t=500\text{ns}$). Le plan est placé à $z = 0$ - pointe est placée à $z = 20\text{mm}$.

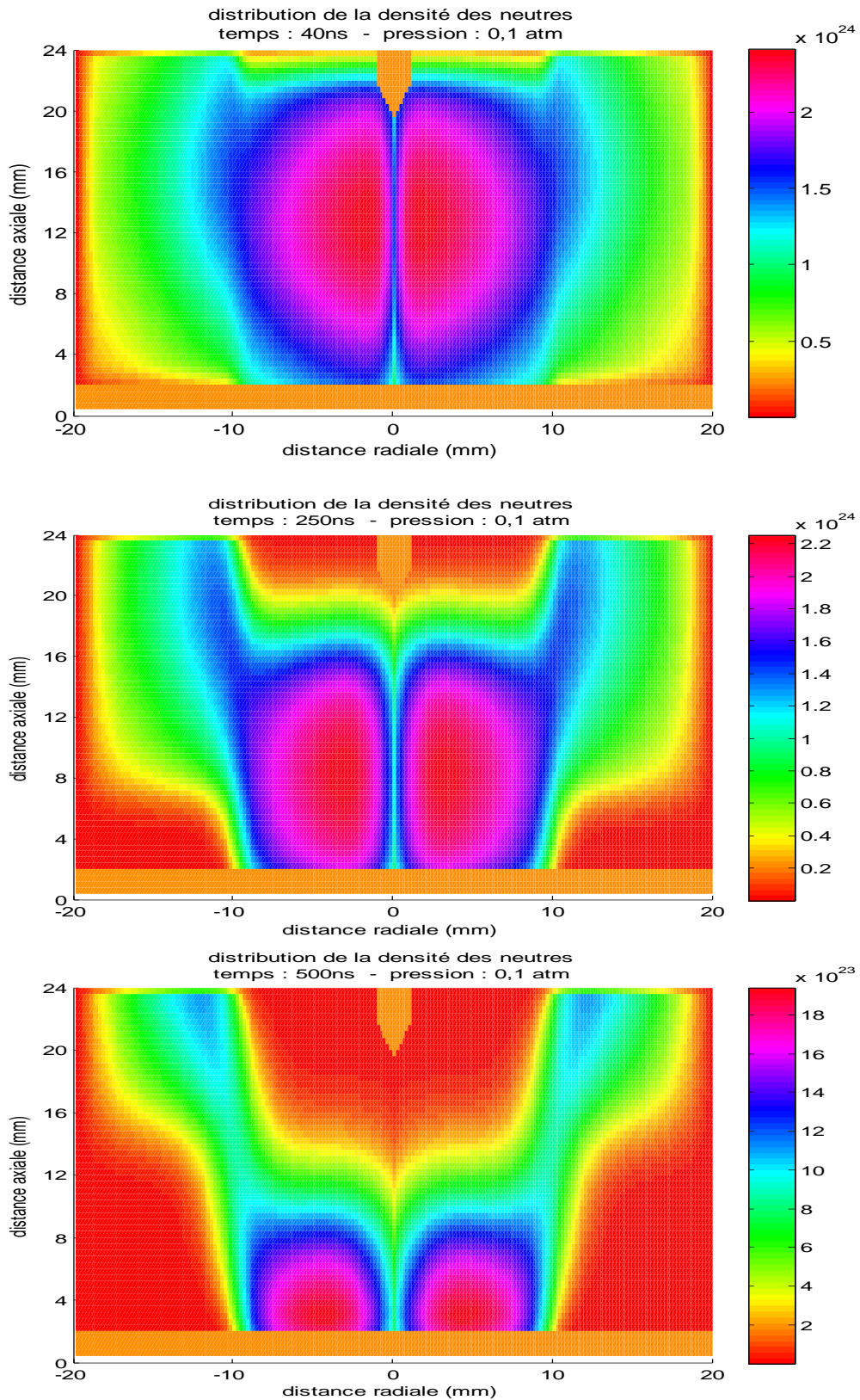


Figure III.13. distribution spatio temporelle de la température des neutres pour la pression : 0,1atm et différents temps ($t = 40\text{ns}$; $t=250\text{ns}$; $t=500\text{ns}$). Le plan est placé à $z = 0$ - pointe est placée à $z = 20\text{mm}$.

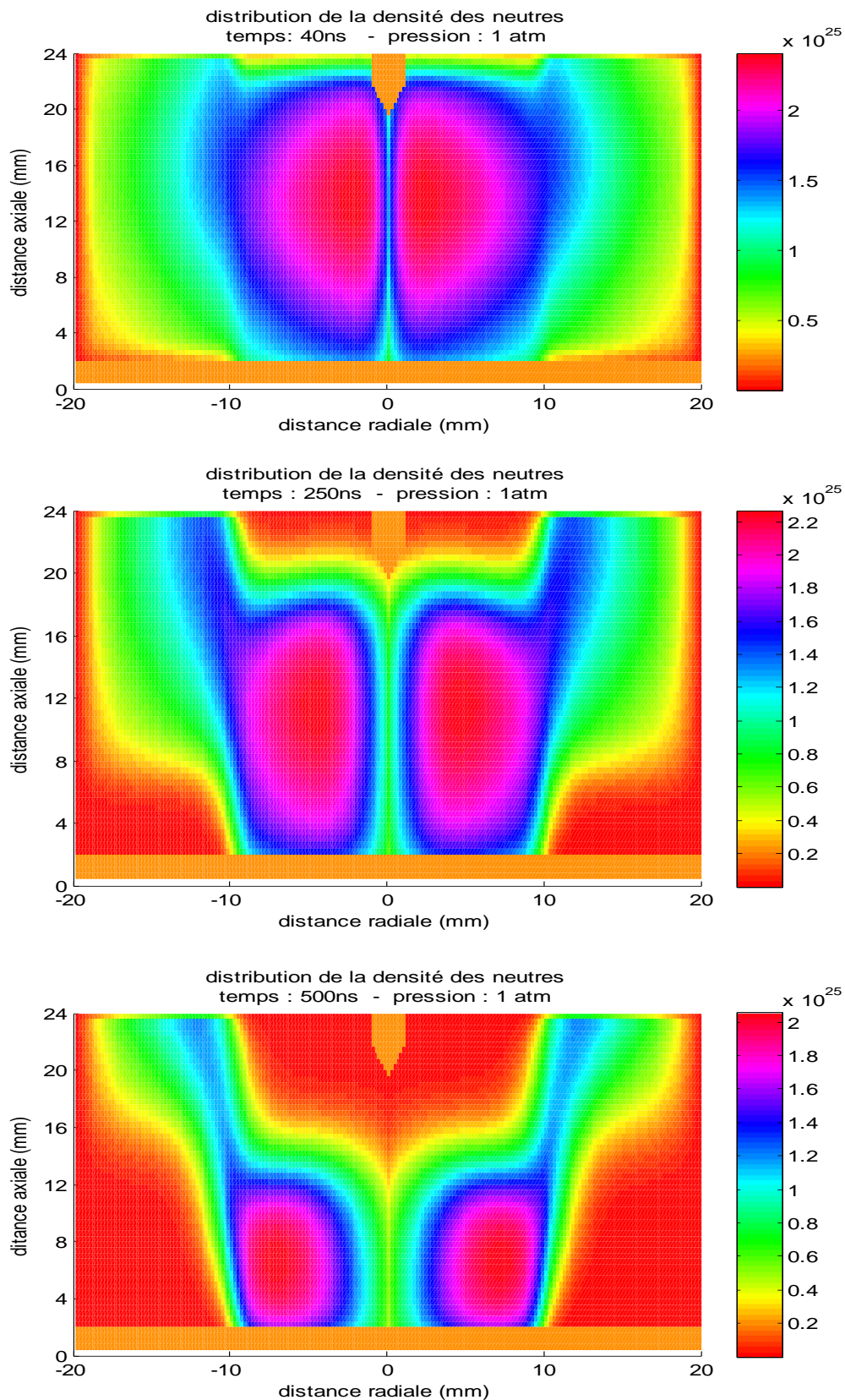


Figure III.14. distribution spatio temporelle de la température des neutres pour la pression : 1atm et différents temps ($t = 40\text{ns}$; $t=250\text{ns}$; $t=500\text{ns}$). Le plan est placé à $z = 0$ - pointe est placée à $z = 20\text{mm}$.

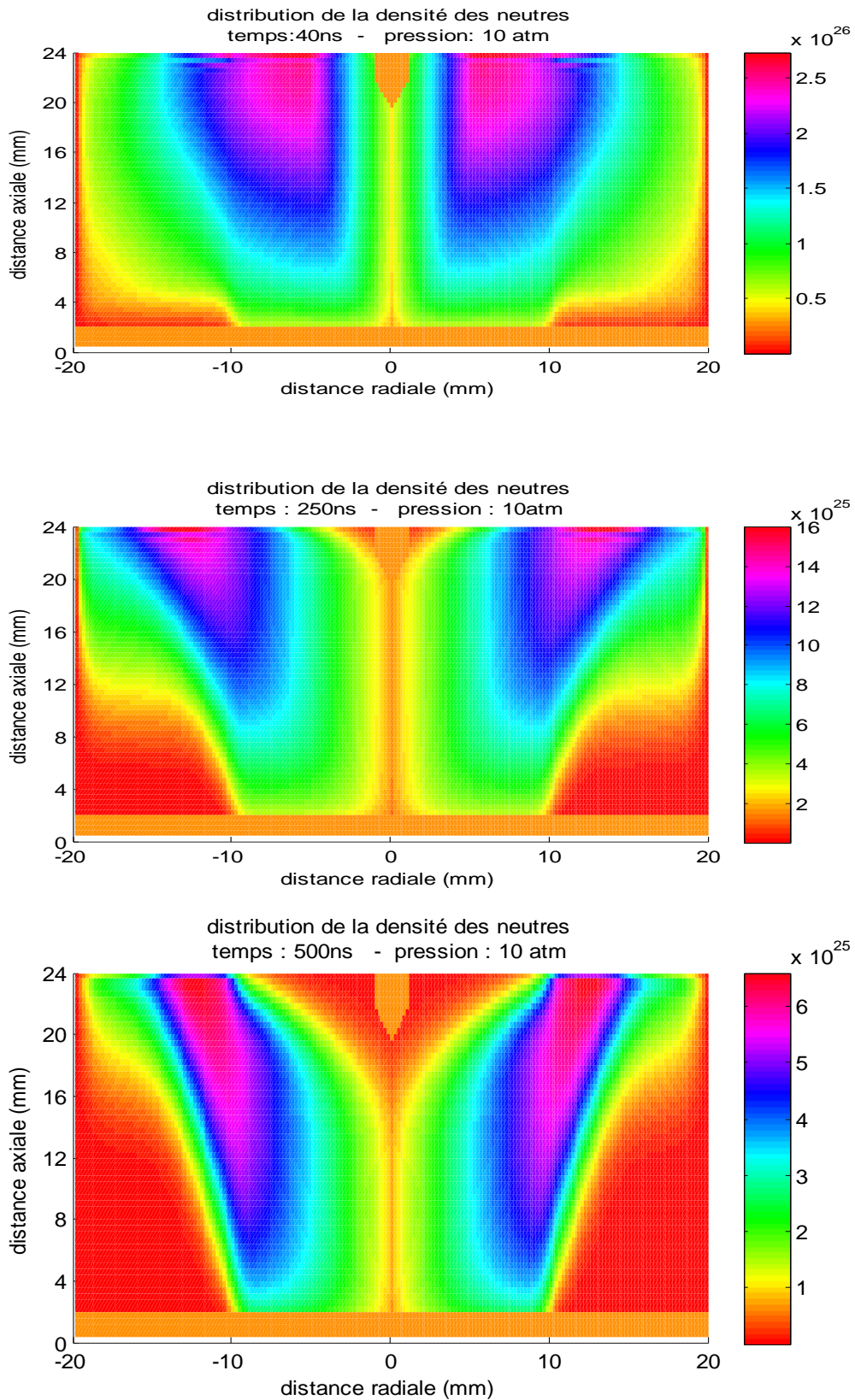


Figure III.15. distribution spatio temporelle de la température des neutres pour la pression : 10atm et différents temps ($t = 40\text{ns}$; $t=250\text{ns}$; $t=500\text{ns}$). Le plan est placé à $z = 0$ - pointe est placée à $z = 20\text{mm}$.

III.6 conclusion :

Dans ce chapitre, les résultats obtenus sur la modélisation de la décharge montrent clairement que l'application de la pression influe sur la dynamique des neutres dans tout l'espace inter électrodes. Cette influence est plus importante quand la pression est élevée, et de façon globale le dépeuplement provoqué par les mouvements convectifs des neutres, modifie la répartition spatiale de la température, surtout au voisinage du plan. Les images 2D que nous avons intégré dans ce travail nous ont permis de raffiner l'analyse et le comportement des neutres dans tout le domaine d'étude.

Conclusion Générale

Le travail que nous avons présenté dans ce mémoire porte sur la simulation numérique de la dynamique d'un gaz neutre soumis à une décharge couronne de type pointe plan. Nous nous sommes intéressés surtout à l'influence de la pression sur l'évolution des particules neutres. Cette analyse a été effectuée 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 la technique FCT dont les spécificités ont été données dans le chapitre II.

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 hors équilibre, a montré que la pression joue un rôle important et déterminant dans l'évolution de la décharge électrique. En effet, le transfert d'énergie entre le plasma et le gaz neutre dépend fortement de la pression appliquée, surtout pour les hautes pressions. Ce qui se traduit par une forte distribution spatiale inhomogène des particules dans l'espace inter électrodes. Par conséquent l'utilisation de plasma froid dans certains domaines d'applications industrielles, doit tenir compte de ces inhomogénéités de densité, et des mouvements convectifs.

Comme perspective à ce travail, il faut réaliser des expériences pour ajuster et comparer les résultats théoriques et expérimentaux.

Références bibliographiques

- [1] **F. Baroudi**, mémoire de magister, Université de Tlemcen, (2002)
- [2] **FZ. Bechlaghem**, mémoire de magister, Université de Tlemcen, (2010)
- [3] **O. Hennane**, mémoire de magister, Université de Tlemcen, (2012)
- [4] **Boris, J.P. and Book, D.L.**
"Flux-Corrected Transport III: Minimal-Error FCT Algorithms"
J. of Computational Physics 20, 397-431, 1976.
- [5] **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.
- [6] **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.
- [8] **Jean Loup Delacroix, Abraham Bers.** « Physique des plasma », Inter Edition, ET CNRS Edition, pp (5,223-226), 1994.
- [9] **Loeb L.B. and Meek J.M.** The Mechanism of Spark Discharge in Air at Atmospheric Pressure. I", J. Appl. Phys, Volume 10, pp 142-160, June, 1(940),
- [10] **Meek J.M.** "A Theory of Spark Discharge", Phys. Rev., Vol. 57, p 722-728, 1940,
- [11] **Meek J.M.** Phys. Rev. 57, 722 (1940).
- [12] **J.M. Meek, J.D. Graggs**, Electrical breakdown of gases, Clarendon, Oxford (1953)
- [13] **Raether H.** Electron Avalanches and Breakdown in Gases" Butterwords, London, 1964.
- [14] **J.M. Meek, J.D. Graggs**, Electrical breakdown of gases, Clarendon, Oxford (1953)
- [15] **Loeb L.B. Kif A.L. and Hudson G.G.**
Phys. Rev. 60, 714, (1941).
- [16] **Townsend J.S.** "The theory of Ionization of Gases by Collision", Constable & Co. Ltd., London, (1910).
- [17] **Townsend J.S.** 1902 Phil.Mag. 3, 557.

Références bibliographiques

- [18] **L.B.Loeb.** “Electrical Coronas, their basic physical machanisms”.
University of California press (1965).
- [19] **Wright J.K.** Proc. Roy. Soc. 1964, A280, 23.
- [20] **Dawson G.A.**
1965 J. Appl. Phys. 36, N°11, 3391.
- [21] **Bayle P. Vacquie J. et Bayle M.**
Phys. Rev. A 34 N°1 372 (1986).
- [22] **Bayle P. Perrin A.** Phys. Rev. E 47 N°1 612 (1993).
- [23] **Wasserstrom E. et Crispin Y.**
1982 J. Appl. Phys. 53, N°8, 5565.
- [24] **G.Forn** Thèse de doctorat 3^{ème} cycle. Université Paul Sabatier (Toulouse),
1984 N° d'ordre 3006.
- [25] **M.Cazalens** Thèse d'état es sciences. Université Paul Sabatier (Toulouse),
1989 N° d'ordre 425.
- [26] **M. Lemerini** Thèse d'état es sciences, Université de Tlemcen (Algérie), 2001.
- [27] **Rogoff G.L.**
1972 Phys. Fluids. 15 1931-40.
- [28] **Cavenor M.C. et Meyer J.**
(1968) Aust. J. Phys., 22, 155.
- [29] **Hill R.D.** J.Appl. Phys. 46, 1975, pp. 2910
- [30] **Barreto E. Reynolds S.I. Jurenka S.I.** (1979) J. Phys. D:Appl. Phys. Vol.12, pp. 249
- [31] **Patankar, S.V.**
"Numerical Heat Transfer and Fluid Flow". Mac Graw-Hill. 1980.
- [32] **Zhang J. Adamiak K. Castle G.S.P.** Numerical modeling of negative-corona
discharge in oxygen under different pressures.
Elsevier, Journal of Electrostatics 65, (2007), 174-181

Résumé

Dans ce mémoire, on se propose d'étudier l'influence de la pression sur le mouvement spatial et temporel des particules neutres contenues dans un gaz et soumises à une décharge électrique pointe plan de type couronne hors équilibre thermodynamique. La distance inter électrodes est égale à 20 mm et la tension appliquée vaut 25kV. On s'intéresse tout particulièrement à l'évolution de la densité et de la température du gaz durant 400ns pour différentes pressions (0.1 – 0.2 – 0.4 – 0.6 – 0.8 – 1 – 2 – 10bar). 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 numérique 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 clairement l'influence de la pression sur le mouvement global des neutres.

MOTS CLES : plasma hors équilibre - Modèle hydrodynamique – équation de poisson - méthode numérique (F.C.T).

Abstract

In this work, we propose to study the influence of the pressure on the movement of the neutral particles contained in a gas and subjected to an electric shock point's plane of type crowns. The distance between anode and cathode equal 20 mm and the applied potential equal 25 kV. This study amounts in general analyzing the behavior of the neutral density and temperature for different pressures: (0.1 – 0.2 – 0.4 – 0.6 – 0.8 – 1 – 2 – 10bar). The spatio temporal evolution of neutrals is analyzed based on fluid equations: equations of continuity, momentum and energy in a two- dimensional space (geometry Revolution cylindrical). It was adopted for the resolution of the system, the numerical procedure 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 pressure influent the neutral dynamic.

KEY WORDS: plasma except balance - hydrodynamic Model - Poisson's equation - numerical procedure (F.C.T).

ملخص

في هذا العمل، نقترح دراسة تأثير الضغط على حركة الجزيئات المحايدة والخاضعة إلى تفريغ كهربائي. تترجع هذه الدراسة لتحليل تطور وعمل الحقل الكهربائي التي تم إنشاؤه في الفضاء بين الأقطاب الكهربائية على العموم على مجموعة الغاز أو خليط غازي خارج عن التوازن حرارية حركية. ندرس تطور الزماني والمكاني للجزيئات المحايد المعرض تحت مختلف أشكال الضغط. تطور الزماني والمكاني للجزيئات المحايدة يحلل على أساس معدلات الموائع : يعني المعادلات الإستمرارية لكمية الحركة والطاقة ، في الفضاء ثنائي الأبعاد (هندسة دوران أسطواني). لقد اعتمدنا من أجل تحليل هذا النظام تقنية رقمية (F.C.T) أين يقيم المبدأ الأساسي في تطبيق صحيح نتيجة رسم بياني مبعثر. النتائج المحصل عليها تبين تأثير الضغط على حركة الجزيئات.

الكلمات المفتاحية : تفريغ خارج التوازن – نموذج ديناميكا مائية – معادلة بواسون – تقنية (F.C.T).