

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

*MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ HASSIBA BEN-BOUALI CHLEF*

FACULTE DES SCIENCES ET SCIENCES DE L'INGÉNIEUR

DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

Mémoire en vue de l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Présenté par

DERROUZIN Ahmed

Spécialité : Electrotechnique

Option : Matériaux Isolants

THEME

Etude et Modélisation d'une décharge
électrique dans une micro-cellule Ne-Ar
Application aux écrans à plasma

Soutenu le 05 juin 2003

Membres de Jury:

- Mr BELMADANI BACHIR: Maître de Conférences UHBBC Rapporteur
- Mr BETIAHAR AHMED: Maître de Conférences UHBBC Président
- Mr BENAROUSS MOHAMED : Maître de conférences UHBBC Examineur
- Mr. ALI-BENAMARA ABDELKADER : Maître de conférences UHBBC Examineur

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

"وَقُلْ رَيْبِي زَكَاةِي عِلْمًا"

صَدَقَ اللَّهُ الْعَظِيمُ

A mes très chers Parents
Elhadj et Elhadja qui m'ont tant soutenus
Qu'ALLAH les protège
A ma chère femme
A mes idolâtres petits anges
Redouane et Taha
A mes chers frères Mohamed
Abdennour et Yassine
A mes chères sœurs ,
présents ou d'outre mer.
A mes beaux frères et belles sœurs
à toute ma famille

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur BELMADANI B . Maitre de conférences rapporteur qui m'a accepté au sein du groupe de travail "décharges électriques".

Je tiens à remercier humblement tous mes collègues qui m'ont soutenu à réaliser pour réaliser ce travail, de près ou de loin, à savoir Aissaoui . Benyoucef . Mostefaoui. et Araibi.

Sans oublier à jamais mes chers frères collègues de l'institut d'Electrotechnique qui m'ont moralement aidé, en commençant par Adda Benkoceir. Ali.Benamara, Kensab, Mellakhi, Benyamina, Cherid , Allouache. Naamoune et enfin tous les enseignants de l'université HASSIBA BENBOUALI CHLEF.

Résumé

Ce travail a pour objet la simulation de fonctionnement d'une micro-cellule de panneau de visualisation à type alternatif, monodimensionnel, autour d'un modèle numérique auto-cohérent.

Connaissant les caractéristiques de base de la micro-cellule (dimensions, pressions, capacités...) et du mélange gazeux, le modèle permet d'obtenir, pour une forme de tension et pour des conditions initiales, les variations spacio-temporelles du champ électrique, des densités de courant, des densités de particules chargées et des concentrations d'espèces excitées (dont quelques-unes inaccessibles expérimentalement).

Le modèle proposé permet surtout de mieux comprendre le fonctionnement d'une cellule et donne une bonne description de son fonctionnement dans un panneau de visualisation à plasma (écran plasma) et permet de décrire l'allumage, l'état « allumé » et l'extinction « état éteint » de la cellule ainsi que le bilan de l'émission de lumière de la micro-cellule. Le modèle nous a permis de déterminer la caractéristique de transfert de tension pour en déduire le domaine stable de son fonctionnement.

Abstract

This work has the object of the working simulation of a one dimensional visualization panel cell in alternative mode around an auto-coherent numeric model.

Knowing the basis cell characteristics (measurements, pressure, capacities...) and of the sparkling mixture, the model permits to get, for a shape of tension, and for the initial conditions, the spacio-temporal variations of the electric field, of current densities, densities of charged particles and concentrations of excited species (inaccessible experimentally).

The proposed model especially permits to understand the working of a cell and deal better a good description of its working in a plasma panel display and permits to describe the ignition, the alight state and the extinction of the cell as well as the balance of the broadcast of light of the cell.

The model permitted us to determine the characteristic of tension transfer to deduct the working steady domain .

الخلاصة

العمل المنجز خلال هذه الأطروحة يخص دراسة تشغيل مكر و خنية جهاز مرئي من النوع المتناوب، ذات بعد واحد، حول نموذج رقمي مستقل. بعد معرفة الخصائص القاعدية للخلية (أبعاد، ضغط، وشيعيات...) و الغازات المختلطة، النموذج يمكننا من معرفة، لشكل معين للتواتر و شروط ابتدائية، متغيرات فضاء- وقتية للحقل الكهربائي، كثافة التيار الكهربائي، كثافة الذرات المحملة و نسبة الذرات المتفاعلة (الغير الملموسة تجريبيا). النموذج المنجز يسمح بوضوح فهم اشتغال الميكرو- خنية و كذا وصف جيد تطبيقا في جهاز مسطح للرؤية من البلازما و وصف كذلك تنوير ، حالة " مشعلة " و "انطفاء" المكرو- خلية وكذا مردود بعث الإنارة الخاص بها. النموذج يمكننا من إيجاد خاصية التحويل التواتري للاستنتاج المجال المستقر للتشغيل.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LE PLASMA ET LES DISPOSITIFS DE VISUALISATION.....	5
I. INTRODUCTION	
I.1 LE PLASMA	
I.1.1 Les plasmas thermiques de haute pression (plasmas d'arc).....	7
I.1.2 Les plasmas froids.....	7
• Plasmas froids de basse pression	7
• Plasmas froids à pression atmosphérique	7
I.1.3 Degré d'ionisation	8
I-1.4 Classement des gaz ionisés.....	8
I.1.4.1 Gaz faiblement ionisé.....	8
I.1.4.2 Gaz fortement ionisé.....	8
I.1.4.3 Gaz totalement ionisé.....	8
I.2. GENERALITES : LES ECRANS PLASMA ET QUELQUES AUTRES TECHNOLOGIES D'ECRANS PLATS.....	8
I.2.1 Les écrans passifs.....	9
I.2.2 Les écrans émissifs.....	11
I.2.2.1 Les écrans à émission de champ.....	11
I.2.2.2 Les écrans électroluminescents.....	12
I.2.3 Les écrans à plasma (PAP).....	14
I.3 LA PLACE DES ECRANS PLASMA PARMIS LES AUTRES TECHNOLOGIES.....	15
I.4. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES PAP ALTERNATIFS.....	16
1.4.1 Décharge luminescente et tension de claquage.....	16
I.4.1.1 Claquage de Townsend.....	16
I.4.1.2 Critère d'auto-entretien.....	16

I.4.1.3 Tension de claquage et régime de décharge lumineuse.....	18
I.4.1.4 Courbes de Paschen.....	19
I.4.2 Deux géométries : matricielle et coplanaire.....	23
I.4.2.1 Géométrie matricielle.....	23
I.4.2.2 Géométrie coplanaire.....	24
I.5. LES DIFFERENTES ETAPES DE LA FABRICATION D'UN PAP ALTERNATIF ET LE ROLE DES DIFFERENTS MATERIAUX DANS UNE CELLULE.....	26
I.5.1 Les dalles de verre.....	26
I.5.2 Les réseaux d'électrodes.....	26
I.5.3 La couche de diélectrique.....	26
I.5.4 L'oxyde de magnésium (MgO).....	26
I.5.4.1 Son rôle.....	26
I.5.4.2 Dépôt de la couche de MgO.....	27
I.5.5 Les barrières diélectriques.....	27
I.5.6 Les luminophores.....	28
I.6 PRINCIPE DES DECHARGES A BARRIERES DIELECTRIQUES.....	31
I.7 ADRESSAGE D'UNE CELLULE D'ECRAN A PLASMA.....	34
I.7.1 Adressage matriciel.....	34
I.7.1.1 Adressage d'une ligne.....	34
I.7.1.2 Adressage de l'écran.....	34
I.7.2 Adressage coplanaire.....	35
I.7.2.1 Adressage développé par l'entreprise Matsushita [78].....	36
I.7.2.2 Séquence d'adressage Fujitsu [79].....	36
I.7.2.3 Rendu des niveaux de gris.....	39
I.8 CONCLUSION.....	40
CHAPITRE II : PRESENTATION ET FONCTIONNEMENT DU MODELE PHYSIQUE D'UN PANNEAU DE TYPE ALTERNATIF.....	41

II.1 CINÉTIQUE DES ÉTATS EXCITÉS ET ÉMISSION LUMINEUSE DANS UN MÉLANGE NEON ARGON.....	42
II.2 PRINCIPES DU MODÈLE	47
II.3 DESCRIPTION MATHÉMATIQUE DU MODÈLE	51
II.3.1 Transport des particules :.....	51
II.3.1.1 Transport des particules chargées	52
II.3.1.2 Équation de Poisson	53
II.3.1.3 Transport des particules excitées	53
II.3.2 Conditions aux limites	54
II.3.2.1 Flux de particules sur les parois	54
II.3.2.2 Émission secondaire	54
II.3.2.3 Relation entre les différentes tensions de la cellule en liaison avec la charge des diélectriques	55
II. 4 REACTIONS PRISES EN COMPTE ET TERMES SOURCES DES ÉQUATIONS DE TRANSPORT	55
II.4.1 Réactions prises en compte	56
II.4.2 Termes sources des équations de transport	59
II.4.2.1 Termes sources des particules chargées	59
II.4.2.2 Termes sources des états excités 1s et moléculaires du néon	60
II.4.2.3 Termes sources des états excités 2p du néon	61
II.5 DONNÉES DE BASE	62
II.5.1 Coefficients de transport des particules chargées	62
II.5.1.1 Ionisation directe	63
II.5.1.2 Mobilités	63
II.5.1.3 Coefficients de diffusion	64
II.5.2 Cinétique des états excités	65
II.5.3 Émission secondaire	66
II.5.4 Émission lumineuse	67
II.6 MÉTHODE NUMÉRIQUE	70

II.6.1	Schéma numérique des équations de transport	71
II.6.2	Résolution globale du système	73
CHAPITRE III: PRESENTATION DES RESULTATS DE CALCULS		
POUR UNE DECHARGE IMPULSIONNELLE ISOLEE.....		74
III.1	CARACTERISTIQUE COURANT TENSION	75
III.2	PROPRIETES ELECTRIQUES INTERIEURE DE LA DECHARGE	77
III.2.1	Représentation spatiale du champ électrique à différents instants de la décharge.....	77
III.2.2	Densités électronique et ionique à différents instants de la décharge	80
III.2.3	Taux de production électronique par ionisation directe et Penning.....	87
III.3	CINETIQUE DES ETATS EXCITES	92
III.3.1	Répartition spatiale de la densité des états excités 1s et moléculaires du néon.....	92
III.3.2	Répartition spatiale de la densité des états 2p du néon	98
III.4	CARACTERISTIQUES LUMINEUSES DE LA CELLULE	99
CHAPITRE IV :CHOIX DU POINT DE FONCTIONNEMENT DE LA		
MICRO-CELLULE :CARACTERISTIQUE DE TRANSFERT.....		102
IV.1	DEFINITION DE LA CARACTERISTIQUE DE TRANSFERT	102
IV.2	CRITERE DE STABILITE	104
IV.3	EXPLOITATION DE LA CARACTERISTIQUE DE TRANSFERT DE TENSION	106
IV.3.1	Mono-stabilité du régime de fonctionnement	107
IV.3.2	Bistabilité du régime de fonctionnement	108
IV.3.3	Choix du point de fonctionnement de la cellule	110
CONCLUSION GENERALE.....		111
ANNEXES I II		113
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....		121
LISTE DES FIGURES.....		127
LISTE DES SYMBOLES.....		132

INTRODUCTION

Cette étude concerne la modélisation du fonctionnement d'une cellule de panneau de visualisation à plasma de type alternatif. Elle a été effectuée en collaboration avec la société Thomson Tubes Électroniques qui développe des écrans plasma.

Les écrans à plasma constituent un moyen extrêmement attrayant de visualisation d'information, et présentent un certain nombre d'avantages sur les écrans cathodiques classiques. Parmi ces avantages qui seront détaillés plus loin, citons simplement la nature compacte de ces panneaux (écrans plats), leur robustesse et la qualité qu'ils peuvent fournir.

Des écrans à plasma sont déjà disponibles sur le marché pour des applications à grande diffusion (écran de micro-ordinateurs commercialisés par des firmes japonaises). Étant donnée l'importance du marché de l'image télévisuelle, le développement des écrans plasma pour la télévision haute définition représente un enjeu industriel et économique important.

Le principe du fonctionnement des écrans plasma a été défini depuis plus de trois décennies. L'utilisation pratique de ces écrans a été cependant retardée en raison de la complexité des signaux de commande électronique qu'ils nécessitent. Les progrès considérables de la micro-électronique depuis une trentaine d'années ont permis de surmonter ces difficultés et de diminuer les coûts de l'électronique de commande de ces écrans. Cette technologie est donc devenue récemment compétitive avec la technologie classique des tubes cathodiques, notamment dans des conditions où les questions d'encombrement sont primordiales (par exemple, écrans d'ordinateurs portables).

Le principe de base de tous les écrans plasma est relativement simple : chaque élément d'image d'un tel écran est constitué par une micro-décharge émettant de la lumière visible (écrans monochromes) ou ultraviolette (servant à exciter des luminophores, dans le cas des écrans couleurs). Ces micro-décharges peuvent être établies, à l'aide de signaux de commande appropriés, par exemple (cas des panneaux monochromes alternatifs) à l'intersection de réseaux d'électrodes disposées parallèlement sur chaque face plane du panneau, les réseaux d'électrodes de la face avant et de la face arrière du panneau étant perpendiculaires. Dans ce cas, le panneau forme une matrice dont les éléments (qui constituent les éléments d'image) sont formés par l'intersection d'une ligne et d'une colonne situées sur les deux faces en vis à vis du panneau. Ces réseaux d'électrodes sont déposés sur des dalles en verre qui forment les deux faces du panneau, et sont recouverts, dans le cas de panneaux alternatifs, d'une couche de diélectrique. Les technologies actuelles permettent de déposer sur les dalles en verre des réseaux d'électrodes très fines (typiquement 200 μm , avec un pas du même ordre) ; la largeur des électrodes définit la résolution du panneau. Dans des conditions type de fonctionnement d'un panneau monochrome alternatif, les deux dalles de verre sont séparées d'une centaine de μm , l'espace libre entre les dalles est rempli d'un mélange gazeux de type Penning (typiquement néon et quelques traces d'argon) à une pression de l'ordre de 500 torr, et les électrodes sont alimentées en permanence par une tension alternative (généralement, signaux rectangulaires) d'une amplitude inférieure à la tension de claquage du mélange. Chaque cellule du panneau, ou élément d'image, peut être commandé à l'aide d'impulsions appropriées sur les électrodes en vis à vis, dont le rôle est d'établir ou d'éteindre une micro-décharge à l'intersection des deux électrodes constituant cette cellule. Nous verrons dans la suite, de façon détaillée, le rôle des diélectriques recouvrant les électrodes, dans le fonctionnement des panneaux monochromes alternatifs.

Les ordres de grandeurs des différents paramètres caractéristiques des cellules, donnés ci-dessus, montrent que les micro-décharges dont elles sont le siège sont du type « décharge luminescente » ; en effet, le produit pression-distance est de l'ordre de 5 torr.cm, la tension appliquée de l'ordre d'une centaine de volts. Nous avons donc, dans ce travail, pour étudier le fonctionnement de ces cellules, utilisé des méthodes et

des modèles similaires à ceux développés au laboratoire dans le cadre d'autres applications des décharges luminescentes (par exemple, réacteurs plasma excités par décharge radiofréquence pour le traitement de surface en micro-électronique).

Les modèles que nous avons développés dans ce travail ont pour objectif de mieux comprendre, à l'aide de modèles numériques, le fonctionnement d'une cellule de panneau à plasma, en tentant de reproduire, à partir uniquement de la description des phénomènes physiques de base impliqués (phénomènes de transport électronique et ionique dans la cellule, champ électrique, cinétique des états excités, métastables et radiatifs), les caractéristiques macroscopiques et observables de la cellule (caractéristique courant-tension, émission lumineuse). Une telle approche permet d'avoir accès, par le calcul, à des grandeurs (distribution spatio-temporelle du champ électrique dans l'espace gazeux, densités d'espèces chargées ou excitées) pratiquement inaccessibles à l'expérience en raison des faibles dimensions du système considéré, et, à terme, d'utiliser ces modèles pour optimiser les conditions de fonctionnement d'un écran plasma.

Cet objectif ambitieux nous a conduit à l'élaboration d'un modèle sophistiqué de la décharge qui s'établit dans une cellule et du plasma associé. Ce modèle est basé sur la description auto-cohérente des phénomènes de transport électronique et ionique dans le milieu ionisé, couplés au champ électrique et à la cinétique des espèces chargées avec les surfaces diélectriques (charge des diélectriques et émission secondaire). Il permet, pour des conditions données, de calculer les variations spatio-temporelles du champ électrique, des densités chargées et excitées, de l'émission lumineuse et des courants de différentes tensions dans la cellule, au cours des différentes phases de fonctionnement de la cellule (allumage, état « allumé », extinction).

Ce mémoire est organisé de la façon suivante :

Le premier chapitre présente quelques généralités sur le plasma et ses propriétés, les gaz faiblement ionisés et décrivant d'une manière plus détaillée les différentes techniques de visualisation utilisant des plasmas

Le modèle physique utilisé pour simuler le fonctionnement d'une cellule est décrit dans le second chapitre.

Le troisième chapitre est consacré à l'illustration des mécanismes régissant le fonctionnement d'une cellule, à partir des résultats fournis par les modèles.

Enfin, le quatrième chapitre concerne les problèmes relatifs aux différentes phases du fonctionnement d'une cellule (allumage, état « allumé », extinction), et montre comment les modèles permettent d'analyser la stabilité et la stationnarité du régime.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LE PLASMA ET LES DISPOSITIFS DE VISUALISATION

I INTRODUCTION .

Nous discuterons dans ce chapitre du plasma (origine, composition et propriétés) . d'un bref aperçu sur les gaz faiblement ionisés ainsi que des dispositifs de visualisation utilisant des décharges et des plasmas, puis nous les décrirons de façon détaillée et donnerons les principes de base des écrans plasma les plus utilisés.

I.1 LE PLASMA

Le terme plasma a été introduit la première fois par le physicien Américain *Langmuir* en 1928 pour désigner, dans les tubes à décharge, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre. Par suite, ce mot a été utilisé, surtout, en astrophysique pour désigner un état dilué de la matière analogue à un gaz mais constitué de particules chargées: électrons et ions en proportions telles que le milieu soit globalement neutre.

Le plasma constitue le quatrième état de la matière après les états : solide, liquide et gazeux. C'est un milieu obtenu à des températures supérieures à 3000°C à la pression atmosphérique. Il se compose d'un grand nombre d'espèces chimiques : ions, électrons et espèces excitées (atomes et molécules).

Les propriétés spéciales des plasmas sont dues au long rayon d'action de la force entre particules (force coulombienne): un électron ou un ion du plasma interagit à chaque instant avec beaucoup d'autres.

Par abus de langage, on appelle souvent plasma tout gaz ionisé globalement neutre.

Quelle que soit la méthode de production de plasma, ce dernier est caractérisé par un coefficient dit degré d'ionisation.

La méthode la plus simple pour créer un plasma à basse pression est d'appliquer une tension continue entre deux électrodes placées dans une enceinte en verre remplie de gaz. A partir d'une certaine tension de seuil, le gaz devient conducteur. Plusieurs régimes de fonctionnement bien connus apparaissent en fonction des caractéristiques courant tension.

On peut citer :

- *La décharge d'arc* : le régime est le siège de forts courants passant dans le milieu. la température du dard (streamer) peut atteindre 10000°C et Plus.
- *La décharge couronne* : c'est l'ensemble des phénomènes qui se produisent dans un gaz au voisinage d'un conducteur de faible rayon de courbure.
- *La décharge luminescente* : est obtenue sous des tensions d'une centaine de volts avec une intensité variant de 10^{-4} à 10^{-1} ampère. Ce régime est utilisé notamment dans les tubes d'éclairage (tube néon).

Les propriétés du plasma et de la décharge électrique dépendent de nombreux paramètres, notamment:

- de la pression et de la nature du gaz utilisé.
- de la concentration en espèces chargées et de la température des électrons et des radicaux lourds.
- des caractéristiques électromagnétiques telles que la tension, l'intensité du courant et le champ magnétique.

On peut distinguer de très nombreux types de plasmas, aux propriétés physiques sensiblement différentes suivant la pression et l'intensité de la décharge. Leur état est essentiellement caractérisé par l'énergie des électrons et leurs densités.

1.1.1 Les plasmas thermiques de haute pression (plasmas d'arc).

Les plasmas thermiques de haute pression (voisine ou supérieure à la pression atmosphérique) et de forte intensité présentent une température des espèces lourdes (ions, atomes et molécules) voisine de la température des électrons. Ils sont caractérisés par une densité électronique entre 10^{13} et 10^{16} cm^{-3} , des températures supérieures à 4000°C et des valeurs élevées de la conductivité thermique et de la viscosité. Les appareils destinés à produire de tels plasmas sont appelés torches, chalumeaux, générateurs ou encore plastrons.

1.1.2 Les plasmas froids .

Les plasmas froids sont caractérisés par un rapport entre la température des électrons T_e et celle du gaz T_g compris entre 10 et 100. Dans ces plasmas hors équilibre thermodynamique, le milieu gazeux conserve une température voisine de l'ambiante alors qu'un certain nombre d'électrons peuvent y acquérir des énergies suffisamment élevées pour créer, avec les molécules du gaz, des collisions inélastiques d'ionisation, de dissociation et d'excitation lui donnant une activité accrue. Par opposition au cas des plasmas dits chauds qui sont en équilibre thermodynamique, tels que les plasmas d'arc, les effets thermiques n'y jouent généralement qu'un rôle négligeable. On distingue deux types de plasmas froids :

- **Plasmas froids de basse pression** : ce sont ceux des décharges luminescentes ($p \leq 100$ torrs).
- **Plasmas froids à pression atmosphérique** : ce type de plasma froid concerne typiquement la décharge en couronne.

Les plasmas froids à pression atmosphérique ou de basse pression, comme nous l'avons indiqué, sont hors équilibre thermodynamique. Cette propriété thermodynamique rend ces types de plasmas parfaitement adaptés aux réactions chimiques entre matériaux très sensibles aux effets de température (composés organiques).

I.1.3 Degré d'ionisation .

Le résultat d'une décharge dans un gaz est la production d'un gaz ionisé contenant un nombre d'électrons n_e , d'ions n_i et de molécules neutres n_0 par unité de volume.

On caractérise tout plasma par son degré d'ionisation donné par [14]:

$$\alpha = \frac{n}{n + n_0}$$

avec :

n_0 : densité des molécules neutres.

n : densité des électrons (ou des ions).

Les valeurs du degré d'ionisation dans les divers types de gaz ionisés varient en pratique depuis des valeurs très faibles, de l'ordre 10^{-10} par exemple jusqu'à l'unité.

I-1.4 Classement des gaz ionisés.

I.1.4.1 Gaz faiblement ionisé.

Si dans un gaz, le degré d'ionisation est assez faible, e.g. $\alpha < 10^{-4}$, les électrons et les ions interagissent seulement avec les molécules neutres. On dira alors que le gaz faiblement est ionisé; cette famille de gaz est définie par le critère suivant: fréquence de collisions électron-électron (ou électron-ion) négligeable devant la fréquence de collisions électron-neutre.

I.1.4.2 Gaz fortement ionisé.

Dans ce type de gaz, les particules chargées réagissent entre elles par l'intermédiaire des forces coulombiennes, leur degré d'ionisation est nettement supérieur à 10^{-4} ($\alpha > 10^{-4}$).

I.1.4.3 Gaz totalement ionisé.

Dans le cas extrême où $\alpha = 1$ (pas de neutre dans le gaz), le gaz devient complètement ionisé et forme un plasma.

I.2. GENERALITES : LES ECRANS PLASMA ET QUELQUES AUTRES TECHNOLOGIES D'ECRANS PLATS

Les panneaux à plasma sont une des technologies les plus prometteuses pour réaliser des écrans plats. Dans cette partie, nous nous sommes intéressés aux autres techniques et aux phénomènes physiques qu'elles utilisent. Puis, nous avons situé les

écrans à plasma sur le marché des écrans plats en considérant leurs avantages face aux autres technologies. La partie qui suivra est consacrée aux différents travaux réalisés depuis une vingtaine d'années et qui sont à l'origine du développement des écrans à plasma.

Diverses technologies entrent aujourd'hui en compétition pour essayer de remplacer les écrans à tubes cathodiques (ou Cathode Ray Tube CRT). Elles offrent toutes un réel avantage : tous les nouveaux écrans sont plats. Mais pour pouvoir concurrencer les CRT, il faut proposer une qualité d'image au moins égale. A l'issue de nombreuses recherches durant ces dernières années, plusieurs technologies d'écrans plats sont apparues dont les caractéristiques commencent réellement à être intéressantes. Quatre catégories d'écrans plats commencent à posséder des qualités visuelles se rapprochant des CRT : les écrans à cristaux liquides (ou Liquid Crystal Displays LCD), les écrans électroluminescents (EL), les écrans à émission de champ (Field Emission Displays FED) et les panneaux à plasma (PAP ou Plasma Display Panels PDP). Toutes ces technologies ont un point commun : l'écran est divisé en cellules élémentaires (ou pixels) qui fonctionnent indépendamment les unes des autres. On peut les classer en deux familles : les écrans passifs et les écrans émissifs.

Dans les deux paragraphes suivants, nous allons décrire les différentes technologies.

1.2.1 Les écrans passifs

La caractéristique fondamentale des écrans passifs est qu'ils ne produisent pas leur lumière et doivent être éclairés par une source extérieure ("backlighting"). Ils sont représentés par les écrans à cristaux liquides qui est la technologie d'écran plat la plus répandue. Elle est très au point dans l'application des ordinateurs portables en particulier. Ceux-ci sont constitués de deux dalles de verre espacées de quelques μm confinant une fine couche de cristal liquide. Un cristal liquide est une substance intermédiaire entre un liquide et un solide. Il s'agit de matériaux fortement anisotropes constitués de molécules qui ont une forte tendance à s'aligner parallèlement les unes aux autres formant ainsi une structure monocristalline (voir par exemple [60]). En 1963, Williams a observé qu'en présence d'un champ électrique, les molécules s'orientent dans la direction du champ (figure I-1) et la manière dont la lumière les traverse est modifiée. En 1968, Heilmeyer et al [61] ont pensé à utiliser cette propriété pour réaliser des écrans plats.

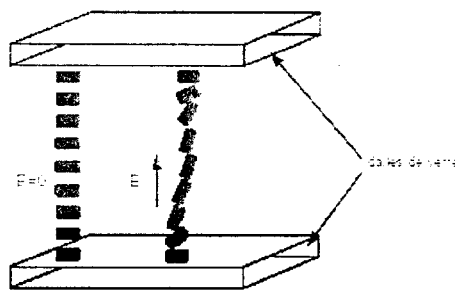


Figure I.1 : Représentation schématique de l'effet du champ électrique sur les molécules d'un cristal liquide.

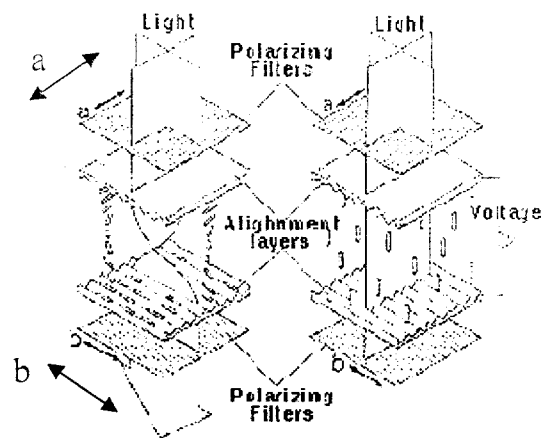


Figure I.2 : Principe de fonctionnement des écrans à cristaux liquides

(<http://www.sharp.co.jp>).

Pour contrôler le passage de la lumière, on dispose les cristaux liquides sur des couches d'alignement qui les forcent à tourner de 90 degrés (cf. figure I-2) puis on place à l'extérieur deux polariseurs dont les axes sont perpendiculaires (cf. les directions a et b sur la figure (I-2)). Les cristaux liquides changent la polarité de la lumière et celle-ci peut donc passer par le deuxième polariseur. Au-delà d'une certaine tension, les cristaux s'alignent et la lumière ne passe plus (figure I-2). Plus les cristaux liquides vont dévier la lumière, plus le point sera lumineux grâce au polariseur horizontal situé devant la face avant. Malheureusement, à cause de cette polarisation de la lumière, l'angle de vue n'est pas suffisant (~70 à 90°), ce qui constitue un vrai problème. Par ailleurs, cette technologie est aussi limitée en taille, les écrans ne dépassant pas 20 pouces pour l'instant. Les écrans à cristaux liquides dominent actuellement très nettement le marché des ordinateurs portables (taille inférieure à 13 pouces de diagonale).

I.2.2 Les écrans émissifs

Ils génèrent eux-mêmes leur propre lumière par excitation de luminophores de deux façons : soit par photoluminescence (photons U.V., cas des panneaux à plasma) soit par catholuminescence (électrons, cas des écrans à émission de champ ou des tubes cathodiques). De ce fait, leur rayonnement est quasi-lambertien, c'est à dire que leur émittance est indépendante de la direction d'émission. Cette propriété confère aux écrans émissifs un grand angle de vue (Annexe V : photométrie des écrans plats).

Dans ce qui suit, nous allons décrire le fonctionnement des trois autres technologies les plus prometteuses possédant cette propriété d'émission lambertienne.

II.2.2.1 Les écrans à émission de champ

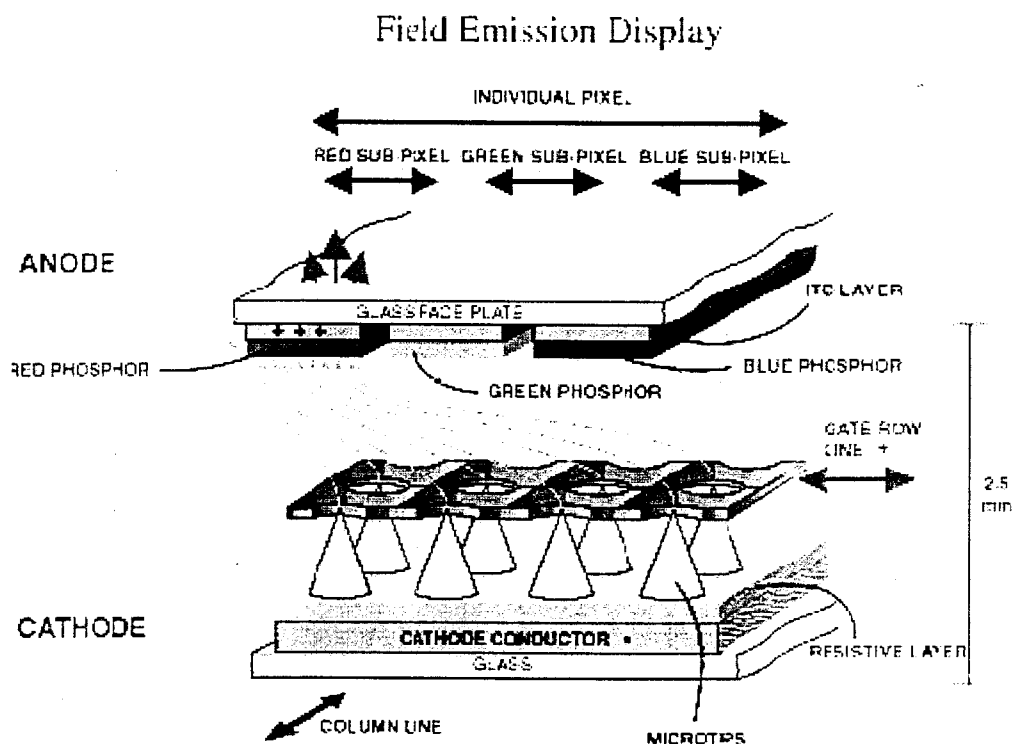


Figure I-3 : Schéma de principe d'un écran à émission de champ

(<http://www.pixtech.com>).

Leur principe de fonctionnement est similaire à celui des tubes à rayon cathodique [62] puisque les luminophores sont soumis à un bombardement électronique mais, ici, ce bombardement n'est pas dû à un faisceau unique (figure I-3). L'écran est formé de deux dalles de verre. La face avant est recouverte de bandes de luminophores rouge, verte et bleue et d'électrodes transparentes en ITO (Indium Tin Oxyde) qui jouent le rôle

d'anode. La face arrière est recouverte de micro-pointes déposées sur des bandes de métal en colonnes. Entre les dalles de verre, sont placées des lignes métalliques possédant des trous. Le pixel est défini comme l'intersection d'une colonne et d'une ligne. La cathode de chaque pixel comporte 2000 micro-pointes. Si l'on applique une différence de potentiel suffisante entre une ligne et les micro-pointes de la colonne correspondante, des électrons sont émis de la micro-pointe et accélérés vers le luminophore voulu (cf. figure I-3). Divers problèmes de construction sont rencontrés lors de la fabrication de micro-pointes sur des surfaces assez grandes : pour le moment, seuls des écrans de 5 à 6 pouces ont été montrés par les constructeurs. La pureté des couleurs et la qualité de l'image sont bonnes sous une lumière ambiante : ils présentent donc des avantages certains. Leur utilisation sera cependant limitée à des applications très spécialisées à cause de leur taille (instrumentations de pointe, militaires...). Une des limitations possibles est la destruction progressive des pointes par bombardement ionique si le vide n'est pas parfait.

I.2.2.2 Les écrans électroluminescents

Dans cette technologie, on utilise un matériau qui devient fluorescent quand il est traversé par un courant. On dépose une fine couche électroluminescente entre deux électrodes de nature chimique différente. L'une injecte des électrons et l'autre des trous : le mouvement des porteurs de charge se fait par saut. Quand un trou et un électron se trouvent à une distance suffisamment faible, l'attraction coulombienne devient supérieure aux effets de l'agitation thermique et entraîne une recombinaison pour donner un exciton (singulet ou triplet). Seule, la désexcitation de l'exciton singulet donne un photon. Ce procédé électroluminescent s'appelle le procédé de "light-emitting diode" (LED). Un autre type de phénomène électroluminescent, "high field electroluminescence" (EL) peut être utilisé dans lequel la lumière est générée par une excitation d'un centre émettant de la lumière (appelé activateur) par impact d'électrons de haute énergie, celle-ci étant gagnée par l'application d'un champ électrique. Les écrans électroluminescents sont fabriqués avec des couches minces (voir figure I-4) ("thin-film electroluminescent" : TFEL). Chaque couche joue un rôle différent. La couche fine centrale est le phosphore qui émet de la lumière quand il est traversé par un champ électrique suffisant (de l'ordre de 1.5 MV/cm), accélérant ainsi les électrons. A cause de ce champ élevé, une imperfection dans l'empilement de couches minces produirait un court-circuit qui

dissiperait dans celui-ci une quantité d'énergie qui serait destructrice pour le système si le phosphore était directement en contact avec les électrodes [63]. Pour avoir une structure fiable, il est nécessaire de déposer de chaque côté du phosphore des couches limitant le courant : les isolants sur la figure I-4. Ces couches limitantes limitent le courant au courant capacitif de déplacement. Ces couches jouent exactement le même rôle que celles présentes dans les panneaux à plasma alternatif. Leur rôle sera donc largement décrit au long de ce chapitre . Des électrodes au-dessus et au-dessous du système complètent la structure de base capacitive. Les électrodes déposées sur la face avant doivent bien sûr être transparentes. Le matériau électroluminescent le plus utilisé est le ZnS dopé au Mn. Les atomes de manganèse servent de centre d'émission de la lumière. La figure II-4 montre la structure d'un écran électroluminescent à couches minces où la couleur est obtenue par filtrage de la lumière blanche émise par le phosphore. Il existe aussi des écrans TFEL dont la couleur est fournie par les phosphores eux-mêmes et il n'y a donc pas besoin de filtres colorés mais de gros progrès restent à faire dans le rendement de ces matériaux électroluminescents colorés.

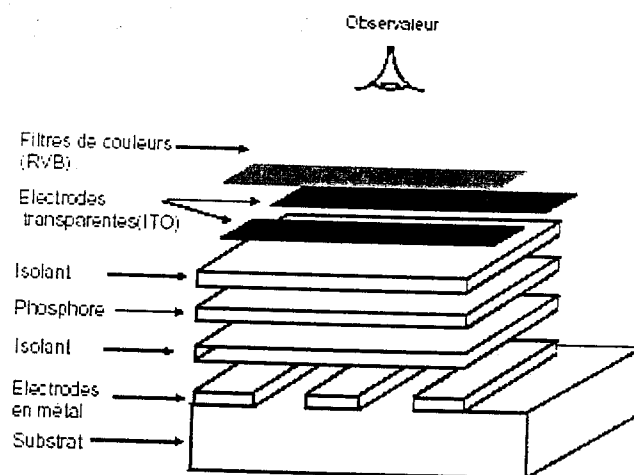


Figure I-4 : Structure d'un écran électroluminescent à couches minces (TFEL) couleur à filtres.

Les écrans électroluminescents présentent de réels avantages par rapport aux PAP ou aux LCD (bonne résolution, bon contraste et faible consommation). Pour l'instant, aucun écran électroluminescent n'atteint des résultats d'une qualité se rapprochant des CRT en ce qui concerne les niveaux de gris et la luminance pour pouvoir espérer faire de la télévision couleur. De plus, une amélioration doit être faite pour augmenter la durée de

vie. L'application de ces panneaux est actuellement limitée au domaine de l'affichage de contrôle d'appareillages industriels et médicaux.

II.2.3 Les écrans à plasma (PAP)

Cette technologie est basée sur l'émission ultraviolette d'une décharge électrique luminescente. Comme dans toutes les technologies d'écrans plats, chaque point lumineux est indépendant des autres. Dans ce cas, un pixel est formé de trois sous-pixels ou cellules élémentaires où les photons ultraviolets sont convertis en rayonnement visible par excitation des luminophores rouge, vert ou bleu recouvrant chacune des cellules élémentaires. celui-ci ne donnant qu'un bref aperçu des différentes sortes d'écrans plats existants et de leurs atouts.

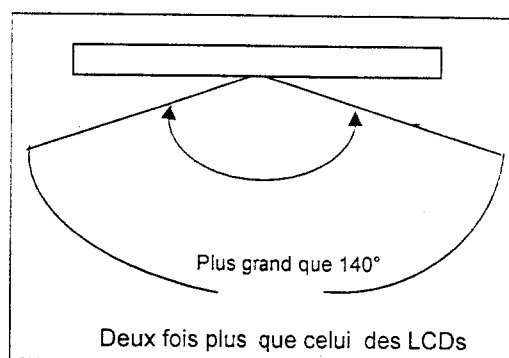


Figure I-5 : Comparaison de l'angle de vue entre un écran à plasma et un écran à cristaux liquides (<http://gemini.fujitsu.co.jp>).

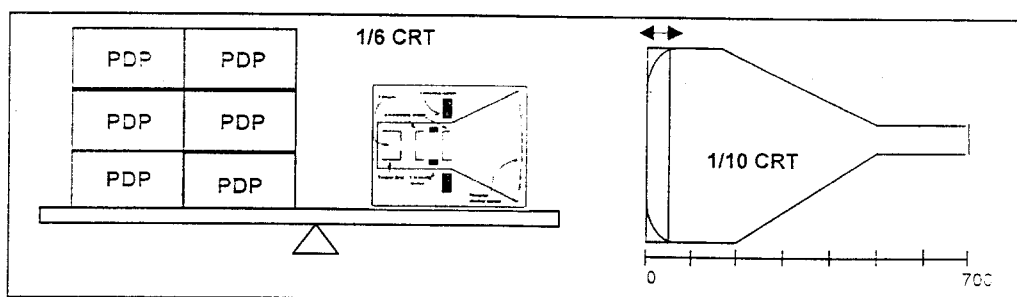


Figure I-6 : Comparaison entre un écran à plasma et un écran à tube cathodique pour un écran de 42 pouces. On voit sur ces figures l'avantage des PAP sur le poids et l'encombrement par rapport aux CRT. Ces données proviennent de l'entreprise Fujitsu (<http://gemini.fujitsu.co.jp>).

Les applications des panneaux à plasma se trouvent essentiellement dans le domaine des écrans de grande taille (plus d'un mètre de diagonale) car c'est la seule technologie qui ait fait ses preuves dans ce domaine. Pour des tailles d'écran inférieures, les PAP ont aussi des résultats intéressants mais les écrans à cristaux liquides sont très

performants malgré leur faible angle de vue (Figure I-5). Les CRT ont démontré depuis longtemps qu'ils avaient une image de grande qualité mais pour des diagonales supérieures à un mètre, leur encombrement et leur poids deviennent rapidement prohibitifs : par exemple, pour un écran de 40 pouces, le poids et la profondeur d'un écran à plasma sont respectivement de 25 kg et 10 cm contre 150 kg et 100 cm pour un tube à rayon cathodique pour une même consommation de 350 W (figure I-6).

I.3 LA PLACE DES ECRANS PLASMA PARMIS LES AUTRES TECHNOLOGIES

On vient de voir qu'il existe quatre technologies différentes d'écrans plats et on peut se demander s'il y aura de la place pour toutes dans les années à venir. Pour le moment, les CRT sont largement majoritaires mais les écrans plats commencent à pénétrer certains marchés comme les LCD dans le domaine de l'ordinateur portable. Du fait des avantages qu'ils présentent et des progrès qui ont été effectués ces dernières années, deux techniques deviennent maintenant une alternative aux CRT : les LCD et les écrans à plasma mais dans certains domaines seulement. En effet, dans des tailles moyennes (14 à 30 pouces), l'encombrement et le poids des CRT ne sont pas problématiques. Les LCD dominent pour le moment le marché des écrans plats surtout le domaine de taille inférieure à 14 pouces. Ils entrent actuellement en compétition avec les CRT dans le domaine des stations de travail et des ordinateurs de bureau. Les PAP ne présentent pas de problème de taille et la fabrication d'écrans de plus d'un mètre de diagonale est maintenant bien maîtrisée par différentes compagnies. Leur domaine d'application se trouve donc dans la zone des diagonales supérieures à 40 pouces où ils pourront " jouer le rôle de TV que l'on accroche au mur " et pourront, si des progrès notables sont faits dans le rendement lumineux concurrencer les CRT dans la zone des 20 à 25 pouces. Les deux autres technologies (écrans électroluminescent et à émission de champ) sont pour l'instant limitées et ne sont pas encore assez performantes pour jouer un rôle sur le marché des écrans plats.

Depuis 1996, certaines entreprises ont déjà commercialisé des PAP couleurs de 21 et 42 pouces et développent actuellement des écrans plus grands (50 à 70 pouces pour Fujitsu) en haute résolution.

1.4. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES PAP ALTERNATIFS

Le fonctionnement des PAP repose sur l'émission ultraviolette de décharges luminescentes à haute pression (~500 torr) transformée en rayonnement visible par excitation de luminophores. Malgré le fait que les PAP fonctionnent à haute pression, le produit pression-distance est faible, de l'ordre de 5 torr.cm (i.e., une distance inter-électrodes de l'ordre de 100 μm) et la décharge peut fonctionner en régime de décharge luminescente. Dans cette partie de ce chapitre, nous allons décrire le régime de décharge luminescente dans lequel fonctionnent les PAP.

1.4.1 Décharge luminescente et tension de claquage

1.4.1.1 Claquage de Townsend

On peut définir le claquage d'un gaz comme le passage du gaz d'un état isolant à un état conducteur. Dans les PAP, les gaz utilisés sont les gaz rares (hélium, néon, xénon, argon) dont le potentiel d'ionisation est de l'ordre de 10 à 20 eV (cf. cinétique des gaz). Les ions positifs, créés par avalanches électroniques, sont accélérés vers la cathode par le champ électrique et en percutant celle-ci vont arracher des électrons (électrons secondaires) avec un coefficient d'émission secondaire typiquement compris entre 10^{-5} et 0.5 et dont la valeur dépend fortement de la nature du gaz et du matériau cathodique pour un champ électrique réduit E/P donné (rapport du champ électrique sur la pression totale du gaz dans l'enceinte). Ce coefficient est le rapport du flux d'électrons secondaires émis sur le flux d'ions incidents. Le claquage du gaz se produit quand un électron perdu à l'anode est remplacé en moyenne dans le temps par un électron secondaire émis à la cathode par le bombardement ionique. On peut définir ainsi ce que l'on appelle le critère de claquage ou d'auto-entretien.

1.4.1.2 Critère d'auto-entretien

Supposons que l'on travaille dans un gaz pur avec une seule espèce d'ion à une pression P et une distance inter-électrodes d données. Le raisonnement qui suit peut être étendu à des mélanges. Pour définir le critère d'auto-entretien, on définit premièrement α comme étant le coefficient d'ionisation (ou 1^{er} coefficient de Townsend), c'est à dire le nombre moyen d'ionisations qu'effectue un électron par unité de longueur dans la direction du champ électrique. α est évidemment très dépendant du champ électrique.

Supposons que pour un électron secondaire émis de la cathode, à cause des ionisations, qu'il effectue, M électrons arrivent à l'anode. Cela signifie que $(M-1)$ ions ont été créés et vont, par leur bombardement, émettre à la cathode $\gamma (M-1)$ électrons secondaires. L'auto-entretien de la décharge est atteint lorsque l'électron émis au départ est exactement compensé par les $\gamma (M-1)$ électrons secondaires, c'est à dire que : $\gamma(M-1)=1$. Le flux d'électrons s'écrit alors : $\phi_e = n_e v_e$ où n_e est la densité électronique et v_e la vitesse moyenne des électrons. Si le champ électrique dans le gaz est uniforme, la variation de ce flux en une dimension dans le cas stationnaire s'écrit :

$$\frac{\partial \phi_e}{\partial x} = \alpha \phi_e$$

Si l'origine de l'axe des x est pris à la cathode et que la distance entre l'anode et la cathode est égale à d , alors le flux d'électrons sur l'anode s'écrit donc de la manière suivante :

$$\phi_e(d) = \phi_e(0)e^{\alpha d}$$

Dans l'exemple que nous avons considéré, pour un électron qui était émis de la cathode, M arrivaient à l'anode, ce qui signifie :

$$M = \frac{\phi_e(d)}{\phi_e(0)} \quad (I.1)$$

M est appelé la multiplication électronique : c'est le nombre moyen d'électrons créés par un électron secondaire pendant son passage de la cathode à l'anode.

Le critère d'auto-entretien est maintenant déterminé :

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$$

expression que l'on peut aussi écrire:

$$e^{\alpha d} = 1 + (1/\gamma) \quad (I.2)$$

Cette expression donne la valeur critique du champ électrique ou de la tension de claquage, par le biais de α qui est une fonction du champ électrique réduit. C'est le critère de claquage ou d'auto-entretien.

I.4.1.3 Tension de claquage et régime de décharge lumineuse

Considérons une enceinte avec un produit pression distance connu, dans une géométrie à électrodes planes et parallèles. On peut, à l'aide d'une résistance extérieure en série variable, modifier le courant dans le système et parcourir ainsi la caractéristique courant-tension d'une décharge électrique ; c'est ce qui est représenté sur la figure (I-7) où le point de fonctionnement est l'intersection entre la caractéristique courant-tension de la décharge et la droite de charge d'équation $V=U-R_{ext}I$.

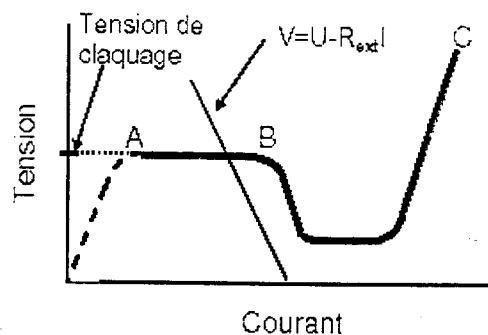


Figure I-7: Caractéristique courant-tension d'une décharge électrique. Le domaine compris entre A et B correspond au régime de décharge sombre ou de Townsend. La région BC correspond à la région des décharges lumineuses. L'intersection entre la droite de charge $V=U-R_{ext}I$ et la caractéristique est le point de fonctionnement.

A faible courant, les densités de particules chargées, i.e. les charges d'espace électronique et ionique sont suffisamment faibles pour que la distorsion du champ électrique soit négligeable : le champ électrique est égal en tout point de l'espace gazeux à V/d (V étant la différence de potentiel entre les électrodes et d la distance inter-électrodes). Comme les électrons sont beaucoup plus mobiles que les ions, ces derniers sont largement majoritaires dans l'espace inter-électrodes. Ce régime de fonctionnement où le courant est faible est appelé décharge sombre ou décharge de Townsend. Lorsque la résistance extérieure diminue, le courant dans l'espace inter-électrodes augmente, ce qui entraîne une augmentation des flux et donc des densités de particules chargées. Les électrons sont toujours très rapidement absorbés par l'anode alors que les ions beaucoup moins mobiles s'accumulent dans l'espace inter-électrodes plutôt du côté anodique. Cette charge d'espace positive entraîne progressivement une baisse en valeur absolue du champ électrique du côté anodique et une augmentation du côté cathodique. La distorsion du champ électrique devient alors importante, le coefficient d'ionisation α qui

est une fonction du champ réduit E/P n'est plus constant et la multiplication s'écrit alors

$$M = e^{\int \alpha(x) dx}$$

Le courant continue d'augmenter et le critère de claquage n'est plus rempli. On crée plus de particules chargées que l'on en perd sur les parois. Le courant total continue à augmenter et le champ dû à la charge d'espace positive devient de l'ordre de grandeur du champ électrique appliqué, i.e., le champ électrique total s'annule du côté anodique.

Les électrons sont alors retenus par la charge d'espace positive et une zone quasi-neutre,

le plasma, commence à se former. Le potentiel est alors distribué dans une région comprise entre la cathode et le plasma, la gaine cathodique. Celle-ci se contracte à cause de l'extension du plasma vers la cathode jusqu'à ce que le système arrive à un état

stationnaire où le critère de claquage est à nouveau satisfait :

$$e^{\int_0^d \alpha(x) dx} = 1 + (1/\gamma) \quad (I.3)$$

Au cours du temps, la tension aux bornes des électrodes a chuté pour que le système puisse à nouveau remplir la condition de claquage (cf. caractéristique courant-tension). C'est dans ce régime, appelé décharge luminescente, que fonctionnent les PAP après être passés par celui de la décharge sombre. Mais dans le cas des PAP alternatifs, le système n'arrive pas à l'état stationnaire car, comme on le verra plus tard, le courant est limité capacitivement. Pour un mélange gazeux néon-argon comme dans le cas des écrans à plasma, le critère de claquage s'écrit :

$$e^{(\alpha_{N_e} + \alpha_{Ar})d} = 1 + \frac{\alpha_{N_e} + \alpha_{Ar}}{\gamma_{N_e} \alpha_{N_e} + \gamma_{Ar} \alpha_{Ar}}$$

I.4.1.4 Courbes de Paschen

Dans les PAP, la tension de claquage (cf. figure I-7) est évidemment une grandeur très importante qu'il faut essayer de diminuer pour éviter une trop grande consommation et simplifier l'électronique de commande. Ceci peut être réalisé en jouant sur les paramètres de la cellule de PAP (produit pression distance, composition du mélange

gazeux, les différents matériaux, la géométrie de la cellule). Ce sera un des rôles de la modélisation de pouvoir déterminer l'évolution de la tension de claquage et de trouver des conditions optimales de fonctionnement en étudiant diverses configurations de la cellule. De plus, dans les PAP, pour un mélange gazeux donné, il est intéressant d'avoir accès à l'évolution de la tension de claquage en fonction du produit pression distance, ceci afin de connaître la valeur optimale de ce produit pour lequel la tension de claquage ne soit pas trop élevée mais pour lequel on puisse avoir une certaine marge de fonctionnement. La courbe à déterminer qui donne la tension de claquage en fonction du produit pression distance est appelée la courbe de Paschen. Nous avons vu qu'à l'aide d'une résistance extérieure, il était possible de déterminer la tension de claquage et que la variation de la pression par exemple, permettait de parcourir la courbe de Paschen du système. On peut aussi obtenir analytiquement cette courbe pour un gaz pur [27], ceci en partant évidemment de la condition d'auto-entretien (équation I.2) et de l'expression du premier coefficient de Townsend qui dépend fortement du champ réduit E/P :

$$\alpha / p = f\left(\frac{E}{P}\right) = f\left(\frac{V}{Pd}\right)$$

$$\alpha d = Pd \cdot f\left(\frac{V}{Pd}\right)$$

Ces relations peuvent s'écrire seulement si l'on suppose que la distorsion du champ électrique est négligeable, ce qui est vrai au moment du claquage car les charges d'espace sont très faibles. Le deuxième coefficient de Townsend, γ , dépend de l'énergie des ions à la cathode, donc du champ électrique réduit E/P :

$$\gamma = g\left(\frac{E}{P}\right) = g\left(\frac{V}{Pd}\right)$$

En fait, les deux seules variables indépendantes sont V et Pd : il existe une fonction h telle que :

$$V_{cl} = h(Pd)$$

où V_{cl} est la tension de claquage. Le but est donc de trouver la fonction h qui nous donnerait l'équation de la courbe de Paschen. Pour cela, on suppose que γ ne varie pas avec le champ réduit et que α est donné par :

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp[-B(P/E)^r] \quad (I.4)$$

où A et B sont des constantes, P la pression du gaz. La constante r est choisie empiriquement à 1 pour les gaz moléculaires et à ½ pour les gaz rares. Dans l'exemple qui suit, r est pris égal à ½ puisque, dans les panneaux à plasma, les gaz utilisés sont les gaz rares.

L'équation (I.2) devient :

$$\begin{aligned} \exp(\alpha d) &= \frac{\gamma + 1}{\gamma} \\ \alpha d &= \ln\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma}\right) \end{aligned}$$

En remplaçant cette expression dans celle de α , on obtient :

$$APd \cdot \exp[-B(Pd/V_d)^{1/2}] = \ln\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma}\right)$$

Ce qui donne l'équation de la courbe de Paschen :

$$V_d^{1/2} = -\frac{B}{\ln\left(\frac{C}{APd}\right)} (Pd)^{1/2} \quad (I.5)$$

où

$$C = \ln\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma}\right)$$

Ceci entraîne :

$$V_d = \left| -\left(\frac{B}{\ln\left(\frac{C}{APd}\right)}\right)^2 (Pd) \right|$$

De l'équation (I.5), on peut déduire le minimum de Paschen, c'est à dire la valeur du produit Pd pour lequel la tension de claquage est minimale :

$$\frac{dV_d}{dPd} = 0$$

on obtient comme valeur pour le minimum de Paschen :

$$Pd_{\min} = \frac{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{A} e^2 \quad (1.6)$$

et pour la tension minimale de claquage :

$$V_{d\min} = \left| -\frac{B^2}{4A} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) e^2 \right| \quad (1.7)$$

Ward a utilisé des résultats expérimentaux publiés par [1 (1.7) 28]. sur les tensions de claquage et les coefficients d'émission secondaire. Ainsi en utilisant les expressions ci-dessus, il a pu faire le cheminement inverse pour trouver les valeurs de A et B pour différents gaz dans le cas d'une géométrie où les électrodes sont planes et parallèles. A partir de l'expression (I.4) et des valeurs de A et B établies par Ward, on peut calculer le coefficient d'ionisation α pour un gaz pur. On peut aussi déduire de l'équation (I.6) que plus le coefficient A est grand et plus le produit Pd_{\min} correspondant à la tension de claquage est petit pour un même γ . De l'équation (I.7), on peut également déduire que plus le rapport B^2/A est grand, plus la tension minimale de claquage est grande (toujours pour un même γ). Ces deux dernières remarques signifient que, pour un même coefficient d'émission secondaire, les tensions de claquage évoluent différemment suivant la nature du gaz.

Le phénomène de claquage est à la base du fonctionnement des panneaux à plasma. Les tensions de Paschen doivent rester relativement faibles pour éviter une trop grande consommation. Le choix de la nature du gaz ou plutôt du mélange gazeux est très important mais ce n'est pas le seul paramètre qui influe sur la tension de claquage dans les écrans à plasma. En effet, le choix de la géométrie des électrodes est aussi déterminant. Deux différentes structures ont été développées dans ce but. Nous allons maintenant nous attarder sur ces deux géométries très étudiées depuis quelques années et sur tous les paramètres qui les optimisent.

I.4.2 Deux géométries : matricielle et coplanaire

Les PAP alternatifs sont constitués de deux dalles de verre sur lesquelles ont été déposés des réseaux d'électrodes parallèles puis recouvertes d'une couche de diélectrique et d'une fine couche d'oxyde de magnésium (MgO). Les dalles sont scellées en mettant les deux réseaux d'électrodes perpendiculaires entre eux (de façon à avoir des électrodes lignes et colonnes) et en maintenant un espace de l'ordre de la centaine de micromètres entre elles. Cet espace sera ensuite rempli d'un mélange gazeux. Comme il a été dit plus haut, chaque pixel de l'écran est constitué de trois cellules élémentaires correspondant aux trois couleurs de base (rouge, vert et bleu) dans lesquelles se produit une décharge lumineuse. L'émission U.V. de la décharge sera convertie en rayonnement visible par excitation des luminophores déposés dans chaque cellule. Dans le cas des PAP alternatifs, deux types de géométrie sont couramment utilisées. La première est appelée matricielle et la deuxième coplanaire.

I.4.2.1 Géométrie matricielle

Cette géométrie a été développée par Thomson Tubes [64] et Photonics [65]. Dans ce cas, on définit une cellule de PAP comme l'intersection d'une électrode ligne et d'une électrode colonne. La décharge va donc se produire suivant un axe perpendiculaire au plan défini par les dalles de verre. Comme on peut le voir sur la Figure I-8, il n'y a pas de luminophores au dessus des électrodes donc les photons visibles peuvent aller jusqu'à la face avant du panneau (côté de l'observateur, sans rencontrer l'obstacle de l'électrode ligne, ce qui est le cas dans la géométrie coplanaire. L'électrode ligne (face avant) a une largeur très faible ($\sim 80 \mu\text{m}$) et gêne peu l'émission visible de la cellule : elle peut être en métal opaque et donc bonne conductrice. Dans cette géométrie, on doit ouvrir des fenêtres dans la couche de luminophore devant l'électrode colonne pour éviter sa pulvérisation et donc la contamination du mélange gazeux. C'est une des difficultés rencontrées lors de la fabrication des PAP matriciels. Une grande précision est nécessaire dans l'ouverture de ces fenêtres.

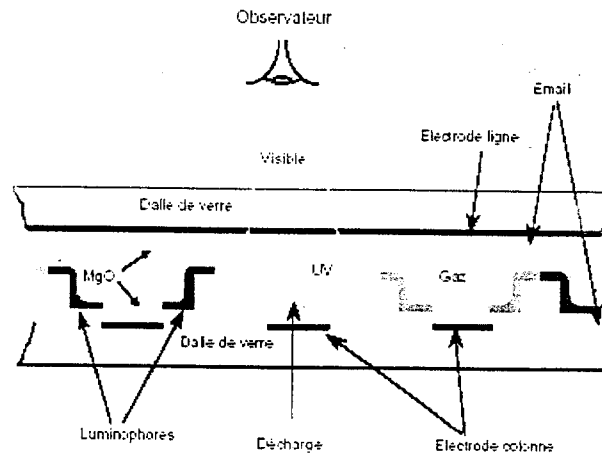


Figure I-8: Coupe transversale d'un panneau à plasma de type alternatif dans la géométrie matricielle. La décharge s'effectue entre une électrode ligne et une électrode colonne. La largeur d'une cellule est comprise entre $125 \mu\text{m}$ pour le panneau 19 pouces et $310 \mu\text{m}$ pour les écrans de 24 pouces de diagonale [66]. Entre chaque cellule sur une même ligne, on peut noter la présence de barrières diélectriques dont le but est de diminuer l'interaction électrique et optique entre deux cellules voisines qui sont de couleur différente. L'interaction optique est l'excitation de luminophores d'une cellule par les photons issus des décharges des cellules voisines qui sont de couleur différente. Ce phénomène s'appelle la diaphonie.

I.4.2.2 Géométrie coplanaire

Cette géométrie d'écran à plasma est la plus répandue. Elle a été développée par les entreprises japonaises comme Fujitsu [67], NEC [68], Pioneer ou Mitsubishi. Dans cette configuration, la cellule est définie comme l'intersection de deux électrodes lignes de la face avant, les électrodes d'entretien, et d'une électrode colonne de la face arrière (Figure I-9). L'électrode colonne, ne sert qu'à l'adressage de la cellule. En fait la décharge d'entretien se produit en surface entre les deux électrodes d'entretien du plan avant Figure (I-9). La largeur de ces électrodes est de deux à trois fois supérieure à celles utilisées dans la structure matricielle. Comme le montre la Figure (I-9), dans cette structure, des luminophores sont déposés en face des électrodes et ainsi l'électrode d'entretien de la face avant devient un obstacle gênant pour les photons visibles. La solution proposée consiste à fabriquer ces électrodes en ITO (Indium Tin Oxyde) afin qu'elles soient transparentes pour ne pas gêner le transport des photons visibles. Mais à

cause de leur longueur, elles sont trop résistives et pour maintenir le potentiel sur toute leur longueur, i.e. pour assurer la conduction, elles sont donc collées à une fine électrode métallique généralement faites en trois couches (Cr-Cu-Cr) [67]. Par contre, un des avantages de cette structure par rapport à la structure matricielle est le dépôt de luminophore qui est uniforme sur toute la face arrière : il n'est plus nécessaire de creuser des fenêtres dans la couche. Dans cette géométrie, les barrières diélectriques jouent exactement le même rôle que dans la géométrie matricielle. Elles ne sont pas visibles sur la Figure (I-9) car elles sont dans un plan parallèle à la coupe longitudinale. Bien qu'il y ait des différences importantes entre les deux structures du point de vue géométrique comme on vient de le voir mais aussi au niveau de l'adressage des cellules, (figure (I-12), en matriciel, l'adressage se fait sur deux électrodes alors qu'en coplanaire, il se fait sur trois) les matériaux utilisés sont les mêmes. En effet, puisque le principe de fonctionnement est identique pour les deux géométries, les matériaux doivent posséder les mêmes contraintes et propriétés. Dans le paragraphe suivant, nous allons nous attarder sur la nature et les propriétés essentielles de ces matériaux.

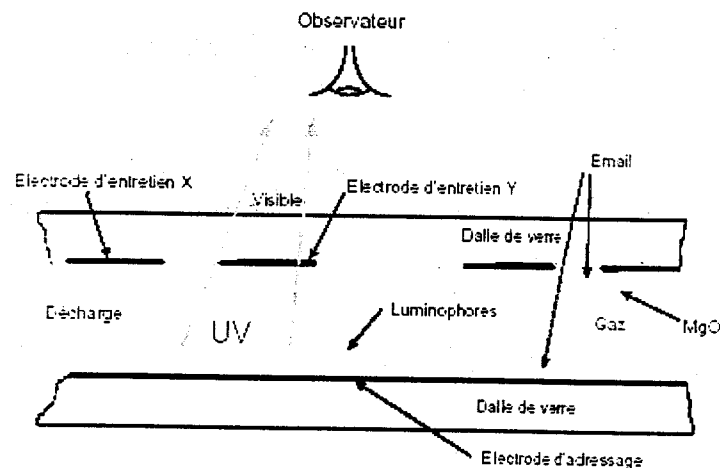


Figure I-9: Coupe longitudinale d'un écran à plasma de type alternatif dans la géométrie coplanaire. Sur ce plan, on ne voit pas les barrières diélectriques car elles se trouvent dans le même plan, déposées sur la face arrière et séparent les différentes couleurs de luminophores. Sur la figure, on voit deux cellules mais une seule couleur de luminophore. La largeur de ces cellules est de l'ordre de $220 \mu\text{m}$ pour l'écran de 21 pouces et $360 \mu\text{m}$ pour celui de 42 pouces. Certains constructeurs comme Fujitsu ne déposent pas d'email sur la face arrière : le luminophore est directement déposé sur l'électrode et le substrat de verre [69].

I.5. LES DIFFERENTES ETAPES DE LA FABRICATION D'UN PAP ALTERNATIF ET LE ROLE DES DIFFERENTS MATERIAUX DANS UNE CELLULE

I.5.1 Les dalles de verre

Pour l'instant, il n'existe pas de matériau particulier et les dalles sont faites en verre standard " floaté " (ou verre à vitre de faible coût). Au cours de la fabrication du PAP, on atteint des températures assez élevées ($\sim 600^{\circ}\text{C}$) proche du point de ramollissement de ce verre, ce qui peut entraîner des déformations des dalles et donc un produit final de mauvaise qualité. Des entreprises spécialisées dans le verre comme Saint-Gobain [70] ou Corning effectuent des recherches sur des verres dont la température du point de ramollissement serait augmentée de 50 à 100°C .

I.5.2 Les réseaux d'électrodes

Les réseaux des PAP alternatifs sont constitués de fines électrodes métalliques , parfois doublées d'électrodes transparentes dans la structure coplanaire. Il existe différentes façons de fabriquer ces réseaux. On peut citer parmi les plus utilisées :

- * le dépôt d'une couche métallique uniforme par évaporation ou par pulvérisation cathodique suivi d'une gravure par photolithographie (type circuits imprimés)

- * la sérigraphie directe de pâtes conductrices bien maîtrisée par Fujitsu [71].

I.5.3 La couche de diélectrique

C'est la troisième étape de la fabrication. La technologie utilisée ici est simple. Une couche uniforme d'émail d'épaisseur 20 à $30\ \mu\text{m}$ est réalisée par sérigraphie. Elle est ensuite séchée et recuite à haute température ($\sim 580^{\circ}\text{C}$), proche du point de ramollissement du verre (cf. plus haut). Des études sont actuellement en cours pour diminuer la température de cuisson tout en conservant une bonne transparence. La permittivité typique de cet émail a été mesurée par TTE et est de l'ordre de 12 à 13 [72].

I.5.4 L'oxyde de magnésium (MgO)

I.5.4.1 Son rôle

La couche de MgO déposée en couche mince (5000 Angströms) a un double rôle de protection de la couche diélectrique du bombardement ionique et de limitation de la tension de claquage. Comme les PAP alternatifs fonctionnent dans le régime des

décharges luminescentes, la tension de claquage est très dépendante du coefficient d'émission secondaire du matériau de cathode : il est élevé pour le MgO sous le bombardement des ions de néon (de l'ordre de 0.3 à 0.5) et de l'ordre de dix fois moins pour les ions d'argon .

1.5.4.2 Dépôt de la couche de MgO

On dépose sous vide sur la couche diélectrique des carbonates de magnésium ($MgCO_3$) dans le but de les réduire en oxydes. Si on chauffe le carbonate, il se produit la réaction suivante :



Le CO_2 sera ensuite retiré par évaporation au canon à électrons. Cette technique est utilisée car, à cause du faible point de ramollissement du verre, on ne peut pas chauffer le panneau à haute température. Il est évident que la qualité du dépôt de la couche de MgO est primordiale. En effet, la durée de vie du panneau dépend énormément de la stabilité du coefficient d'émission secondaire de la couche protectrice (~5000 Angströms) et est soumise à la pulvérisation par impact ionique. A l'utilisation, on s'aperçoit rapidement de l'altération de la couche de MgO à cause de la baisse importante du coefficient d'émission secondaire ($\gamma_{MgO} \gg \gamma_{email}$) : on est arrivé au bout de la durée de vie du panneau. Celle-ci dépasse actuellement les 10000 heures. Le MgO est actuellement le seul matériau connu qui résiste de façon satisfaisante au bombardement ionique, qui possède un coefficient d'émission secondaire élevé et dont la stabilité est bonne au cours du temps. De nombreuses études ont été réalisées et sont poursuivies activement pour trouver un remplaçant encore plus performant au MgO [73], mais sans succès jusqu'à présent.

1.5.5 Les barrières diélectriques

Leur rôle est de préserver l'indépendance de fonctionnement de chaque cellule afin de pouvoir allumer celle que l'on désire (éviter l'interaction électrique) et exciter seulement le luminophore de couleur voulue (éviter l'interaction optique). Chez certains constructeurs, un autre rôle leur est alloué : celui d'entretoise mais pour cela elles doivent être suffisamment solides pour résister à la pression atmosphérique lors du pompage/étuvage. Dans les autres configurations, les barrières font en général 80% de la hauteur de gaz (~80 μm) et préviennent l'interaction électrique en créant un fort champ axial entre leur sommet et le diélectrique en face, ceci parce que le potentiel ne pénètre

presque pas dans le diélectrique (la valeur de sa permittivité relative est évidemment un paramètre important). Nous reviendrons sur ce point dans la partie résultats où le rôle joué par les barrières est mis en évidence. Pour fabriquer les barrières diélectriques, une nouvelle méthode a été développée : le " Sandblasting " [60]. Cette méthode consiste à envoyer du sable sur le matériau par air comprimé. Au départ, le matériau est déposé uniformément sur la couche diélectrique en émail. Ensuite, on le recouvre d'un masque. Le sablage enlève les parties non protégées par le masque : les barrières sont formées. Le masque est ensuite enlevé et le tout est cuit. Une coupe de la face arrière est représentée sur la Figure I-10 ; elle montre les barrières diélectriques.

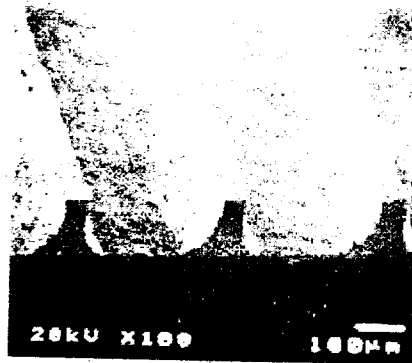


Figure I-10: Coupe de la face arrière montrant les barrières diélectriques dans un panneau à plasma de la société Fujitsu [<http://www.fujitsumicro.com>].

I.5.6 Les luminophores

Dans les PAP monochromes, on utilisait directement le rayonnement visible du néon dans l'orangé (raie à 585 nm) [74], [12]. Dans les PAP couleurs, le principe est d'exciter par une décharge luminescente des atomes de xénon dans l'ultraviolet. La lumière visible sera donc issue de la conversion de ces photons UV en lumière visible par impact sur des luminophores. Ceci est une étape supplémentaire par rapport au fonctionnement des PAP monochromes qui peut faire baisser le rendement lumineux. Un paramètre important de ces luminophores sera donc leur rendement quantique, i.e. leur capacité à convertir des photons UV en rayonnement visible. Le luminophore est un solide cristallisé qui peut être porté à un état excité soit sous un bombardement électronique de quelques keV (cas des tubes à rayon cathodique) soit par impact de photons UV (PAP, tube d'éclairage). Il revient à son état fondamental en libérant un rayonnement visible et de la chaleur car le rendement quantique n'est pas égal à 1. Il est

compris entre 50 et 90%. Il existe deux familles de luminophores : ceux qui travaillent en transmission sont déposés sur la face avant du panneau et ceux qui travaillent en réflexion sont déposés sur la face arrière. La deuxième famille est utilisée plus couramment car la surface mise en jeu est différente dans les deux configurations. La présence des barrières diélectriques augmente la surface utile pour déposer les luminophores donc on aura moins de pertes de rayonnement ultraviolet vers des endroits qui ne sont pas recouverts de luminophores. On ne peut pas utiliser les deux façons de convertir les photons en même temps sinon la lumière visible émise par réflexion est absorbée en partie par les luminophores déposés sur la face avant du panneau. Les luminophores utilisés dans les panneaux à plasma sont en général :

* pour le vert : $Zn_2SiO_4 : Mn$ (silicate de zinc activé au manganèse) son rendement quantique maximal se trouve dans un continuum compris entre 100 et 180 nm pour les photons UV incidents.

* pour le rouge : $Y_2O_3 : Eu$ (oxyde d'yttrium activé à l'euporium) son rendement quantique maximal se trouve dans un continuum compris entre 160 et 260 nm pour les photons UV incidents.

* pour le bleu : $BaMgAl_6O_{10} : Eu$ son rendement quantique maximal se trouve dans le continuum compris entre 130 et 170 nm et pour une raie autour de 240 nm pour les photons UV incidents. Les valeurs des domaines de longueurs d'onde données correspondent à des rendements quantiques supérieurs à 0.5 [74]. Le dernier critère important dans les propriétés des luminophores est la rémanence qui indique au bout de combien de temps après la fin de l'excitation par la décharge, la luminance émise par les luminophores passe sous le seuil des 10% de leur luminance maximale. Les valeurs typiques pour les matériaux cités plus haut sont, quelques μs , 5 ms et 30 ms respectivement pour le rouge, le bleu et le vert. Cette dernière valeur est assez élevée en particulier si on veut produire des images de télévision qui nécessitent un adressage rapide [75]. Des études ont été réalisées dans le but d'améliorer ou pour remplacer ce matériau. Elles commencent à donner des résultats satisfaisants [76], [77]. Le même arrangement des luminophores a été développé pour les deux géométries. Il s'agit d'une structure en bandes verticales rouges, vertes et bleues déposées sur la face arrière (en particulier sur les barrières diélectriques) (figure I-11). Les différentes étapes de

fabrication sont résumées dans le tableau I-1.

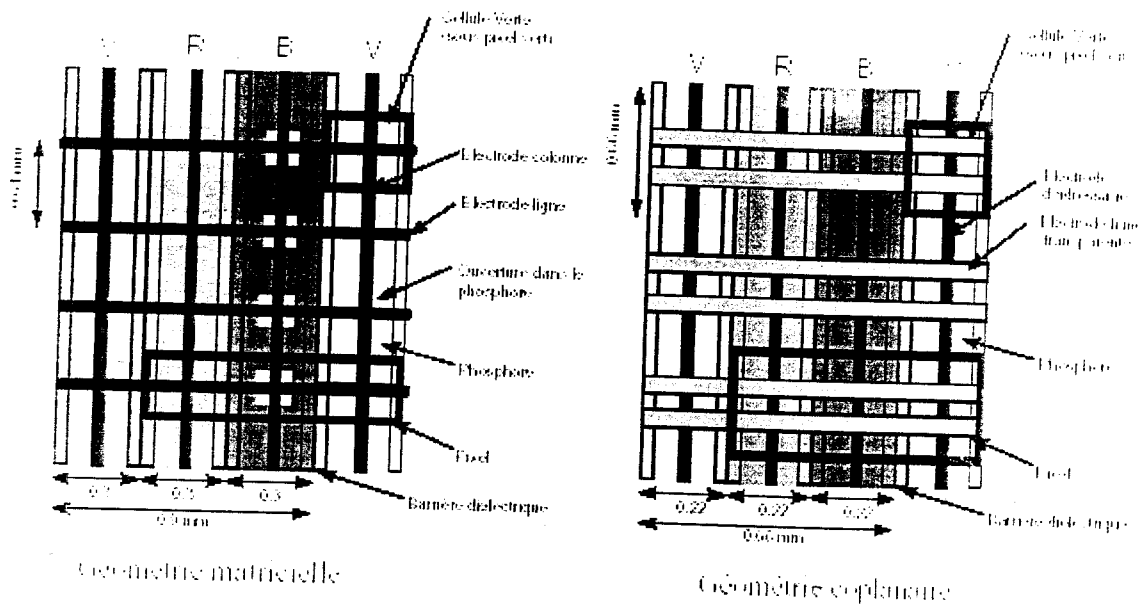


Figure I-11: Arrangement des luminophores en bandes verticales dans les deux géométries. Les données pour les hauteur et largeur des cellules correspondent à un écran de 21 pouces de diagonale (~525 mm [69]).

Face avant	Face arrière
Approvisionnement du substrat	Approvisionnement du substrat
Recuit de stabilisation (580°C)	Recuit de stabilisation (580°C)
Réalisation des électrodes	Réalisation des électrodes
Dépôt de la couche d'émail	Dépôt de la couche d'émail
Cuisson de l'émail	Cuisson de l'émail
	Dépôt du MgO
	Réalisation des barrières
	Dépôt des luminophores
	Cuisson
Pose des espaceurs	
Pose du joint de scellement	
Dépôt du MgO	
Assemblage	
Cuisson du joint de scellement	
Pompage, étuvage et remplissage de gaz	
Tests électriques	
Burn-in	

Tableau I-1 : Les différentes étapes de la fabrication d'un panneau à plasma couleur.

I.6 PRINCIPE DES DECHARGES A BARRIERES DIELECTRIQUES

Le principe des écrans plasma alternatifs a été trouvé par les professeurs Bitzer et Slottow qui en 1964, ont eu l'idée de recouvrir les électrodes d'une couche diélectrique. Celles-ci n'étant pas en contact direct avec le gaz, il est nécessaire d'appliquer une tension alternative au PAP. Le principe a aussi été utilisé dans les lampes fonctionnant avec des décharges à barrières diélectriques [77]. Chaque cellule pourrait être assimilée à une très petite lampe à décharge à barrières diélectriques. Pour éviter d'appliquer des tensions trop élevées dans ces systèmes à barrières diélectriques (lampe ou panneaux à plasma), on utilise ce qu'on appelle l'effet mémoire. Une différence fondamentale existe entre les PAP et les lampes à barrières diélectriques : le contrôle de la décharge dans les PAP est primordial et ils fonctionnent donc en régime de décharge luminescente et non en régime de "streamers" comme les lampes (produit pression-distance de plusieurs dizaines de torr.cm). De plus, l'obtention d'une image de qualité implique des contraintes plus fortes car il est nécessaire de pouvoir allumer le pixel désiré en laissant les autres dans un état éteint alors que ce problème n'est pas rencontré dans les lampes. La forme du signal choisi est importante car toutes les cellules ne sont pas identiques : la hauteur de leur espace gazeux peut ne pas être exactement la même (problème de parallélisme des deux faces), ce qui entraîne des tensions de claquage différentes. Si, par exemple, on appliquait un signal sinusoïdal, il se pourrait que des cellules s'allument avant d'autres. Un signal de tension rectangulaire permet d'éviter ce désagrément. La tension rectangulaire appliquée pendant toute la durée du fonctionnement du panneau est appelée la tension d'entretien. Elle doit être inférieure à la tension de claquage du gaz sinon toutes les cellules seraient allumées en permanence. Pour allumer une cellule, il suffit d'ajouter à la tension d'entretien une surtension telle que la tension totale aux bornes de la cellule soit supérieure à la tension de claquage (Figure I-12). A ce moment, une décharge électrique s'amorce à l'intérieur de la cellule et le gaz devient conducteur (cf. partie sur le claquage de Townsend). Le courant augmente dans la cellule, entraîné par une forte croissance de la densité de particules chargées, celle-ci étant due à une forte ionisation : la multiplication devient supérieure à $(1+1/\gamma)$. Les charges vont s'accumuler sur les diélectriques, les électrons du côté anodique et les ions positifs du côté cathodique induisant ainsi une tension qui va s'opposer progressivement à la tension appliquée aux électrodes et diminuer la tension aux bornes du gaz jusqu'à devenir nulle. Le courant va

chuter et la décharge s'éteindre. Lors de la demi-période suivante, la tension induite dues aux charges stockées sur les diélectriques (tension mémoire) s'ajoute à la tension d'entretien et la tension vue par le gaz est supérieure à la tension de claquage. Une nouvelle décharge se produit alors dans la cellule ; celle-ci est maintenant dans son état allumé. Le même phénomène se reproduit à l'alternance suivante : les charges stockées vont être " transférées " et ainsi éteindre la décharge jusqu'à l'alternance suivante. Le courant est ici limité capacitivement par la couche diélectrique. Il faut bien sûr qu'à chaque alternance, on transfère le même nombre de charges pour avoir toujours la même tension mémoire, c'est à dire un état stable. L'évolution des charges mémoires est représentée sur la figure I.3 ; cela va nous aider à comprendre comment une cellule est entretenue dans son état allumée. Au départ, la cellule est dans son état éteint, ce qui veut dire qu'il n'y a pas de charges stockées sur les diélectriques. Lors de l'impulsion d'allumage, i.e. quand on a appliqué la surtension, on a amassé un certain nombre de charges ($+Q$ devant la cathode et $-Q$ devant l'anode). Pour que le système soit à l'équilibre, il faut qu'à la fin de la première impulsion d'entretien, le même nombre de charges soit accumulé sur les diélectriques ; cela implique que lors de cette décharge, une quantité de charges double, i.e. $+2Q$ et $-2Q$, ait été déposée sur la couche d'email. La première moitié sert à éliminer les charges déjà présentes dues à l'impulsion d'allumage et la seconde moitié permet de retrouver à la fin de cet entretien dans la cellule une charge mémoire égale à $+Q$ devant la nouvelle cathode et $-Q$ devant la nouvelle anode, exactement opposée à la précédente. A la fin de chaque alternance, les charges déposées sur les diélectriques sont égales à $-Q$ et $+Q$. Pour faire basculer la cellule dans son état éteint, il suffit pour cela d'annuler exactement la tension mémoire. Pour cela, on doit appliquer une tension dite d'extinction plus faible que la tension d'entretien pour ne " transférer " que $+Q$ et $-Q$, la quantité de charges stockées et revenir ainsi à l'état initial : le nombre de charges mis en jeu doit être le même que lors de l'impulsion d'allumage. La valeur pic du courant lors de l'allumage et de l'extinction est plus faible que celle d'un entretien. On peut déjà voir que le choix des valeurs des tensions d'allumage et d'entretien et d'extinction demande beaucoup de soin.

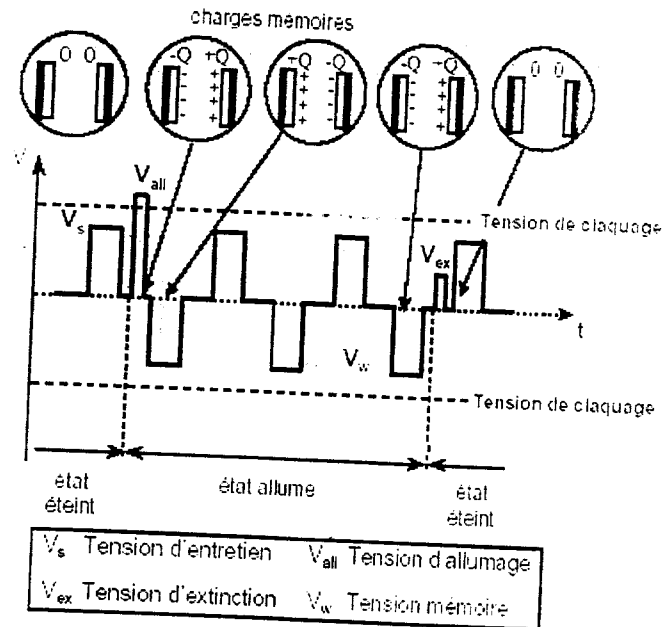


Figure I-12: Dans la pratique, on se sert des paliers nuls dans la tension d'entretien pour adresser les cellules. Ce scénario est typique pour la géométrie matricielle. Dans la géométrie coplanaire, à la tension d'entretien sur les deux électrodes d'entretien, on ajoute une tension à l'électrode d'adressage (cf. adressage) mais le principe de l'effet mémoire est utilisé de la même façon.

La méthode qui vient d'être décrite pour allumer, entretenir et effacer une cellule est relativement simple. Elle est employée pour l'adressage matriciel mais les principes d'adressage ne sont pas les mêmes pour les deux géométries même si, pour toutes les deux, ils reposent sur l'effet mémoire. En effet, dans une cellule matricielle, on utilise seulement deux électrodes alors que dans une cellule coplanaire, chacune des trois électrodes joue un rôle important, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. Ces méthodes sont par contre assez complexes du point de vue de l'électronique de commande. L'étude en détail de cet aspect des PAP dépasse le cadre de ce travail mais avec seulement quelques notions, on peut déjà mettre en évidence quelques problèmes d'adressage qui peuvent être bien interprétés par la physique des décharges. La coexistence de cellules allumées et éteintes, i.e. de la bistabilité de fonctionnement des cellules est rendue possible par la combinaison de l'effet mémoire et du fait qu'une décharge peut être entretenue avec une tension inférieure à la tension de claquage. régime de décharge luminescente après être passé par celui de Townsend. Cette bistabilité naturelle est mise en évidence par la pente négative lors de la transition entre le régime de Townsend et celui de décharge luminescente.

I.7 ADRESSAGE D'UNE CELLULE D'ECRAN A PLASMA

L'adressage peut se définir comme la manière d'allumer une cellule choisie dans un PAP dans un temps très court. Il est caractérisé par le régime transitoire qui permet de faire passer une cellule d'un état éteint à un état allumé stable. Dans le cas des écrans à plasma, coplanaire ou matriciel, l'adressage se fait ligne par ligne.

I.7.1 Adressage matriciel

I.7.1.1 Adressage d'une ligne

On a déjà abordé au cours du paragraphe précédent le principe de l'adressage d'une cellule. Les cellules sont donc alimentées la plupart du temps avec le signal d'entretien (noté V_0). Si on veut allumer une cellule, on applique une surtension (tension d'allumage ou d'inscription) à l'électrode ligne quand le signal d'entretien est dans son palier nul. Le problème est que dans ce scénario-là, on allume toutes les cellules de la ligne. Pour y remédier, on applique, en même temps que la tension d'inscription sur l'électrode ligne une tension de "masquage" à l'électrode colonne des cellules que l'on veut garder éteintes telle que la tension aux bornes du gaz reste inférieure à la tension de claquage. Ainsi, on parvient à sélectionner les cellules. Une fois cet adressage effectué, les cellules de la même ligne restent dans l'état qu'on leur a attribué (allumé ou éteint), alimentées seulement par la tension d'entretien jusqu'à l'effacement. Dans la pratique, on effectue d'abord un effacement total de la ligne (rafraîchissement de l'écran) pour avoir toutes les cellules dans le même état puis on allume les cellules voulues.

I.7.1.2 Adressage de l'écran

On considère deux lignes successives n et $n+1$ d'un écran ; la première vient d'être adressée et on s'intéresse à la suivante. Le signal qui va lui être appliqué est décalé d'une période du signal d'entretien. Si, pour une même colonne, la cellule de la ligne n est allumée, l'allumage de la cellule de la ligne $n+1$ ne pose aucun problème : l'électrode colonne reste à un potentiel nul et on applique seulement la tension d'entretien à la cellule de la ligne $n+1$. Par contre, si on veut laisser la cellule de la ligne $n+1$ éteinte, on est obligé d'appliquer à l'électrode colonne une tension de masquage qui va forcément influencer le signal vu par la cellule de la ligne n . Pour éviter ce problème, il faut décaler la tension de masquage d'un temps suffisant (1 à 2 μs [75]) pour laisser le temps à la décharge d'entretien de se produire dans la cellule de la ligne précédente. Le signal

d'adressage arrivant après. les charges sont stockées sur les diélectriques et ne seront pas perturbées par la tension de masquage. Les différentes tensions sont délivrées par des générateurs spécifiques :

- * un générateur de signaux qui délivre la tension d'entretien. Elle est appliquée aux lignes à l'aide de commutateurs haute tension regroupés dans des circuits intégrés : les drivers.

- * un générateur d'impulsion d'adressage toujours pour les électrodes lignes (pour l'allumage et l'effacement des cellules). Ces signaux passent toujours par les drivers. Ceux-ci ont des commutateurs dirigés par un générateur de balayage.

- * un générateur qui fournit les tensions de masquage aux électrodes colonnes par le biais de drivers colonnes.

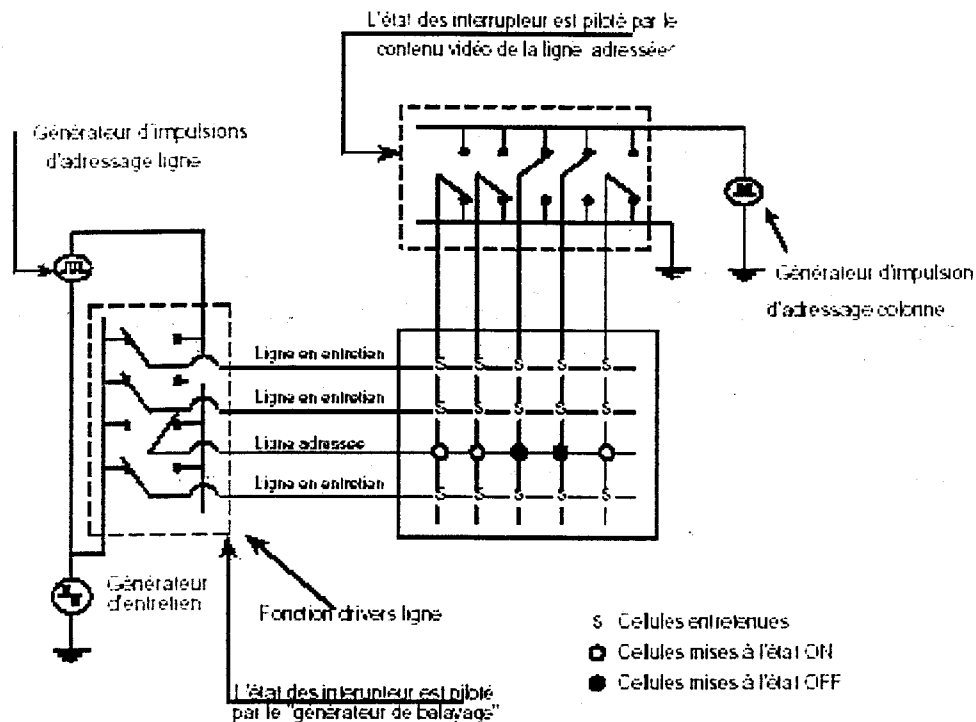


Figure I-13: Principe de génération des tensions d'adressage dans la géométrie matricielle (Thomson TE).

I.7.2 Adressage coplanaire

Comme nous l'avons déjà mentionné, l'adressage coplanaire s'effectue sur trois électrodes, toujours ligne par ligne. Il peut être aussi simple que l'adressage matriciel comme celui de l'entreprise Matsushita ou plus complexe: le passage pour une cellule de l'état éteint à l'état allumé requiert plusieurs opérations dans la procédure d'adressage

développée par Fujitsu.

I.7.2.1 Adressage développé par l'entreprise Matsushita [78]

L'évolution de cette méthode d'adressage est décrite dans la figure (I-14). La première étape, l'effacement de tout l'écran, a pour but de mettre toutes les cellules dans le même état et ainsi supprimer l'influence due à la dernière période d'entretien comme dans le cas matriciel. Ensuite, les cellules choisies sont adressées en appliquant une différence de potentiel supérieure à la tension de claquage entre une électrode d'entretien et l'électrode d'adressage : c'est une décharge "matricielle". Elle permet de répartir les charges mémoires dans la cellule. Ensuite, grâce à ces charges stockées, la cellule est dans son état allumé et on passe en régime d'entretien dans lequel les décharges se produisent entre les deux électrodes coplanaires d'entretien.

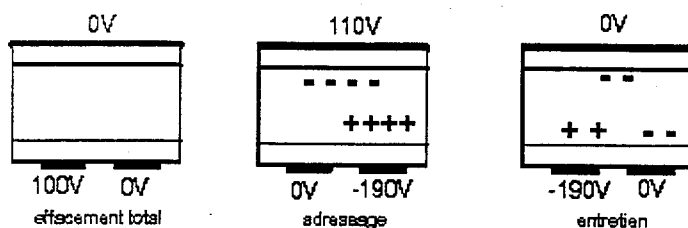


Figure I -14 : Séquence d'adressage développée par la société Matsushita. Les charges représentées sont celles stockées sur les diélectriques après la décharge induite par les tensions sur le même schéma.

Si la séquence de la figure I-14 est appliquée telle quelle, toutes les cellules de la ligne où est appliquée la tension d'adressage vont s'allumer. Pour éviter ce désagrément, comme pour le cas matriciel, pour garder les cellules choisies éteintes, on peut supposer qu'aux électrodes d'entretien portant les tensions de -190 V, on ajoute une tension de masquage pour que la tension aux bornes du gaz soit inférieure à la tension de claquage. Il nous a été pour l'instant impossible de trouver la littérature nécessaire pour éclaircir ce point. La séquence d'adressage suivante choisie pour illustrer un adressage coplanaire plus complexe est celle développée par Fujitsu.

I.7.2.2 Séquence d'adressage Fujitsu [79]

Ce processus se décompose en 4 étapes avant d'atteindre le régime d'entretien.

- 1) Effacement total de tout le panneau
- 2) Allumage total de tout le panneau

- 3) Effacement partiel de tout le panneau
- 4) Séquence d'adressage en écrivant dans chaque ligne

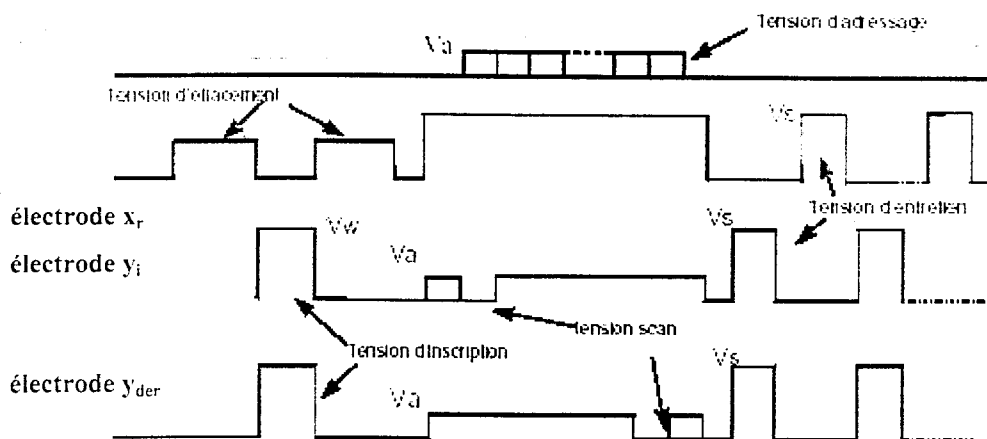


Figure I-15: signaux d'adressage pour une cellule coplanaire. X et Y_i sont les électrodes d'entretien, Y_1 représente la première ligne et Y_{der} la dernière ligne. Sur toutes les lignes, on applique un même signal à une électrode (X). C'est la tension scan qui va déterminer quelle cellule va être allumée.

La forme du signal d'adressage est représentée sur la figure I -15, ([69] , brevet déposé par Fujitsu aux Etats-Unis [79]). Le rôle de la première étape, l'effacement total du panneau, est exactement le même que dans l'exemple précédent. La deuxième étape (allumage de tout l'écran) est exécutée entre les deux électrodes d'entretien (notées X et Y). Elle s'appelle le "priming". Son rôle est d'augmenter la luminosité du panneau en émettant un fond lumineux. Le problème de ce procédé est la baisse du contraste de l'image. Cette impulsion permet également de répartir les charges sur les diélectriques. A cause du potentiel égal à zéro qui est appliqué à l'électrode d'adressage, des ions ont été stockés sur le diélectrique recouvrant cette dernière. Dans la troisième phase de ce scénario, on efface les charges qui ont été déposées en trop pour ensuite allumer les cellules choisies. Cette dernière opération est faite en appliquant une tension d'inscription à l'électrode d'adressage. L'avantage de cette méthode est que cette tension est faible, ceci à cause des ions stockés sur le diélectrique devant l'électrode d'adressage. La Figure I -16 [67] illustre bien ce qui se passe au niveau des charges pendant les différentes étapes de ce processus d'adressage. La répartition des charges pour chaque schéma est celle qu'on trouve dans la cellule après la décharge due aux tensions appliquées représentées sur ce même schéma. Cette évolution des charges dans la cellule

correspond aux différents états de la cellule quand celle-ci est alimentée par le signal de la Figure I -16.

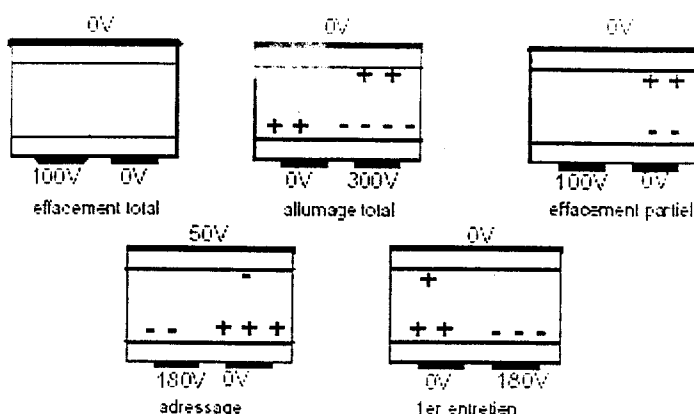


Figure I-16: scénario d'adressage utilisé dans les écrans à plasma coplanaire de la société Fujitsu. Les charges représentées sont celles stockées sur les diélectriques après la décharge induite par les tensions sur le même schéma [67].

Pendant toute la durée de l'adressage du panneau, on applique une tension V_a à l'électrode d'entretien Y alors que toutes les électrodes X ont le même signal telle que la différence de potentiel soit bien sûr inférieure à la tension de claquage. Pour sélectionner la cellule à allumer, on annule la tension appliquée à la ligne Y et on applique à l'électrode d'adressage la tension d'adressage. La tension vue alors par le gaz est supérieure à la tension de claquage et la cellule s'allume. Comme cela est décrit dans le chapitre sur les résultats, la complexité de cette séquence d'adressage a rendu difficile sa simulation. Les séquences d'adressage décrites ci-dessus ne sont qu'un exemple mais toutes les entreprises qui développent les écrans à plasma ont leur propre méthode d'adressage. On peut par exemple trouver dans les articles de Sano et al. [80], [81] la description du scénario développé par l'entreprise NEC. On a vu comment fonctionnait un PAP alternatif et comment on pouvait allumer ou éteindre une cellule particulière de cet écran. Le problème de ce système est d'obtenir des niveaux de gris : la cellule n'a que deux états et on ne peut évidemment pas moduler la lumière émise par chaque décharge.

I.7.2.3 Rendu des niveaux de gris

La solution pour avoir des demi-teintes ou des niveaux de gris est de diviser la période totale du signal en sous-périodes avec le même temps réservé à l'adressage pour chacune des durées d'entretien différentes comme cela est décrit dans la Figure (I -17).

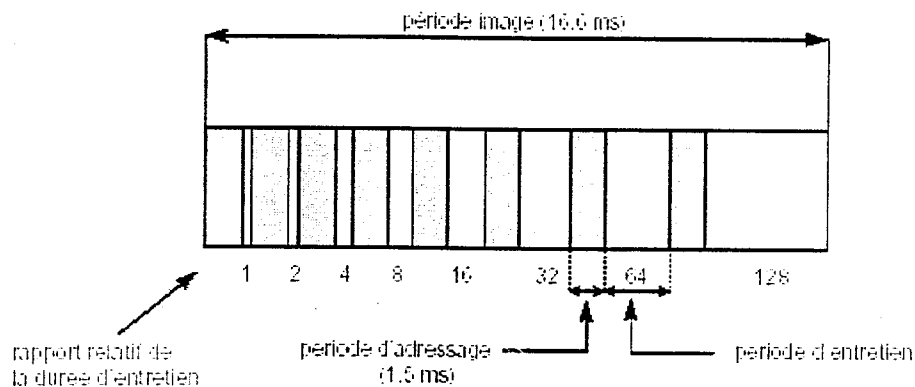


Figure I-17 : Séquence totale d'adressage d'une cellule pour obtenir 256 niveaux de gris différents dans un panneau de géométrie coplanaire.

La cellule va rester dans son état allumé plus ou moins longtemps suivant la durée de l'entretien. L'oeil ne verra que la luminance de la cellule intégrée dans le temps et percevra ainsi des demi-teintes. La Figure I-17 représente la répartition généralement utilisée dans les PAP alternatifs. La période image totale est de 16.6 ms (correspondant à une fréquence de 60 Hz) et elle est divisée en 8 sous-périodes. La cellule ayant seulement deux états possibles, allumé ou éteint, le nombre de demi-teintes obtenu sera de 2^8 , c'est à dire 256 niveaux de gris par cellule. Comme un pixel est formé de trois cellules (R,V et B), on peut finalement avoir 16.777 millions de couleurs (256^3) pour chaque élément d'image, i.e. pour le panneau. Si on prend l'exemple de la structure coplanaire (cf. figure I -17), chaque temps d'adressage est de 1.5 ms, donc un temps accumulé de 12 ms pour le signal total et finalement seulement 4.6 ms sont allouées à l'entretien [69] : le temps passé à adresser est beaucoup plus long que pour entretenir une cellule. Si on appelle T la période image, n le nombre de lignes du panneau alors : $T=8nt_{lig}$ où t_{lig} est le temps nécessaire pour adresser une ligne. Si on prend un nombre de lignes de 480 (valeur typique pour un écran de 21 pouces à moyenne résolution) alors il faut pouvoir adresser une ligne en moins de 4.3 μ s soit une fréquence de 231 kHz. Ceci est maintenant réalisé et même dépassé dans le cas des écrans à très haute

résolution comme par exemple le Very High-Resolution Color Monitor développé par Thomson Tubes Electroniques qui possède 1024 lignes.

I.8 CONCLUSION

La technologie des panneaux à plasma est relativement complexe car elle fait appel à beaucoup de domaines différents comme la physique des décharges, la photométrie, la physique des matériaux ou l'électronique fondamentale ainsi que l'électronique de puissance pour la commande des cellules indépendamment les unes des autres et surtout l'expérimentation, ce qui veut dire que cette technologie peut progresser en jouant sur de nombreux paramètres. Un des moyens idéal d'améliorer les caractéristiques des panneaux est de trouver un matériau plus efficace que le MgO qui permettrait de diminuer les tensions de fonctionnement tout en augmentant la durée de vie des panneaux. De nouveaux phosphores avec des rendements quantiques plus élevés augmenterait la luminance. Le but, dans ces systèmes, est d'optimiser le rendement ultraviolet de la décharge, ceci en faisant évoluer la géométrie des cellules élémentaires, en étudiant l'influence de divers paramètres comme la pression, le mélange gazeux et les scénarios d'adressage. Ceci est possible, bien sur, en disposant d'un arsenal de moyens expérimentaux pour faire des essais réels et par suite une étude paramétrique en jouant sur les différents paramètres de la micro-cellule.

Dans le chapitre II, avec des moyens de calculs et de simulation, nous avons pu faire une description du fonctionnement auto-cohérent d'une micro-cellule dans un panneau de plasma.

CHAPITRE II

**PRESENTATION ET FONCTIONNEMENT
DU MODELE PHYSIQUE
D'UN PANNEAU A PLASMA DE TYPE
ALTERNATIF**

Nous présentons dans ce second chapitre le modèle physique utilisé pour décrire le fonctionnement d'une micro-cellule de panneau de visualisation à plasma PAP de type alternatif.

Un point de fonctionnement d'une cellule est le résultat d'une synergie entre des phénomènes physiques divers et couplés ; cela signifie que la connaissance séparée de chacun de ces phénomènes ne permet pas de décrire l'ensemble du système.

Il est donc nécessaire d'envisager le système dans son ensemble, c'est à dire d'élaborer un modèle auto-cohérent (self-consistent) capable de décrire le couplage entre transport des particules chargées, champ électrique et cinétique des espèces excitées. Nous nous sommes donc attachés à étudier et mettre au point un tel modèle dans le cas d'un mélange néon-argon.

Ce modèle est mono-dimensionnel et permet d'étudier le fonctionnement d'une cellule de panneau de visualisation de type alternatif. Connaissant les caractéristiques de base de la cellule et du mélange gazeux (dimensions, capacité des diélectriques, composition du gaz et pression) il permet d'obtenir, pour une forme de la tension d'entretien, et pour des conditions initiales quelconques (tension mémoire, tension externe, densités initiales etc...), les variations temporelles du courant dans la cellule, ainsi que les variations spatio-temporelles du champ électrique, des densités de courant, des densités des particules chargées, et des concentrations d'espèces excitées.

Le modèle permet également de simuler l'allumage et l'extinction d'une cellule et permet de suivre les phénomènes sur plusieurs cycles de la tension d'entretien.

D'autre part, le même modèle permet de déterminer les courbes de charge d'une cellule (tension mémoire en fonction de la tension d'entretien)

Nous présentons les phénomènes cinétiques des états excités dans un mélange néon-argon ainsi que ses propriétés émissives dans la section II.1, les principes du modèle dans la section II.2 et une description théorique complète du modèle dans la section II.3. Nous donnons les réactions prises en compte dans les calculs ainsi que la formulation des termes d'apparition et de disparition des différentes particules dans la section II.4. Les données de base nécessaires à la description des phénomènes qui ont lieu pendant la décharge sont décrites dans la section II.5 ; quelques points de détail concernant la méthode numérique sont donnés dans la section II.6.

II.1 CINÉTIQUE DES ÉTATS EXCITÉS ET ÉMISSION LUMINEUSE DANS UN MÉLANGE NEON ARGON :

Le mélange gazeux le plus fréquemment utilisé dans ce type d'application est constitué à base de néon à une pression de quelques centaines de torr, plus des traces d'argon. L'émission de lumière obtenue pendant la décharge est due aux transitions $3p-3s$ du néon ; de plus ces transitions sont la cause la plus importante du peuplement des niveaux $1s_3$ et $1s_5$ de l'atome de néon. Ces derniers, dans leurs états métastables, augmentent l'efficacité d'ionisation des atomes d'argon dans l'état fondamental par collisions de type Penning.

Ce dernier mécanisme d'ionisation est particulièrement important, il joue un rôle non négligeable dans les conditions d'entretien de la décharge, et permet d'abaisser la tension de claquage à des tensions plus pratiques pour la réalisation des circuits de commande des panneaux de visualisation. Après la décharge, le champ électrique résiduel continue à entraîner l'excitation des atomes de néon vers les niveaux $3p$, lesquels vont peupler les niveaux $1s$ et ainsi maintenir une production électronique même à très faible champ.

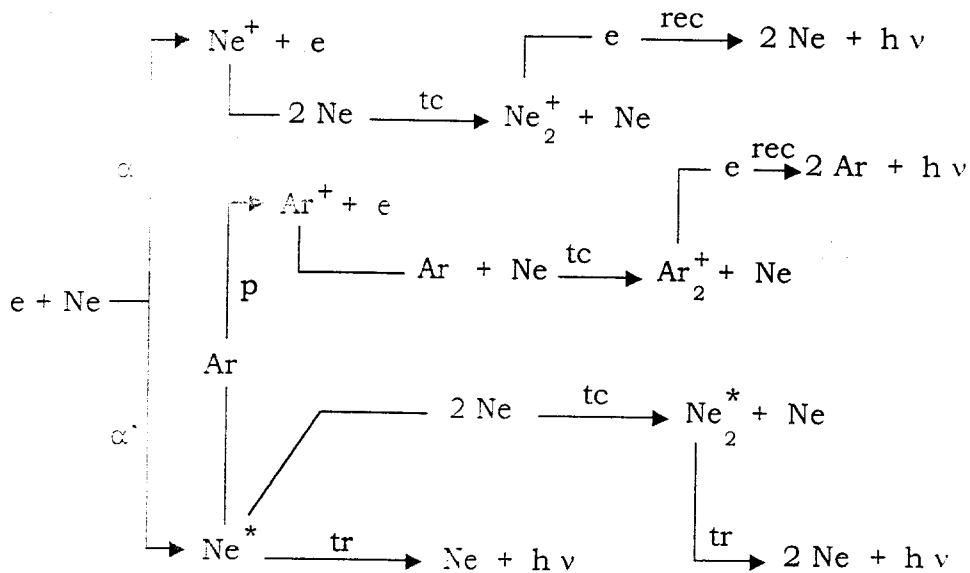


Figure II.1 : Diagramme simplifié des différentes réactions qui ont lieu dans l'espace gazeux : α ionisation directe, α' excitation, tc réaction à trois corps, tr transition radiative, rec recombinaison.

L'étude des caractéristiques électriques de la cellule repose sur les phénomènes collisionnels qui entraînent l'apparition ou la disparition de particules chargées. Ces mécanismes d'ionisation sont schématisés sur la figure II.1 : ionisation des atomes de néon par impact électronique, excitation des atomes de néon par impact électronique conduisant à l'ionisation Penning des atomes d'argon, réactions à trois corps entraînant la formation des ions moléculaires d'argon et de néon, lesquels disparaissent par recombinaison avec les électrons.

D'autre part, la caractéristique essentielle de ces dispositifs est qu'ils sont des sources de lumière. Ce qui nous a amené à prendre en compte les principaux niveaux radiatifs du néon qui émettent dans le visible.

L'étude de cet aspect du problème est faite en analysant les processus de production et de perte qui contrôlent la population des dix niveaux Ne (2pj) du néon qui sont la source primaire des radiations dans la région visible du spectre d'émission. La production de ces espèces est due essentiellement à l'excitation par impact électronique des atomes de néon dans leur état fondamental.

Nous avons présenté schématiquement sur la figure II.2 les différentes transitions radiatives des niveaux 1s et 2p de l'atome de néon. Les seuils d'ionisation des atomes de néon et d'argon sont aussi représentés. Les niveaux d'énergie des états

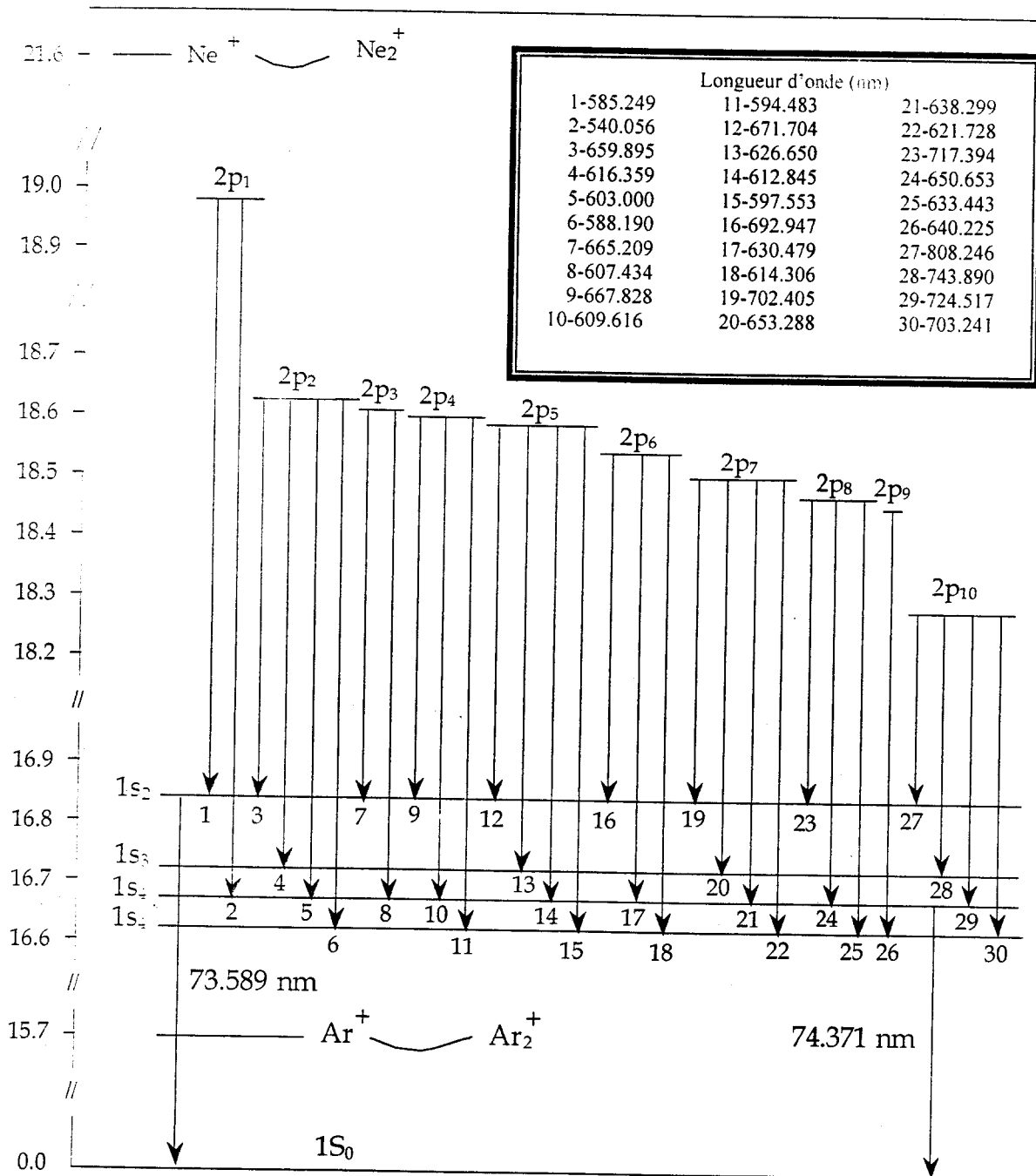


Figure II.2 : Diagramme des transitions radiatives du néon.

excités considérés dans le cas du néon sont plus grands que le seuil d'ionisation de l'argon. Le fait que le seuil d'ionisation de l'atome d'argon soit inférieur aux niveaux d'énergie des états $1s$ de l'atome de néon, permet lors de la désexcitation de ces derniers d'ioniser les atomes d'argon.

La connaissance des facteurs qui contrôlent la population des états excités et particulièrement le groupe $2p_j$ est nécessaire à la compréhension et à la description quantitative des caractéristiques radiatives de la cellule.

Les processus dominants que nous avons pris en compte dans cette séquence de transition sont illustrés sur la figure II.3. A une pression de quelques centaines de torr, un mélange des niveaux $2p_j$, par réactions intramultiplets et collisions avec les atomes de néon dans leur état fondamental, a lieu. Les collisions intermultiplets connectent les niveaux $2p_1$, $2p_2$, $2p_9$ et $2p_{10}$ avec les niveaux $1s_j$ du néon et entraînent un fort couplage entre niveaux $2p$ et $1s$.

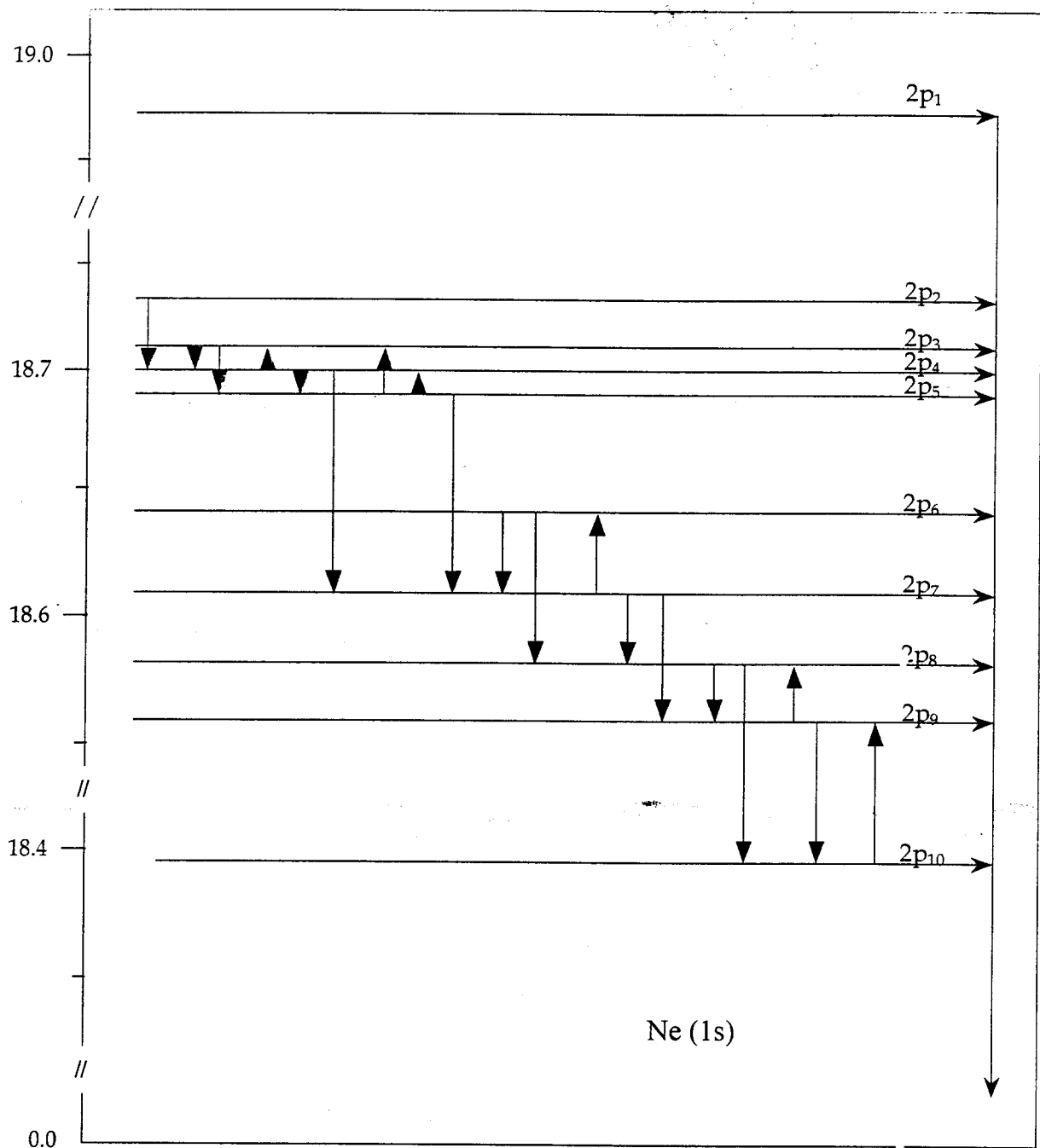


Figure II.3 : Diagramme des transitions intramultiplets et intermultiplets des états excités $2p$ du néon prises en compte.

II.2 PRINCIPES DU MODELE :

Nous nous limitons dans cette section à une description simple du modèle développé. Comme il a été cité plus haut, le modèle est basé sur une description auto-cohérente :

- Du transport des particules chargées;
- Du champ électrique;
- De la cinétique des espèces excitées.

Des méthodes numériques sont donc utilisées pour résoudre les équations décrivant ces phénomènes et permettent d'obtenir les variations spatio-temporelles du champ électrique et des densités électroniques, ioniques et des espèces excitées dans la cellule, ainsi que les variations temporelles des courants et diverses tensions de la cellule.

La cellule est représentée schématiquement comme l'indique la figure II.4. Le problème est supposé mono-dimensionnel (ce qui revient à supposer que la décharge est homogène dans une direction parallèle aux électrodes).

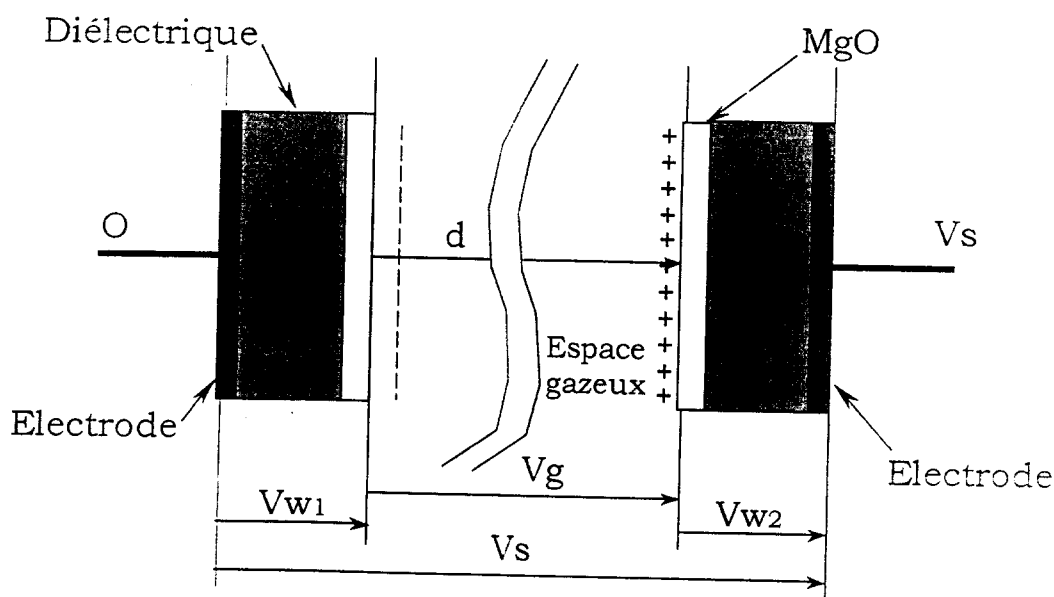


Figure II.4 : Schéma de la cellule (modèle). V_{w1} et V_{w2} tensions aux bornes des diélectriques 1 et 2, $V_w = V_{w1} + V_{w2}$ tension mémoire, V_s tension aux bornes des électrodes (tension d'entretien) et $V_g = V_s - V_w$ tension aux bornes de l'espace gazeux.

Typiquement la largeur des électrodes est de 60 μm et l'épaisseur de l'espace gazeux de 100 μm . Les diélectriques sont réalisés par un dépôt de couche d'émail de permittivité relative $\epsilon_r = 13$ et d'une épaisseur de 25 μm . La couche de MgO a une épaisseur de l'ordre du micromètre.

Le transport des particules chargées est décrit de façon macroscopique (équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement) et est caractérisé par les paramètres de transport électronique et ionique : vitesse de dérive, coefficient de diffusion, coefficient d'ionisation (directe ou Penning) et de recombinaison.

Ces coefficients de transport sont supposés ne dépendre que du champ électrique local (hypothèse de l'équilibre local) : en un point donné de la cellule et à un instant donné, les coefficients de transport ne dépendent que du champ électrique en ce point et à cet instant. Ces hypothèses permettent d'éviter de décrire le transport des particules chargées par l'équation de Boltzmann, dont la résolution spatio-temporelle ne peut pas être envisagée dans notre cas, en des temps de calculs raisonnables.

Le système de moments de l'équation de Boltzmann que constituent les équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement, fermé par l'hypothèse de l'équilibre local donne une bonne représentation du transport des particules chargées, dans l'hypothèse où les variations relatives, spatiales ou temporelles du champ électrique sur les distances de l'ordre du libre parcours moyen, ou en des temps de l'ordre du temps de vol libre entre deux collisions, sont faibles. Cette hypothèse est réaliste dans le cas d'une cellule de panneau de visualisation à plasma de type alternatif.

Typiquement, le mélange gazeux est à une pression p , de l'ordre de 500 torr, avec une distance interélectrode de 100 μm . L'épaisseur de chute cathodique d_c est de l'ordre de 50 μm , ce qui nous donne un produit pression distance $p \cdot d_c$ de 2.5 cm.torr. Le libre parcours moyen λ est lié à la densité de neutres N (de l'ordre de $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à une pression de 1 torr) et à la section efficace totale des électrons σ (de l'ordre de 10^{-16} cm^2). La relation $\lambda = (N \sigma)^{-1}$ nous donne un libre parcours moyen de l'ordre de 0.3 cm torr, soit un libre parcours moyen petit devant le produit $p d_c$.

La cinétique des espèces excitées (qui participent directement ou indirectement à l'effet Penning) est décrite à l'aide d'équations cinétiques prenant en compte la diffusion de ces particules, leur création (par excitation électronique, dissociation) et leur disparition (désexcitation spontanée, ionisation Penning).

Les particules chargées dérivent et diffusent vers les parois (diélectriques) de la cellule recouvrant les électrodes. Ce bombardement a pour effet :

- 1) de charger les diélectriques
- 2) d'arracher des électrons de la couche de MgO déposée sur le diélectrique, s'il s'agit d'ions.

Ces deux effets sont fondamentaux, puisque le premier (charge du diélectrique – tension mémoire) est à la base même du fonctionnement d'un panneau à courant alternatif et le second (émission secondaire sous l'effet du bombardement ionique) détermine (au même titre que le coefficient d'ionisation du mélange), la tension de claquage de la cellule. Ces deux phénomènes sont bien entendu pris en compte dans le modèle.

Les équations décrivant les phénomènes mentionnés ci-dessus sont intégrées dans le temps (et l'espace). Entre deux pas d'intégration dans le temps, la distribution du champ électrique dans la cellule est recalculée en tenant compte de la tension aux bornes des électrodes (tension d'entretien), de la charge sur les diélectriques et de la densité électronique et ionique dans l'espace gazeux. La figure II.5 présente un schéma simplifié du modèle, mettant en évidence les différents couplages pris en compte. Le modèle est décrit de façon plus détaillée dans la section suivante.

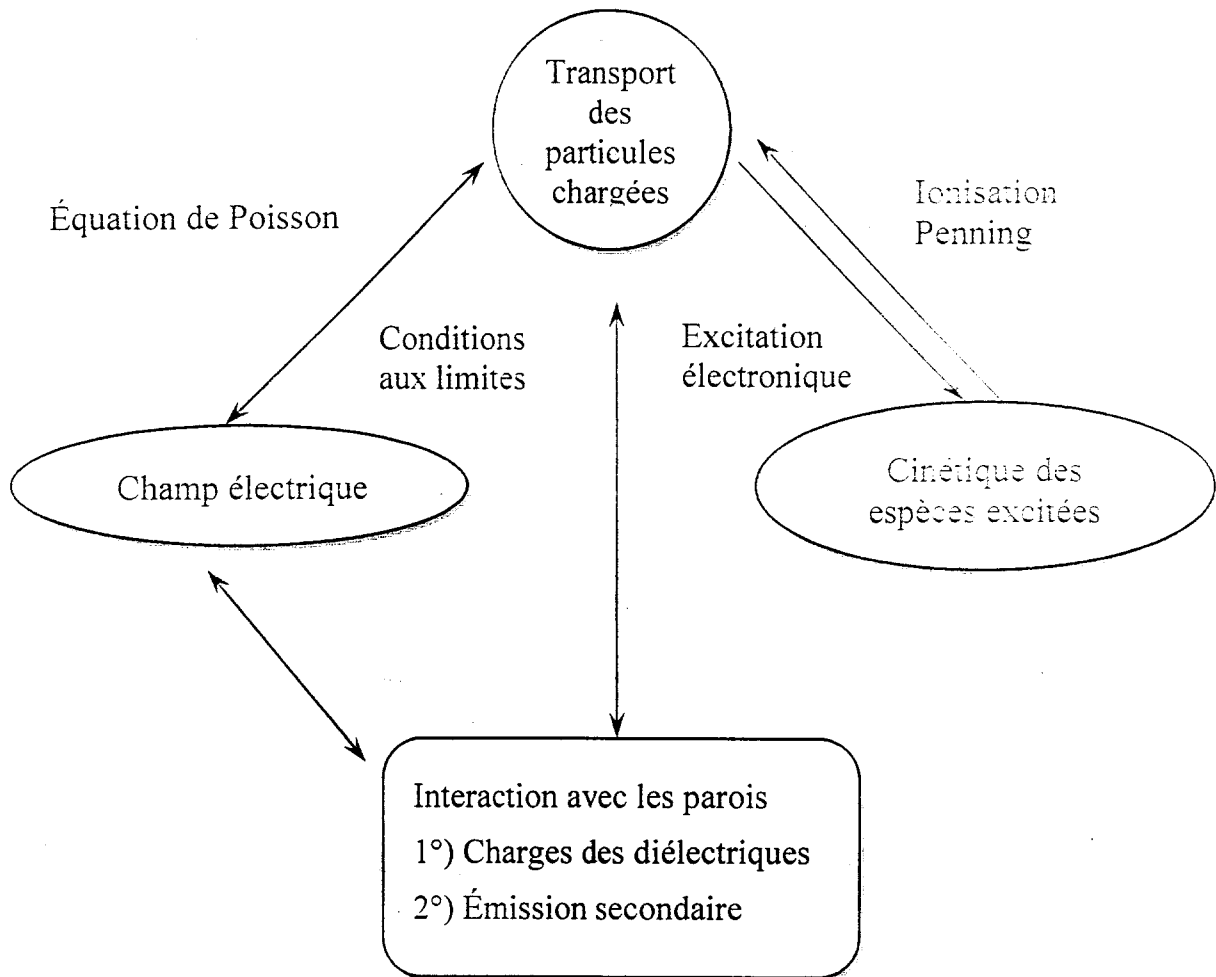


Figure II.5 : Schéma simplifié du modèle.

L'émission de la décharge est obtenue à partir des résultats fournissant les variations spatio-temporelles du champ électrique et de la densité de charge lors d'une impulsion, et en utilisant un modèle radiatif similaire à celui de Nighan [11].

L'émission rouge-orangée du néon est due aux transitions $2p_i (i=1,10) 1s_j (j=2,5)$ (notation de Paschen). Le modèle décrit précédemment donne notamment les variations spatio-temporelles du champ électrique et de la densité électronique pendant l'impulsion. Connaissant les taux d'excitation en fonction du champ électrique, on peut en déduire en intégrant un système d'équations différentielles ordinaires, les variations spatio-temporelles de la population des niveaux $2p$ de l'atome de néon dans la cellule, et par conséquent l'émission lumineuse correspondant à chaque raie, puisqu'on connaît les coefficients d'émission de ces niveaux.

II.3 DESCRIPTION MATHÉMATIQUE DU MODÈLE :

La mise au point du modèle a été faite sur la base de l'article de Sahni et col. [12] .

En utilisant une méthode numérique très différente et plus performante (plus rapide et nécessitant moins d'approximations) que celle de Sahni et Col [12] et Caligarri[82] et Punset [81], nous nous sommes attachés, dans un premier temps à comparer nos résultats à ceux de ces auteurs. Nous avons ensuite commencé à utiliser cette méthode pour étudier de façon systématique les propriétés d'une cellule de panneau à plasma dans un mélange néon-argon, en cherchant à mettre en évidence l'influence de tel ou tel paramètre (tension appliquée au modèle, pression, etc...) sur le fonctionnement de la cellule. Nous présentons dans cette section principalement la partie « élaboration du modèle ». Les premiers résultats de l'étude systématique seront détaillés dans les chapitres suivants.

La mise au point du modèle repose sur :

- l'écriture des équations mathématiques traduisant les propriétés physiques du système.
- la recherche des données de base caractérisant le système.
- l'élaboration de la méthode numérique.

II.3.1 Transport des particules :

Idéalement, le transport des particules devrait être basé sur la résolution de l'équation de Boltzmann. La résolution de cette équation est extrêmement difficile d'un point de vue mathématique et numérique. Une description plus simple du transport des particules chargées a donc été envisagée. La solution adoptée consiste à remplacer l'équation de Boltzmann par un système d'équations constitué des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann : l'équation de continuité et l'équation de transfert de la quantité de mouvement obtenues en intégrant l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses après multiplication par 1 et V respectivement [13][14].

Ce système fini d'équations n'est pas équivalent à l'équation de Boltzmann (il faudrait une infinité d'équations) et doit être fermé par des hypothèses convenables

sur les moments d'ordre supérieur et les termes de collision, telles que l'hypothèse de l'équilibre local.

Les équations décrivant le transport des particules chargées, le champ électrique et la cinétique des espèces excitées peuvent être représentées de la façon suivante.

II.3.1.1 Transport des particules chargées :

Nous considérons donc les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann.

- Équation de continuité des électrons :

$$\frac{\partial n_e(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_e(x,t)V_e(x,t))}{\partial x} = S_e(x,t) \quad (II.1)$$

où $n_e(x,t)$ est la densité électronique, V_e la vitesse moyenne des électrons dans la direction du champ et S_e le nombre d'électrons créés par unité de volume et par unité de temps (terme source de l'équation de continuité électronique). L'expression de ce terme est décrite de façon détaillée dans la suite.

- Équation de transfert de la quantité de mouvement des électrons :

$$n_e(x,t) V_e(x,t) = n_e(x,t) W_e(x,t) - \frac{\partial(n_e(x,t)D_e(x,t))}{\partial x} \quad (II.2)$$

le flux électronique $n_e V_e$ est composé d'un terme de dérive $n_e W_e$ et d'un terme de diffusion $\frac{\partial n_e D_e}{\partial x}$; où W_e est la vitesse de dérive électronique ($W_e = \mu(E).E$ où $\mu(E)$ est la mobilité des électrons) et D_e le coefficient de diffusion.

- Équation de continuité des ions :

$$\frac{\partial n_{pk}(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_{pk}(x,t)V_{pk}(x,t))}{\partial x} = S_{pk}(x,t) \quad (II.3)$$

où n_{pk} désigne la densité des ions de type k (k variant de 1 à 4, correspondant respectivement aux ions Ne^- , Ne_2^- , Ar^+ et Ar_2^+), V_{pk} et S_{pk} représentent respectivement les vitesses moyennes de ces ions, et leur taux de production. Les expressions des taux de production S_e et S_{pk} dépendent directement des réactions détaillées dans la section II.3.

- Équation de transfert de la quantité de mouvement des ions :

$$n_{pk}(x,t) V_{pk}(x,t) = n_{pk}(x,t) W_{pk}(x,t) - \frac{\partial(n_{pk}(x,t) D_{pk}(x,t))}{\partial x} \quad (II.4)$$

où W_{pk} est la vitesse de dérive de l'ion k ($W_{pk} = \mu_{pk}(E) \cdot E$ où μ_{pk} est la mobilité de l'ion de type k), et D_{pk} le coefficient de diffusion correspondant.

II.3.1.2 Équation de Poisson :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{|e|}{\epsilon_0} \left[\sum_{k=1}^4 (n_{pk}(x,t) - n_e(x,t)) \right] \quad (II.5)$$

Cette équation relie le champ électrique E à la charge d'espace dans l'espace interélectrode, où n_{pk} et n_e représentent la densité des particules chargées positivement du type k et la densité électronique respectivement, $e = -1.6 \cdot 10^{-19}$, C est la charge de l'électron et ϵ_0 la permittivité du vide.

II.3.1.3 Transport des particules excitées :

a) États 1s et moléculaires du néon :

- Equation de continuité des particules excitées :

$$\frac{\partial n_{xk}(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_{xk}(x,t) V_{xk}(x,t))}{\partial x} = S_{xk}(x,t) \quad (II.6)$$

l'indice k variant de 1 à 6 correspond respectivement aux particules excitées du néon $Ne(^3p_2)$, $Ne(^3p_1)$, $Ne(^1p_2)$, $Ne_2(1_u)$, $Ne_2(O_u^-)$; n_{xk} est la concentration de la particule de l'espèce k (6 espèces sont prises en compte ; voir section II.4.2). Les taux de production S_{xk} sont liés aux réactions définies dans la section II.4.

- Equation de transfert de la quantité de mouvement des particules excitées :

$$n_{xk}(x,t) V_{xk}(x,t) = - \frac{\partial(n_{xk}(x,t) D_{xk}(x,t))}{\partial x} \quad (II.7)$$

Le flux de particules excitées est bien entendu composé uniquement d'un terme de diffusion.

b) États 2p du néon :

- Equation de continuité des niveaux 2p du néon :

Les équations décrivant le transport des états excités $2p$ du néon s'écrivent ($k=1,10$) :

$$\frac{\partial n_{zk}(x,t)}{\partial t} = S_{zk}(x,t) \quad (\text{II.8})$$

Pour ces derniers, la vitesse de diffusion est négligeable devant la vitesse de formation ou de disparition.

II.3.2 Conditions aux limites :

Le choix des conditions aux limites dans un modèle macroscopique est un problème important ; il n'y a pas de solution exacte à ce problème, car seul un modèle microscopique peut parfaitement prendre en compte la présence des parois.

II.3.2.1 Flux de particules sur les parois :

Le flux de particules de type k , φ_k , sur les parois des diélectriques s'écrit :

$$\varphi_k = a n_k W_k + 0.25 n_k V_{th,k} \quad [12] \quad (\text{II.9})$$

où n_k est la densité de la particule k et W_k sa vitesse de dérive.

Le coefficient a du flux de dérive ($n W$) est égal à 0 pour les particules neutres. Pour les particules chargées, il vaut 0 si la vitesse n'est pas dirigée vers la paroi du diélectrique et 1 dans le cas contraire. Le second terme de l'équation précédente est le terme classique du flux sur une paroi dû à l'agitation thermique (V_{th} étant la vitesse d'agitation thermique de la particule considérée).

Notons que de nombreux modèles (C. Lanza [15], F. M. Lay et col [16], C. Lanza et col [17], O. Sahni et Col [12] etc ...) imposent des densités de particules chargées nulles sur les parois.

II.3.2.2 Emission secondaire :

Le flux d'électrons secondaires est émis par la couche de MgO déposée sur la face interne de la couche d'isolant recouvrant chacune des électrodes. Lorsque celle-ci est bombardée par les espèces ioniques et neutres présentes dans le mélange gazeux, le flux s'écrit :

$$|\varphi|_e \text{ (paroi)} = \sum_{k=1}^4 (\gamma_{pk} |\varphi_{pk}|)_{\text{(paroi)}} + \sum_{k=1}^6 (\gamma_{xk} |\varphi_{xk}|)_{\text{(paroi)}} \quad (\text{II.10})$$

où φ_e est le flux électronique émis, φ_{p1} , φ_{p2} , φ_{p3} , φ_{p4} , φ_{x1} , φ_{x2} , φ_{x3} , φ_{x4} , φ_{x5}

et ϕ_{x6} sont respectivement les flux à la cathode des ions atomiques et moléculaires du néon, des ions atomiques et moléculaires de l'argon, des états atomiques (1_{s5}), (1_{s4}) et (1_{s2}) et des états moléculaires (1_u), (O_u^+) et (O_u^-) excités du néon: γ_{p1} , γ_{p2} , γ_{p3} , γ_{p4} , γ_{x1} , γ_{x2} , γ_{x3} , γ_{x4} , γ_{x5} et γ_{x6} sont leurs coefficients d'émission secondaire respectifs.

Notons que le flux d'électrons émis est considéré comme nul si la vitesse électronique est dirigée vers la paroi et équivaut à la quantité donnée par l'équation précédente (II.10) dans le cas contraire.

II.3.2.3 Relation entre les différentes tensions de la cellule en liaison avec la charge des diélectriques :

On considère le circuit électrique équivalent de l'ensemble diélectrique - espace gazeux, constitué des capacités de deux diélectriques C_{w1} et C_{w2} en série avec la capacité C_g de l'espace gazeux en l'absence de décharge.

$$V_a(t) = V_g(t) \left(1 + \frac{C_g}{C_{equ}} \right) - \frac{C_g}{C_{equ}} \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^d \int_0^d J(x, t) dx dt \quad (II.11)$$

cette relation (voir Annexe I) lie la tension d'entretien V_3 (« sustaining voltage », tension appliquée sur les électrodes) et tension aux bornes de l'espace gazeux V_g (voir figure II.4) à la charge accumulée sur la capacité équivalente des capacités C_{w1} et C_{w2} en série. La tension aux bornes de l'espace gazeux est elle-même liée au champ électrique, donc à la charge d'espace, par la relation :

$$V_g(t) = - \int_0^d E(x, t) dx \quad (II.12)$$

II. 4 REACTIONS PRISES EN COMPTE ET TERMES SOURCES DES EQUATIONS DE TRANSPORT :

Dans cette section, nous allons présenter l'ensemble des réactions prises en compte pour la description des phénomènes physico-chimiques qui ont lieu dans la cellule, ainsi que la formulation mathématique de ces réactions (termes sources). Pour ceci, nous allons commencer par décrire ces réactions (section II.4.1) afin de mieux comprendre la signification des termes présents dans la formulation des termes sources des différentes particules mises en jeu, qui sont donnés dans la section II.4.2.

II.4.1 Réactions prises en compte :

Les réactions prises en compte mettant en jeux les électrons, les ions et les particules neutres excitées sont représentées dans les tableaux II.1 et II.2. Les coefficients cinétiques correspondant aux réactions du tableau II.1 sont donnés dans la section II.5. Le tableau II.1 donne les réactions d'excitation et d'ionisation directe des atomes de néon par les électrons. Il est particulièrement important de connaître les taux de production des espèces excitées et principalement ceux des métastables de néon responsables de l'ionisation Penning (ionisation de l'argon par impact avec des métastables de néon).

Réactions	Symbole	Signification du symbole
1- $e + Ne \rightarrow e + e + Ne^+$	α	Coefficient d'ionisation
2- $e + Ne \rightarrow e + Ne(1s_5)$	α_{x1}	Coefficient d'excitation
3- $e + Ne \rightarrow e + Ne(1s_4)$	α_{x2}	Coefficient d'excitation
4- $e + Ne \rightarrow e + Ne(1s_2)$	α_{x3}	Coefficient d'excitation

Tableau II.1 : Table des réactions d'ionisation et d'excitation directe dans le mélange néon argon.

Les coefficients α , α_{x1} , α_{x2} et α_{x3} (en cm^{-1}) représentent les coefficients de production des états $1s$, incluant toutes les cascades des niveaux excités d'ordre supérieur, qui en se désexcitant donnent naissance à l'un des trois états $1s$ (notation de Paschen) de l'atome de néon.

Le tableau II.2 décrit les réactions conduisant à la formation d'ions d'argon par collisions des espèces excitées avec les atomes d'argon dans leur état fondamental (ionisation Penning). les réactions à trois corps qui entraînent la formation d'ions moléculaires et de molécules excitées du néon, les réactions à deux corps qui couplent entre eux les différents états excités $1s$ du néon par transfert d'excitation, la recombinaison électron-ion moléculaire, la désexcitation radiative et la dissociation radiative d'états excités moléculaires de néon.

IONISATION PENNING				réf
1-	$\text{Ne}(1s_5) + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^- + e + \text{Ne}$	$k_1 = 1.01 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	(18)	
2-	$\text{Ne}(1s_4) + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + e + \text{Ne}$	$k_2 = 1.01 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	(12)	
3-	$\text{Ne}(1s_2) + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + e + \text{Ne}$	$k_3 = 1.01 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	(12)	
4-	$\text{Ne}_2(1u) + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + e + 2\text{Ne}$	$k_4 = 1.01 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	(12)	
5-	$\text{Ne}_2(\text{O}_u^-) + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + e + 2\text{Ne}$	$k_5 = 1.01 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	(12)	
REACTIONS A TROIS CORPS				réf
6-	$\text{Ne}^+ + 2\text{Ne} \rightarrow \text{Ne}_2^+ + \text{Ne}$	$k_6 = 4.4 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	(12)	
7-	$\text{Ar}^+ + \text{Ar} + \text{Ne} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{Ne}$	$k_7 = 3.0 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	(19)	
8-	$\text{Ne}(1s_5) + 2\text{Ne} \rightarrow \text{Ne}_2(1u) + \text{Ne}$	$k_8 = 2.5 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	(20)	
9-	$\text{Ne}_2(1s_5) + 2\text{Ne} \rightarrow \text{Ne}_2(\text{O}_u^-) + \text{Ne}$	$k_9 = 2.5 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	(20)	
10-	$\text{Ne}_2(1s_4) + 2\text{Ne} \rightarrow \text{Ne}_2(\text{O}_u^+) + \text{Ne}$	$k_{10} = 4.8 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	(21)	
REACTION A DEUX CORPS				réf
11-	$\text{Ne}(1s_5) + \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}(1s_4) + \text{Ne}$	$k_{11} = 3.4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	(20)	
12-	$\text{Ne}(1s_4) + \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}(1s_5) + \text{Ne}$	$k_{12} = 4.2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	(20)	
13-	$\text{Ne}(1s_2) + \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}(1s_4) + \text{Ne}$	$k_{13} = 1.7 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	(21)	
RECOMBINAISON				réf
14-	$e + \text{Ne}_2^+ \rightarrow 2\text{Ne}$	$k_{11} = 2.2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	(22)	
15-	$e + \text{Ar}_2^+ \rightarrow 2\text{Ar}$	$k_{12} = 6.7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	(22)	
DÉSEXCITATION RADIATIVE				réf
1-	$\text{Ne}(1s_2) \rightarrow \text{Ne} + h\nu(736 \text{ \AA})$	$V_1 = 6.6 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$	(23)	
2-	$\text{Ne}(1s_4) \rightarrow \text{Ne} + h\nu(743 \text{ \AA})$	$V_2 = 4.8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	(23)	
DISSOCIATION RADIATIVE				réf
3-	$\text{Ne}_2(\text{O}_u^+) \rightarrow 2\text{Ne} + h\nu$	$V_3 = 3.6 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$	(24)	
4-	$\text{Ne}_2(1u) \rightarrow 2\text{Ne} + h\nu$	$V_4 = 1.96 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	(21)	

Tableau II.2 : Tables des réactions dans le mélange néon argon

Les symboles représentent les coefficients cinétiques associés à ces réactions, ainsi que leurs valeurs numériques sont également données dans ce tableau.

Notons, en ce qui concerne les réactions de désexcitation radiatives, que le

photon émis en un point lors d'une désexcitation peut être absorbé en un autre endroit de la décharge et exciter un atome de néon qui pourra par la suite effectuer une ionisation Penning. Ces mécanismes de transfert d'excitation conduisent à un « délocalisation » de l'ionisation Penning (voir section II.4.2.2). Ces phénomènes sont pris en compte dans les calculs.

Nous ne justifierons pas ici, la prise en compte des réactions du tableau II.2. Ce jeu de réactions a été déterminé par Sahni et Col [12]. Notre premier objectif dans l'élaboration du modèle était de retrouver les résultats de cet article. il était par conséquent nécessaire d'utiliser les mêmes données de base. Il est d'autre part vraisemblable que ce jeu de réactions puisse être simplifié sans nuire aux résultats de façon significative.

1- $e + Ne \rightarrow e + Ne(2p_i)$	ν_{zi} ($i=1,10$)	Fréquence d'excitation (s^{-1})
2- $Ne(2p_i) \rightarrow Ne(1s_j) + h\nu$	A_{ij} ($i=1,10$) ; ($j=2,5$)	Coefficient d'Einstein (s^{-1})
2- $Ne(2p_i)+Ne \rightarrow Ne(2p_j) + Ne$	k_{ij} ($i=1,10$) ; ($j=1,10$)	Coefficient de transition intramultiplet ($cm^3 s^{-1}$)
4- $Ne(2p_i)+Ne \rightarrow \sum_{j=2}^5 Ne(1s_j) + Ne$	k_{zi} ($i=1,10$)	Coefficient de transition intermultiplet total ($cm^3 s^{-1}$)

Tableau II.3 : Table des réactions caractérisant les niveaux 2p du néon.

Pour les caractéristiques émissives de la cellule, dues essentiellement à la désexcitation radiative des niveaux 2p du néon, nous avons représenté sur le tableau II.3 les différentes réactions prises en compte qui sont à l'origine de la production ou la disparition de la population de ces niveaux. Ces derniers sont essentiellement produits par excitation électronique des atomes de néon dans leur état fondamental ; la désexcitation radiative de ces derniers, qui est à l'origine de la lumière émise, est quantifiée par le coefficient d'Einstein relatif à chaque raie considérée. Les transitions intramultiplets de ces niveaux, qui contribuent au couplage des niveaux 2p entre eux par transfert d'excitation et les réactions intermultiplets, entraînent la diminution de la population des niveaux 2p au profit des niveaux 1s.

Les réactions énumérées dans cette section sont données avec les symboles relatifs à chaque réaction afin de pouvoir situer le rôle de chacune des particules dans

l'expression des termes sources de l'équation de continuité de chacune des particules.

II.4.2 Termes sources des équations de transport :

Les termes S_e , S_{pk} , S_{xk} et S_{zk} sont les termes sources correspondant à chaque type de particule. Ils représentent le taux net d'apparition de ce type de particule : ils s'écrivent :

II.4.2.1 Termes sources des particules chargées :

- électrons

$$S_e = \alpha n_e V_e + (k_1 n_{x1} + k_2 n_{x2} + k_3 n_{x3} + k_4 n_{x4} + k_5 n_{x5}) n_{Ar} - n_e (k_{14} n_{p2} + k_{15} n_{p4}) \quad (\text{II.13})$$

- ions atomiques de néon :

$$S_{p1} = \alpha n_e V_e - k_6 n_{p1} (n_{Ne})^2 \quad (\text{II.14})$$

- ions moléculaires de néon :

$$S_{p2} = k_6 n_{p1} (n_{Ne})^2 - k_{14} n_e n_{p2} \quad (\text{II.15})$$

- ions atomiques d'argon :

$$S_{p3} = n_{Ar} (k_1 n_{x1} + k_2 n_{x2} + k_3 n_{x3} + k_4 n_{x4} + k_5 n_{x5}) - k_7 n_{p3} n_{Ne} n_{Ar} \quad (\text{II.16})$$

- ions moléculaires d'argon :

$$S_{p4} = k_7 n_{p3} n_{Ne} n_{Ar} - k_{15} n_e n_{p4} \quad (\text{II.17})$$

Où n_e , n_{p1} , n_{p2} , n_{p3} , n_{p4} , n_{Ne} et n_{Ar} représentent respectivement les concentrations des électrons, des ions atomiques et moléculaires de néon, des ions atomiques et moléculaires d'argon, et des atomes neutres de néon et d'argon, V_e est la vitesse moyenne des électrons dans la direction du champ électrique. Les différents taux de réaction k_1 à k_5 sont définis dans le tableau II.2, où figurent toutes les réactions prises en compte dans les calculs. Le coefficient α présent dans le terme source électronique S_e et dans le terme source des ions atomiques du néon S_{p1} représente le premier coefficient d'ionisation de Townsend du néon qui est donné dans la section II.5. Notons que dans les calculs, ces taux d'ionisation ne sont supposés non nuls que si le sens du flux électronique est le même que celui de la vitesse de dérive électronique ; dans le cas contraire (vitesse de diffusion supérieure à

la vitesse de dérive et de sens opposé) où les électrons perdent de l'énergie en remontant le champ électrique, nous considérons que ceux-ci ne peuvent pas effectuer de collisions ionisantes.

II.4.2.2 Termes sources des états excités 1s et moléculaires du néon :

Dans les équations ci-dessous, sont inclus les taux d'excitation de trois niveaux du néon, produits par excitation directe (collision électron-néon). Les coefficients α_{x1} , α_{x2} et α_{x3} (présents dans la formulation des termes sources des particules neutres) représentent respectivement les coefficients de production des états excités $1s_5$, $1s_4$ et $1s_2$ (notation de Paschen) de l'atome de néon par impact électronique. Les termes sources des espèces excitées s'écrivent :

- Atome excité de néon Ne ($1s_5$) :

$$S_{x1} = \alpha_{x1} V_e n_e + k_{12} n_{x2} n_{Ne} - n_{x1} (k_1 n_{Ar} + k_8 (n_{Ne})^2 + k_9 (n_{Ne})^2 + k_{11} n_{Ne}) \quad (II.18)$$

- Atome excité de néon Ne($1s_4$) :

$$\begin{aligned} S_{x2} &= \alpha_{x2} V_e n_e + n_{Ne} (k_{11} n_{x1} + k_{13} n_{x3}) \\ &- n_{x2} (k_2 n_{Ar} + k_{10} (n_{Ne})^2 + k_{12} n_{Ne}) \\ &- v_2 n_{x2} - v_2 \int_0^d n_{x2}(\gamma) G(|y-x|) dy \end{aligned} \quad (II.19)$$

- Atome excité de néon Ne ($1s_2$) :

$$\begin{aligned} S_{x3} &= \alpha_{x3} V_e n_e - n_{x3} (k_3 n_{Ar} + k_{13} n_{Ne}) \\ &- v_1 n_{x3} - v_1 \int_0^d n_{x3}(\gamma) G(|y-x|) dy \end{aligned} \quad (II.20)$$

- Molécule excitée de néon $Ne_2(1_u)$:

$$S_{x4} = k_8 n_{x1} (n_{Ne})^2 - k_4 n_{x4} n_{Ar} - v_4 n_{x4} \quad (II.21)$$

- Molécule excitée de néon $Ne_2(O_u^-)$:

$$S_{x5} = k_9 n_{x1} (n_{Ne})^2 - k_5 n_{x5} n_{Ar} \quad (II.22)$$

- Molécule excitée de néon $Ne_2(O_u^+)$:

$$S_{x6} = k_{10} n_{x2} (n_{Ne})^2 - v_3 n_{x6} \quad (II.23)$$

où n_{x1} , n_{x2} , n_{x3} , n_{x4} , n_{x5} et n_{x6} représentent respectivement les concentrations des particules excitées $Ne(1s_5)$, $Ne(1s_4)$, $Ne(1s_2)$, $Ne_2(1u)$, $Ne_2(O_u^-)$ et $Ne_2(O_u^-)$. Les différentes valeurs des constantes présentes dans ces termes sources sont définies dans le tableau II.2.

L'intensité des photons emprisonnés est caractérisée par la fonction $G(|y-x|)$, qui représente la probabilité définie par Holstein [25] [26] pour que les radiations émises en un point (y) puissent être adsorbées en (x) ; elle s'écrit :

$$G(|y-x|) = \frac{1}{6} (\pi k_a)^{-1/2} (|y-x|)^{-3/2} \quad (II.24)$$

Où k_a , le coefficient d'absorption au centre de la décharge, est estimé à $1.275 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ pour les deux états résonants du néon. La population de métastables de type $Ne(1s_3)$, dont la contribution est faible devant celle des autres niveaux n'a pas été prise en compte directement. Pour la simplicité des calculs, la contribution de ce dernier a été incluse dans celle du plus important des états excités du néon ($Ne(1s_5)$).

II.4.2.3 Termes sources des états excités 2p du néon :

Le terme source des dix états excités 2p du néon ($2p_1$ à $2p_{10}$) s'écrivent respectivement :

$$S_{z1} = V_{z1} n_e - (A_{1,2} + A_{1,4}) n_{z1} - k_{z1} n_{z1} n_{Ne} \quad (II.25)$$

$$S_{z2} = V_{z2} n_e - (A_{2,2} + A_{2,3} + A_{2,4} + A_{2,5}) n_{z2} - (k_{2,4} + k_{z2}) n_{z2} n_{Ne} \quad (II.26)$$

$$S_{z3} = V_{z3} n_e + (k_{4,3} n_{z4} + k_{5,3} n_{z5}) n_{Ne} - (A_{3,2} + A_{3,4}) n_{z3} - (k_{3,4} + k_{3,5}) n_{z3} n_{Ne} \quad (II.27)$$

$$S_{z4} = V_{z4} n_e + (k_{2,4} n_{z2} + k_{3,4} n_{z3} + k_{5,4} n_{z5}) n_{Ne} - (A_{4,2} + A_{4,4} + A_{4,5}) n_{z4} - (k_{4,3} + k_{4,5} + k_{4,7}) n_{z4} n_{Ne} \quad (II.28)$$

$$S_{z5} = V_{z5} n_e + (k_{3,5} n_{z3} + k_{4,5} n_{z4}) n_{Ne} - (A_{5,2} + A_{5,3} + A_{5,4} + A_{5,5}) n_{z5} - (k_{5,3} + k_{5,4} + k_{5,7}) n_{z5} n_{Ne} \quad (II.29)$$

$$S_{z6} = V_{z6} n_e + k_{7,6} n_{z7} n_{Ne} - (A_{6,2} + A_{6,4} + A_{6,5}) n_{z6}$$

$$- (k_{6,7} + k_{6,8}) n_{z6} n_{Ne} \quad (II.30)$$

$$S_{z7} = V_{z7} n_e + (k_{4,7} n_{z4} + k_{5,7} n_{z5} + k_{6,7} n_{z6}) n_{Ne} \\ - (A_{7,2} + A_{7,3} + A_{7,4} + A_{7,5}) n_{z7} \\ - (k_{7,6} + k_{7,8} + k_{7,9}) n_{z7} n_{Ne} \quad (II.31)$$

$$S_{z8} = V_{z2} n_e + (k_{6,8} n_{z6} + k_{7,8} n_{z5} + k_{9,8} n_{z9}) n_{Ne} \\ - (A_{8,2} + A_{8,4} + A_{8,5}) n_{z8} - (k_{8,9} + k_{8,10}) n_{z8} n_{Ne} \quad (II.32)$$

$$S_{z9} = V_{z2} n_e + (k_{7,9} n_{z9} + k_{8,9} n_{z8} + k_{10,9} n_{z10}) n_{Ne} \\ - A_{9,5} n_{z9} - (k_{9,8} + k_{9,10} + k_{z9}) n_{z9} n_{Ne} \quad (II.33)$$

$$S_{z10} = V_{z2} n_e + (k_{8,10} n_{z8} + k_{9,10} n_{z9}) n_{Ne} \\ - (A_{10,2} + A_{10,3} + A_{10,4} + A_{10,5}) n_{z10} \\ - (k_{10,9} + k_{z10}) n_{z10} n_{Ne} \quad (II.34)$$

Le terme S_{z_i} représente le taux d'apparition et de disparition de la particule du type i , V_{z_i} est la fréquence d'excitation de ce type de particule. Le coefficient d'Einstein $A_{i,j}$ représente le taux de disparition par désexcitation spontanée de la particule de type i , du niveau $2p_i$ vers le niveau $1s_j$, le coefficient $k_{i,j}$ représente le taux de réaction intramultiplet lors de la transition du niveau $2p_i$ vers le niveau $2p_j$ et enfin le coefficient k_{z_i} représente le taux de réaction total lors de toutes les transitions intermultiplet du niveau $2p_i$ vers les niveaux $1s_j$.

II.5 DONNEES DE BASE :

Les données de base du modèle sont liées d'une part aux coefficients de transport électronique et ionique, et d'autre part aux coefficients cinétiques des réactions entre espèces excitées.

II.5.1 Coefficients de transport des particules chargées :

En ce qui concerne les coefficients de transport électronique et ionique, le modèle que nous utilisons (voir section II.3) nécessite la connaissance des mobilités (vitesse de dérive), des coefficients de diffusion, d'ionisation (directe et Penning) et de recombinaison des particules chargées dans le mélange. Aux pressions auxquelles

fonctionne le panneau à plasma, il y a formation d'ions moléculaires de gaz rare (Ne_2^+ et Ar_2^+) qui doivent donc être pris en compte dans les calculs.

II.5.1.1 Ionisation directe :

Le coefficient α présent dans le terme source électronique S_e et le terme source des ions atomiques de néons S_{p_1} représente le premier coefficient d'ionisation de Townsend du néon qui est donné dans le cas du néon pur [27] par :

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left[B \left(\frac{E}{p} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II.35})$$

$$A = 8.2 \text{ cm}^{-1} \text{ torr}^{-1} \quad B = 17 \text{ V}^{-1/2} \text{ cm}^{1/2} \text{ torr}^{1/2}$$

où p est la pression en torr, E le champ électrique en V/cm et A et B des constantes. Le fait de prendre comme premier coefficient d'ionisation celui du néon pur n'introduit qu'une faible erreur, dans la mesure où la proportion d'argon ne dépasse pas 1% et que la probabilité que l'ionisation directe de l'argon ait lieu reste très faible [28].

II.5.1.2 Mobilités :

La vitesse de dérive s'écrit $W_i = s \mu_i E$ où μ_i est la mobilité de la particule de type i et s un paramètre qui vaut 1 pour les particules chargées positivement et -1 pour les électrons et les particules chargées négativement. La valeur de la mobilité électronique a été tirée de l'article de Sahni [12].

- Electrons :

$$\mu_e p = \frac{4.10^7}{25.6 + |E/p|} \quad \text{pour } 0 < |E/p| < 30 \text{ V cm}^{-1} \text{ torr}^{-1} \quad (\text{II.36})$$

$$\mu_e p = \frac{3.9.10^6}{\sqrt{|E/p|}} \quad \text{pour } |E/p| \geq 30 \text{ V cm}^{-1} \text{ torr}^{-1} \quad (\text{II.37})$$

où p est la pression en torr et E le champ électrique en V/cm. Le produit $\mu_e p$ est exprimé en $\text{cm}^2 \text{ torr V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

- Ions atomiques du néon :

$$\mu_{p1} E = \frac{a_0}{\left(1 + a_1 \left(\frac{E}{p}\right)^2 + a_2 \left(\frac{E}{p}\right)^4\right)^{0.125}} \quad (\text{II.38})$$

$$\begin{aligned} a_0 &= 3399.1 \text{ cm}^2 \text{ torr V}^{-1} \text{ s}^{-1} & a_1 &= 9.66 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ torr}^2 \text{ V}^{-2} \\ a_2 &= 2.9 \cdot 10^{-6} \text{ torr}^4 \text{ V}^{-4} \end{aligned}$$

- Ions moléculaires du néon et ions atomiques et moléculaires de l'argon :

$$\mu_{p1,2,3} p = b_0 \frac{1 + b_1 \left(\frac{E}{p}\right)^2}{\left(1 + b_2 \left(\frac{E}{p}\right)^2 + b_3 \left(\frac{E}{p}\right)^4\right)^{0.25}} \quad (\text{II.39})$$

$$\begin{aligned} b_0 &= 5127.9 \text{ cm}^2 \text{ torr V}^{-1} \text{ s}^{-1} & b_1 &= 1 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ torr}^2 \text{ V}^{-2} \\ b_2 &= 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^4 \text{ torr}^2 \text{ V}^{-2} & b_3 &= 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^4 \text{ torr}^4 \text{ V}^{-4} \end{aligned}$$

Nous avons supposé que $\mu_{p2} = \mu_{p3}$ puisque les ions atomiques d'argon ont la même masse que les ions moléculaires de néon. La même valeur n'a été prise que pour les ions moléculaires d'argon car, pour les atomes lourds tels que l'argon, la mobilité est approximativement constante et indépendante du type d'ion [29].

II.5.1.3 Coefficients de diffusion :

Le coefficient de diffusion électronique est calculé en prenant une énergie électronique de un électron-volt ; pour les différents ions, le coefficient de diffusion pour une température T de 300K est donné par la relation : $\mu = 1.15 \cdot 10^4 D/T$, qui donne la mobilité μ (en $\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$) en fonction du coefficient de diffusion D (en $\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$) et de la température T (en °K) (Beaty [29]). Nous avons pris un coefficient de diffusion nul pour la plupart des particules non chargées et notamment pour les niveaux radiatifs du néon ($D_{x2} = D_{x3} = D_{x4} = D_{x6} = 0$). La valeur du coefficient de diffusion de l'état $\text{Ne}(1s_5)$ du néon (D_{x1}) et de l'état moléculaire $\text{Ne}_2(\text{O}_u^-)$ du néon (D_{x5}) sont pris tels que [20] $p D_{x1} = p D_{x5} = 181$ (en $\text{cm}^2 \text{ torr s}^{-1}$), où p est la pression du gaz exprimée en torr. Cette approximation est justifiée par le fait que le taux de

métastables perdu par diffusion est très faible devant celui perdu par collision.

II.5.2 Cinétique des états excités :

Des valeurs théoriques existent pour le rapport du taux d'excitation total sur le taux d'ionisation [30]. Soit α_{xt} le taux d'excitation total, sachant que tous les niveaux excités d'ordre supérieur se désexcitent pour donner naissance à l'un de ces trois états $1s$ [31], on peut considérer pour simplifier les calculs que $\alpha_{xt} = \alpha_{x1} + \alpha_{x2} + \alpha_{x3}$. On suppose que les rapports α_{x1}/α_{xt} , α_{x2}/α_{xt} et α_{x3}/α_{xt} sont indépendants de E/p et ont pour valeur 0.27, 0.19 et 0.54, respectivement [12] [13]. La figure II.6 montre la valeur du rapport du taux d'excitation total sur le taux d'ionisation (α_{xt}/α) en fonction du champ électrique réduit (E/p). Ces hypothèses ont été utilisées par Sahni et col. Nous les avons également utilisées dans nos calculs d'une part parce qu'elles sont réalistes et d'autre part pour pouvoir confronter nos résultats à ceux de Sahni et Lanza.

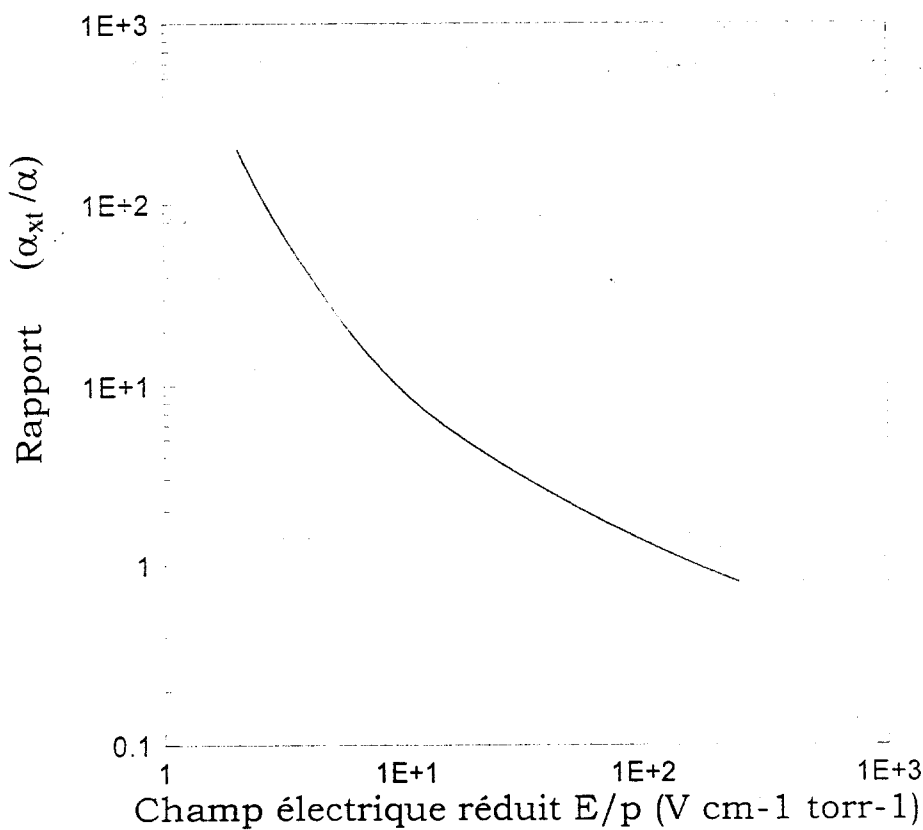


Figure II.6 : Rapport du coefficient d'excitation total α_{xt} et du coefficient d'ionisation directe α en fonction du champ électrique réduit E/p dans le néon.

II.5.3 Emission secondaire :

Le coefficient d'émission secondaire γ est pris égal à 0.5 pour les ions atomiques et moléculaires du néon, 0.05 pour les ions atomiques et moléculaires de l'argon [12]. γ_{X1} et γ_{X5} étant pris arbitrairement comme égaux à celui du néon. L'émission secondaire due aux espèces excitées du néon $Ne(1s_4)$, $Ne(1s_2)$, $Ne_2(1s_u)$, $Ne_2(O_u^+)$, n'a pas été prise en compte car leur contribution est très faible devant celle des autres espèces et par conséquent n'influe pas sur les résultats.

II.5.4 Emission lumineuse :

Le calcul de l'émission de lumière est fait de manière totalement découplé du calcul des caractéristiques électriques internes et externes de la cellule.

État	2p ₁	2p ₂	2p ₃	2p ₄	2p ₅	2p ₆	2p ₇	2p ₈	2p ₉	2p ₁₀
Seuil (eV)	18.97	18.73	18.71	18.70	18.69	18.64	18.61	18.58	18.56	18.38
Energie (eV)	Sections efficaces (10^{-20} cm^2)									
18.6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	46
20	—	—	—	—	—	—	—	—	—	18
22	86	18	9	44	24	40	23	46	36	26
24	113	20	12	48	28	49	25	51	51	29
28	153	25	14	55	27	63	28	56	53	33
30	172	27	15	59	27	66	29	56	53	33
32	181	28	15	61	27	69	29	58	51	33
36	202	28	16	65	26	73	31	59	48	33
40	214	29	17	68	25	75	31	60	44	32
50	218	28	18	73	24	78	31	59	37	29
60	210	27	17	73	22	76	30	57	31	26
80	181	25	17	70	19	69	28	49	22	21
100	157	23	15	64	16	61	24	41	18	17
120	136	21	14	57	14	52	22	35	13	13
140	121	19	13	50	13	45	20	29	12	10
160	106	17	12	47	12	40	18	24	10	8
180	96	16	11	43	12	38	16	20	8	6
200	90	15	11	40	12	36	14	17	6	5

Tableau II.4 Sections efficaces d'excitation des états 2p du néon [33]

La détermination de la variation des fréquences d'excitation des dix niveaux 2p de l'atome de néon par collision électron-atome en fonction du champ électrique réduit E/N requiert la connaissance de la fonction de distribution en énergie des électrons. L'utilisation des sections efficaces électroniques d'excitation de chacun de ces dix

niveaux radiatifs $Ne(2p_j)$, de Sharpton et col [33] (Tableau II.4) permet de déterminer ces fréquences d'excitation.

Nous avons utilisé, pour le calcul des fonctions de distribution électronique, le programme de résolution de l'équation de Boltzmann dans les mélanges gazeux en régime hydrodynamique élaboré au Centre de Physique Atomique de Toulouse. La méthode de calcul a été développée et testée dans divers travaux effectués au CPAT [34] [35]. Les fréquences d'excitation de chacun des dix niveaux obtenues en fonction du champ électrique réduit E/N sont représentées sur la figure II.7.

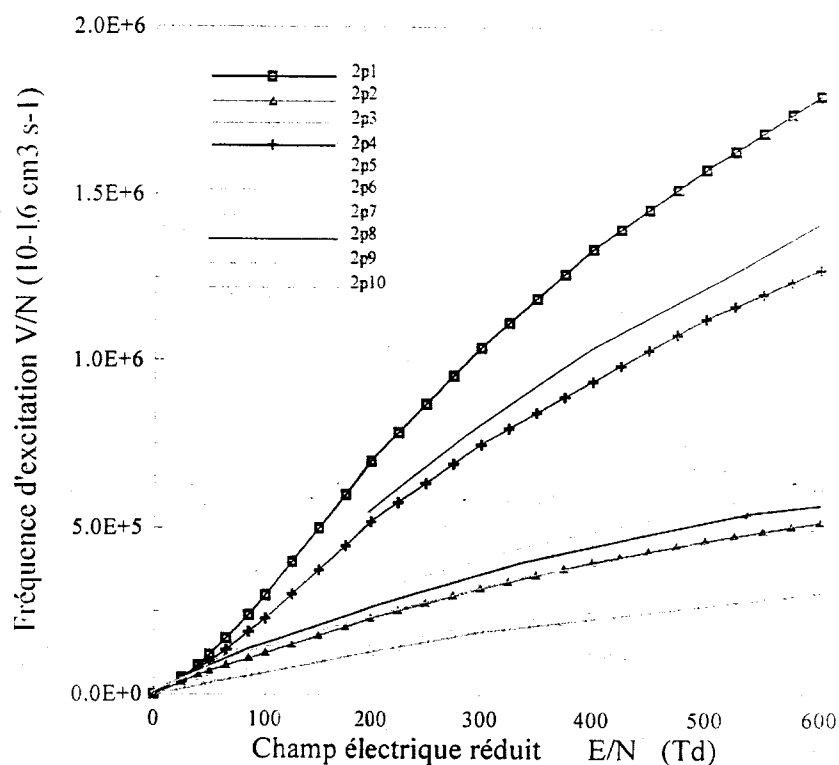


Figure II.7 : Variation des taux d'excitations des niveaux 2p du néon en fonction du champ électrique (les valeurs de la fréquence d'excitation du niveau 2p₁ sont divisées par deux).

Le tableau II.5 donne les coefficients d'Einstein $A_{i,j}$ (probabilité de transition absolue) des trente transitions des niveaux 2p vers les niveaux 1s de l'atome de néon considérées. La longueur d'onde du photon émis est aussi reportée sur ce tableau.

Notons que la probabilité de transition la plus importante des niveaux 2p est celle qui émet sur 585, 249 nm correspondant à la transition 2p₁-1s₂.

Transition $2p_i \rightarrow 1s_j$	Coefficient d'Einstein $A_{i,j} (s^{-1})$	Longueur d'onde (nm)	Réf.	Transition $2p_i \rightarrow 1s_j$	Coefficient d'Einstein $A_{i,j} (s^{-1})$	Longueur d'onde (nm)	Réf.
$2p_1 \rightarrow 1s_2$	$68.2 \cdot 10^6$	585.249	(36)	$2p_6 \rightarrow 1s_2$	$19.32 \cdot 10^6$	696.947	(14)
$1s_4$	$0.9 \cdot 10^6$	540.056	"	$1s_4$	$4.21 \cdot 10^6$	630.479	"
				$1s_5$	$29.11 \cdot 10^6$	614.306	"
$2p_2 \rightarrow 1s_2$	$21.72 \cdot 10^6$	659.895	(37)				
$1s_3$	$13.54 \cdot 10^6$	616.359	"	$2p_7 \rightarrow 1s_2$	$2.32 \cdot 10^6$	702.409	"
$1s_4$	$5.15 \cdot 10^6$	603.	"	$1s_3$	$11.58 \cdot 10^6$	653.288	"
$1s_5$	$10.1 \cdot 10^6$	588.190	"	$1s_4$	$36.05 \cdot 10^6$	638.299	"
				$1s_5$	$6.55 \cdot 10^6$	621.728	"
$2p_3 \rightarrow 1s_2$	$0.29 \cdot 10^6$	665.209	(36)				
$1s_4$	$60.3 \cdot 10^6$	607.434	"	$2p_8 \rightarrow 1s_2$	$3.42 \cdot 10^6$	717.394	"
			"	$1s_4$	$32.05 \cdot 10^6$	650.650	"
$2p_4 \rightarrow 1s_2$	$23.13 \cdot 10^6$	667.828	(38)	$1s_5$	$17.16 \cdot 10^6$	633.443	"
$1s_4$	$17.07 \cdot 10^6$	609.616	"				
$1s_5$	$10.3 \cdot 10^6$	594.483	"	$2p_9 \rightarrow 1s_5$	$45.87 \cdot 10^6$	640.225	"
$2p_5 \rightarrow 1s_2$	$22.66 \cdot 10^6$	671.704	(37)				
$1s_3$	$24.27 \cdot 10^6$	626.650	"	$2p_{10} \rightarrow 1s_2$	$0.114 \cdot 10^6$	808.246	"
$1s_4$	$0.667 \cdot 10^6$	612.845	"	$1s_3$	$2.43 \cdot 10^6$	743.890	"
$1s_5$	$4.48 \cdot 10^6$	597.553	"	$1s_4$	$9.66 \cdot 10^6$	724.517	"
				$1s_5$	$25.82 \cdot 10^6$	703.241	"

Tableau II.5 : Probabilités de transition $2p_1 \rightarrow 1s_2$ du néon.

Nous donnons enfin les coefficients $k_{i,j}$ des transitions intramultiplets des niveaux 2p considérés sur le tableau II.6. La désexcitation collisionnelle des niveaux $Ne(2p_2)$ et $Ne(2p_{10})$ n'est pas dominée par les transferts intramultiplets, par contre, pour les autres niveaux, le transfert intermultiplets est le mécanisme principal de leur désexcitation.

Transition $2p_i \rightarrow 2p_j$	$k_{i,j}$ ($\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$)	Réf.	Transition $2p_i \rightarrow 2p_j$	$k_{i,j}$ ($\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$)	Réf.
$2p_1 \rightarrow 2p_4$	$0.25 \cdot 10^{-11}$	(37)	$2p_6 \rightarrow 2p_7$	$0.8 \cdot 10^{-11}$	(14)
			$2p_8$	$0.26 \cdot 10^{-11}$	"
$2p_3 \rightarrow 2p_4$	$18.6 \cdot 10^{-11}$	"	$2p_7 \rightarrow 2p_6$	$0.35 \cdot 10^{-11}$	"
$2p_5$	$1.8 \cdot 10^{-11}$	"	$2p_8$	$0.28 \cdot 10^{-11}$	"
			$2p_9$	$0.03 \cdot 10^{-11}$	"
$2p_4 \rightarrow 2p_3$	$3.19 \cdot 10^{-11}$	"	$2p_8 \rightarrow 2p_9$	$2.4 \cdot 10^{-11}$	"
$2p_5$	$2.24 \cdot 10^{-11}$	"	$2p_{10}$	$0.88 \cdot 10^{-11}$	"
$2p_7$	$0.5 \cdot 10^{-11}$	"			
$2p_5 \rightarrow 2p_3$	$0.3 \cdot 10^{-11}$	"	$2p_9 \rightarrow 2p_8$	$0.77 \cdot 10^{-11}$	"
$2p_4$	$3.6 \cdot 10^{-11}$	"	$2p_{10}$	$2.63 \cdot 10^{-11}$	"
$2p_7$	$0.52 \cdot 10^{-11}$	"			
			$2p_{10} \rightarrow 2p_9$	$0.007 \cdot 10^{-11}$	"

 Tableau II.6 : Taux de réactions intramultiplets $k_{i,j}$ pour les transitions

$$2p_i \rightarrow 1p_j \text{ du néon.}$$

Les collisions intermultiplets qui couplent les niveaux $2p_1, 2p_2, 2p_9$ et $2p_{10}$ avec les états $1s$ du néon entraînent une perte substantielle des états atomiques $2p$. Ces coefficients de transition intermultiplet totale des niveaux $2p$ vers les niveaux $1s$ sont donnés sur le tableau II.7.

niveau $2p_i$	k_{zi} ($\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$)	niveau $2p_i$	k_{zi} ($\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$)
$2p_1$	$1.6 \cdot 10^{-11}$	$2p_2$	$1.35 \cdot 10^{-11}$
$2p_9$	10^{-11}	$2p_{10}$	$1.693 \cdot 10^{-11}$

Tableau II.7 : Désexcitation intermultiplet totale [37]

$$2p_i \rightarrow \sum_{j=2}^5 1s_j \text{ du néon.}$$

II.6 METHODE NUMERIQUE :

Les équations (II.1) à (II.4) décrivant le transport des particules chargées et l'équation de Poisson (II.5) forment un système d'équations non linéaires fortement couplées : le traitement de ces équations représente donc un problème numérique difficile. Une des raisons de ces difficultés est liée à l'existence du plasma dont le champ électrique doit être calculé à partir de densités électronique et ionique très grandes et dont la différence est très faible $\left(\frac{|n_p - n_e|}{n_p}\right) \ll 1$. D'autre part, le courant électronique dans le plasma est constitué d'un courant de dérive du type $(e n_e W_e)$ et d'un courant de diffusion $\left(-e \frac{\partial(n_e - D_e)}{\partial x}\right)$ tous deux très grands mais qui peuvent s'opposer. Enfin, les gradients de concentration des particules chargées peuvent être très importants notamment dans la région de transition gaine-plasma. La région cathodique d'une décharge luminescente (chute cathodique-lueur négative) est une zone très hétérogène contrairement à la colonne positive (qui n'existe pas dans le cas qui nous intéresse).

En raison de ces difficultés, des modèles complets de décharge luminescente n'ont pu être mis au point qu'au cours de la dernière décennie [39] [40] [41] [42] [43]. Le modèle de Sahni et col [12] utilise de nombreux artifices de calcul (division de la décharge en plusieurs zones où des approximations différentes sont utilisées [15] et conduit vraisemblablement à des temps de calcul élevés, rendant difficile l'exploitation systématique du programme [17].

La méthode que nous utilisons s'inspire de méthodes utilisées dans les modélisations (mono ou bidimensionnelles) de dispositifs à semi-conducteurs. Les équations décrivant le transport des électrons et des trous en présence de champ électrique de charge d'espace dans les semi-conducteurs sont tout à fait analogues à celles relatives au transport électronique et ionique dans les gaz faiblement ionisés. On peut donc bénéficier de l'expérience considérable accumulée dans le domaine des semi-conducteurs, notamment pour la modélisation des transistors à effet de champ MOS-FET.

Le schéma numérique que nous utilisons pour le transport des particules chargées, est basé sur la méthode de Sharfetter [44] et Gummel [45]. Il est utilisé actuellement dans un grand nombre de modèles de dispositifs à semi-conducteurs [46] [17]. Son principal avantage est lié à sa stabilité, et au fait qu'il peut rendre compte de façon continue de situations où soit le terme de dérive, soit le terme de diffusion des courants de particules chargées est dominant. Ce schéma est extrêmement " robuste " et peut supporter des gradients de densité très élevés. Enfin, il est implicite, ce qui signifie que le pas d'intégration en temps n'est pas limité de façon importante, comme dans le cas des schémas explicites (voir réf. [48] pour la définition de ces termes) utilisés par exemple par Sahni et col [12].

II.6.1 Schéma numérique des équations de transport :

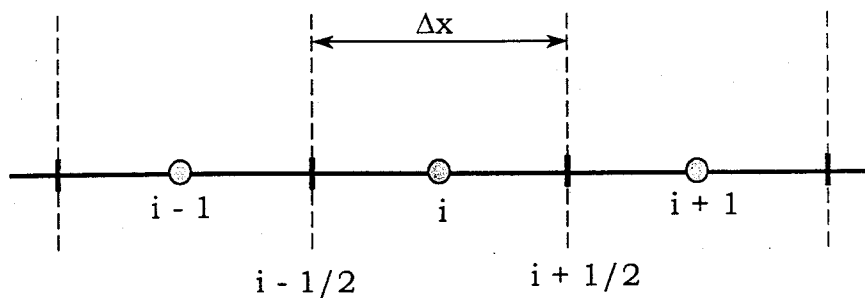
Les équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial x} = S \quad (\text{II.40})$$

$$\phi = nW - \frac{\partial(n D)}{\partial x} \quad (\text{II.41})$$

où ϕ , n , W et D représentent respectivement, le flux, la concentration, la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion d'une particule chargée donnée.

L'idée de base du schéma exponentiel [44] est de supposer que le flux de particules, la vitesse de dérive, et le coefficient de diffusion sont constants entre deux points consécutifs. L'intégration de l'équation II.41 donne :



$$\phi_{i+1/2} = \frac{1}{\Delta x} (n_i D_i \exp(z_{i+1/2}) - n_{i+1} D_{i+1}) \frac{z_{i+1/2}}{\exp(z_{i+1/2}) - 1} \quad (\text{II.42})$$

$\phi_{i+1/2}$ représente le flux de particules entre les points i et $i+1$ sur lesquels sont

définies les densités. où l'indice $i + 1/2$ indique le point milieu de l'intervalle limité par les points i et $i + 1$. et Δx est la distance qui sépare (nous avons utilisé un maillage uniforme de l'espace gazeux ; voir en Annexe II quant à la provenance de l'équation II.42) : $z_{i+1/2}$ est défini par :

$$z_{i+1/2} = -s \frac{\mu_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} (V_{i+1} - V_i) \quad (\text{II.43})$$

où V_i est le potentiel au point i ; et s est égal à $+1$ pour les ions positifs et à -1 pour les électrons.

L'avantage du schéma aux différences II.42 est qu'il donne une estimation numérique stable du flux de particules indépendamment des conditions de calcul. Si la différence de potentiel entre deux points adjacents est grande ($|z_{i+1/2}| \gg 1$), le flux donné par l'équation II.42 tend vers le flux de dérive, tandis que le schéma correspondant tend vers le schéma standard relatif au terme de diffusion quand cette différence de potentiel est faible ($|z_{i+1/2}| \ll 1$).

Notons que l'expression II.42 est valable pour des valeurs positives et négatives du paramètre z , si bien que le schéma aux différences proposé peut traiter des inversions du sens du champ électrique.

L'expression II.42 du flux est reportée dans l'équation de continuité II.40 :

$$\frac{(n_i)^{k+1} - (n_i)^k}{\Delta t} + \frac{(\phi_{i+1/2})^{k+1} - (\phi_{i-1/2})^{k+1}}{\Delta t} = (S_i)^k \quad (\text{II.44})$$

où Δt est le pas dans le temps et S_i le terme source au point i . Les indices supérieurs k et $k+1$ correspondant aux instant t^k et t^{k+1} respectivement ($t^{k+1} = t^k + \Delta t$). Le champ électrique, le potentiel, les coefficients de transport, et les termes sources utilisés dans l'équation précédente, sont calculés à l'instant t^k , cependant les concentrations des particules sont prises à l'instant t^{k+1} dans l'évaluation des flux $(\phi_{i+1/2})^{k+1}$ et $(\phi_{i-1/2})^{k+1}$; ce qui donne le système suivant :

$$\begin{aligned}
 (n_i)^k + \Delta t (S_i)^k = & \\
 (n_{i-1})^{k-1} - \frac{\Delta t}{\Delta x^2} D_{i-1} & \left(\frac{z_i - 1/2}{\exp(z_i - 1/2) - 1} \exp(z_i - 1/2) \right) \\
 + (n_i)^{k-1} & \left[1 + \frac{\Delta t}{\Delta x^2} D_i \left(\exp(z_i + 1/2) \frac{z_i + 1/2}{\exp(z_i + 1/2) - 1} + \frac{z_i - 1/2}{\exp(z_i - 1/2) - 1} \right) \right] \\
 + (n_{i+1})^{k+1} & \left(- \frac{\Delta t}{\Delta x^2} D_{i+1} \frac{z_i + 1/2}{\exp(z_i + 1/2) - 1} \right) \tag{II.45}
 \end{aligned}$$

L'équation II.45 est donc un système à matrice tridiagonale en $(n_{i-1})^{k-1}$, $(n_i)^{k-1}$ et $(n_{i+1})^{k+1}$ qui peut être résolu avec une méthode d'élimination de Gauss standard. Notons que les itérations internes peuvent être utilisées pour résoudre l'équation de Poisson et les équations de continuité simultanément et non successivement. La fréquence plasma électronique n'est pas dans notre cas suffisamment grande pour nécessiter un tel traitement.

II.6.2 Résolution globale du système :

En pratique, à chaque pas δt en temps, on procède de la façon suivante :

- a) Intégration des équations de transport des particules chargées entre t et $t + \delta t$
- b) Calcul des nouvelles densités de charge sur les parois du diélectrique à l'instant $t + \delta t$
- c) Intégration des équations cinétiques des particules excitées entre t et δt
- d) Calcul des nouvelles tensions de la cellule (donnée de la tension d'entretien et calcul de la tension mémoire)
- e) Calcul du champ électrique dans la cellule à l'instant $t + \delta t$
- f) Retour au point (a)

Le schéma numérique utilisé pour les équations de transport électronique et ionique est donné en Annexe II. D'autres précisions et exemples d'utilisation de ces méthodes numériques peuvent être trouvés dans les références [39] et [40].

CHAPITRE III

PRESENTATION DES RESULTATS DE CALCULS POUR UNE DECHARGE IMPULSIONNELLE ISOLEE

Nous présentons dans ce chapitre les caractéristiques électriques externes et internes d'une décharge isolée. On s'attachera à montrer le rôle de l'effet Penning sur les propriétés électriques de la décharge et son effet sur les caractéristiques externes et internes de la cellule. Nous essayerons ensuite de dégager le rôle des différentes particules mises en jeu, et leurs effets sur les propriétés électriques et émissives de la décharge.

Les résultats présentés dans cette section correspondent aux conditions suivantes :

- Mélange gazeux composé de 99.9% de néon et de 0.1% d'argon
- Capacité équivalente des diélectriques : $C_{equ} = 230 \text{ pF.cm}^{-2}$
- Distance entre les surfaces internes des diélectriques : $d = 100 \text{ }\mu\text{m}$
- Pression du mélange gazeux : $p = 375 \text{ torr}$
- Signal d'entretien rectangulaire d'amplitude : $V_s = 75 \text{ V}$
- Fréquence du signal d'entretien : $f = 50 \text{ kHz}$

Ces paramètres correspondent aux valeurs typiques utilisées pour les cellules des panneaux de visualisation fabriqués par la société Thomson Tubes Électroniques.

III.1 CARACTERISTIQUE COURANT TENSION :

À l'instant $t = 0$, on suppose qu'il existe des charges mémoire stockées sur les faces internes des diélectriques, dues à la décharge précédente, induisant une tension mémoire V_w telle que, lorsque l'on applique une tension externe V_s constante aux bornes des électrodes, la tension qui apparaît aux bornes de l'espace gazeux ($V_g = V_s - V_w$) soit supérieure à la tension d'amorçage de la décharge dans le milieu gazeux.

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus pour une tension externe V_s de -75 volts et une tension mémoire initiale V_{w0} de 75 volts. La tension qui apparaît aux bornes de l'espace gazeux V_g passe donc rapidement à la valeur de -150 volts. Une décharge s'amorce pendant un instant relativement court, de l'ordre de la microseconde. Celle-ci entraîne l'accumulation de charges sur les faces internes des diélectriques, induisant ainsi, progressivement, une tension mémoire V_w qui va s'opposer graduellement à la tension externe.

Les phénomènes sont mis en évidence sur la figure III.1 qui représente les variations temporelles de la tension appliquée V_s , de la tension aux bornes de l'espace gazeux V_g et de la densité de courant J dans la cellule. Les calculs sont faits avec une répartition des densités initiales constantes dans tout l'espace gazeux de $1.4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ pour les électrons et les ions Ne^+ , de 10^4 cm^{-3} pour les états excités de néon, une densité nulle est prise pour les densités de Ne_2^+ , Ar^+ et Ar_2^+ . On constate que la décharge s'amorce au bout d'environ $0.5 \mu\text{s}$, la densité de courant atteignant sa valeur maximale au bout de $0.75 \mu\text{s}$. Après $1.5 \mu\text{s}$ le courant dans la cellule ainsi que la tension aux bornes de l'espace gazeux s'annulent, c'est à dire que la tension induite par les charges stockées sur les parois des diélectriques est de -75 V ($V_s - V_w = 0$).

Remarquons que le temps de montée et de descente du courant sont très différents, conformément aux observations expérimentales et aux calculs de Sahni et col [12]. Notons, de plus, que la queue de la densité de courant qui apparaît sur la figure III.1 n'existe pas en l'absence d'argon dans le mélange. Ceci est dû au fait que la montée du courant est, dans le mélange Penning, davantage liée aux processus rapides d'ionisation directe de l'avalanche électronique, tandis que la décroissance,

plus lente, est liée aux mécanismes d'ionisation Penning (l'énergie accumulée sous forme d'états excités du néon, est rétrocedée au milieu sous forme d'ionisation Penning des atomes d'argon par les métastables de néon).

La charge totale transférée sur les parois des diélectriques ΔQ (intégrale du courant) est directement liée à la variation de la tension mémoire ΔV_w entre le début et la fin de la décharge par la relation $\Delta Q = C_{equ} \Delta V_w = C_{equ} (V_w - V_{w0})$.

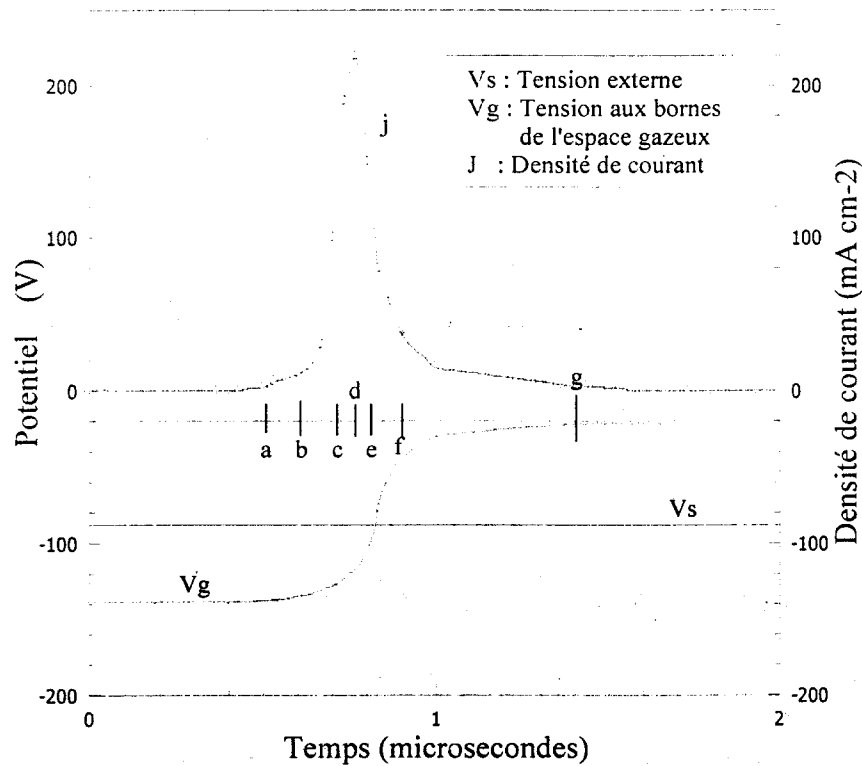


Figure III.1.a : Évolutions temporelles du courant et des tensions caractéristiques de la cellule. Conditions de calcul : $V_{w0} = 75 V$, $V_s = -75 V$, gaz : $Ne + 0.1 \% Ar$, $C_{equ} = 230 pF cm^{-2}$, $p = 375 torr$, $d = 100 \mu m$.

Sur la figure III.1, nous avons noté par a, b, c, d, e, f, g et h, respectivement les instants 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.4 et 2 μs. Ces instants sont choisis au voisinage du pic de la densité de courant et vont servir, par la suite, d'instant de référence pour mettre en évidence les phénomènes transitoires qui régissent la décharge.

Notons que le résultat ci-dessus est similaire à celui trouvé par les auteurs Punset [81] et Calligari [82] sauf que ce dernier a élaboré une cellule de dimensions cent fois plus grande et basée sur un mélange Néon-Xénon (10%), voir figure III.1.b et c.

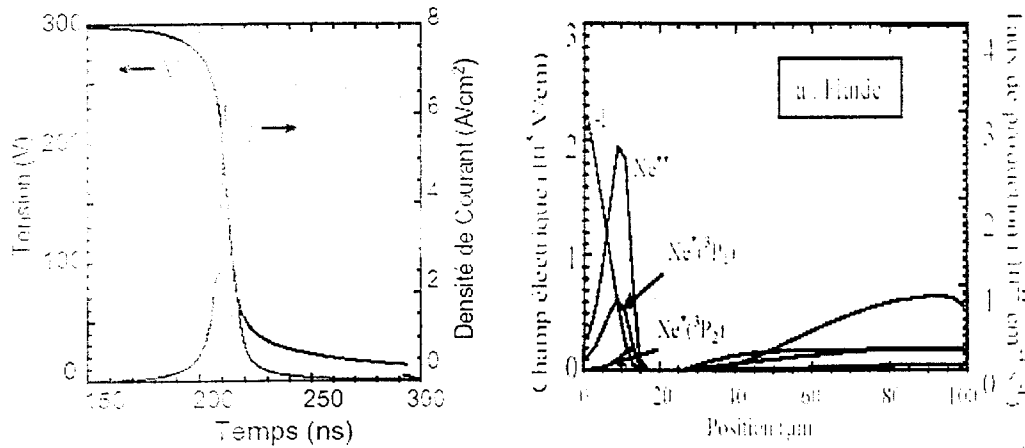


Figure III.1.b et c - b) Densité électrique et tensions caractéristiques pour un mélange Ne-Xe(10%) dans une micro-cellule d'après Punset [81].

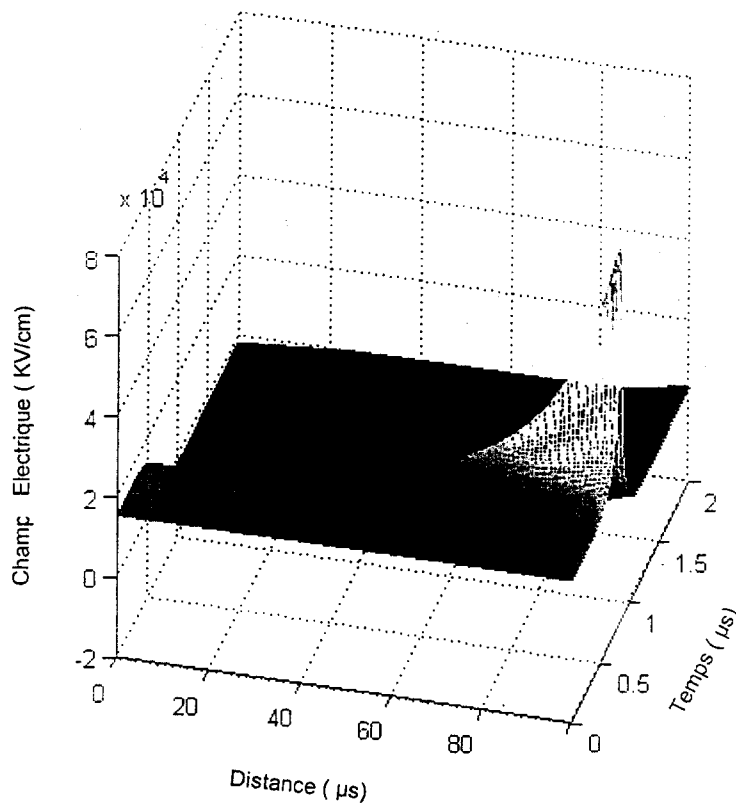
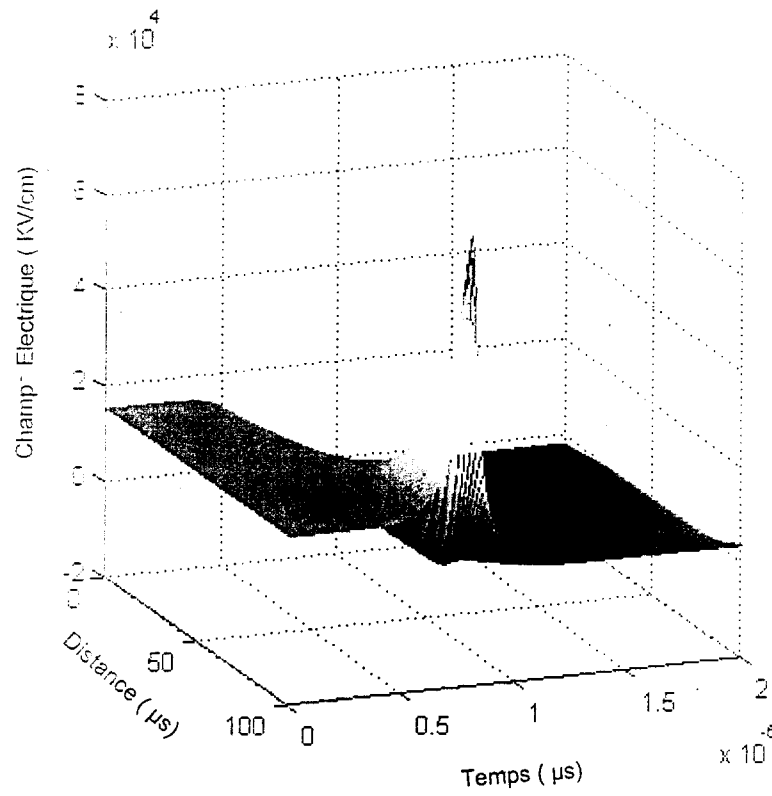
c) Densité électrique et tensions caractéristiques pour un mélange Ne-Xe (10%) dans une macro-cellule (100 fois plus grande que b) d'après Calligari [82].

III.2 PROPRIETES ELECTRIQUES INTERNES DE LA DECHARGE :

Dans cette section, nous présentons l'évolution spatio-temporelle du champ électrique dans l'espace gazeux, des densités de particules chargées (en l'occurrence des densités des électrons, des ions atomiques et moléculaires de néon, des ions atomiques et moléculaires d'argon) et des taux de production électronique par ionisation directe et Penning, afin de montrer comment les différents processus agissent au cours de la décharge.

III.2.1 Représentation spatiale du champ électrique aux différents instants de la décharge.

Les figures III.2.a. et III.2.b , résultats de calculs initiés par la méthode utilisée (Sharfetter et Gummel), représentent clairement l'évolution spatiale . en fonction du temps et de la distance le long de la micro-cellule , l'évolution du champ électrique et montrent comment se fait le claquage du mélange gazeux induisant de suite la décharge électrique à l'instant 0.75µs après l'instant 0 de l'amorçage .



Figures III.2.a et b Evolution spatio-temporelle du Champ Electrique E

La figure III.2.c montre, à huit instants différents (représentés sur la figure III.1), les variations spatiales du champ électrique dans l'espace gazeux. à l'instant $t = 0.5 \mu\text{s}$, le champ est uniforme car la charge d'espace est encore très faible. À cet instant de la décharge, le claquage du gaz n'a pas encore eu lieu. À partir de cet instant, le champ électrique commence à augmenter près de la paroi du diélectrique de droite (cette dernière recouvre l'électrode qui joue le rôle de cathode), en raison de l'apparition d'une charge d'espace d'ions positifs créés par les avalanches électroniques. Ce phénomène s'accroît jusqu'à environ $0.75 \mu\text{s}$, où l'on voit nettement la formation d'une zone de chute cathodique (champ électrique maximal sur la paroi de droite et décroissant rapidement au voisinage de cette paroi, en raison de l'accumulation d'ions positifs dans cette région), et d'une valeur négative dans laquelle le champ électrique diminue progressivement à partir de cet instant, en raison de la diminution du potentiel aux bornes de l'espace gazeux due au potentiel induit par les charges stockées sur les parois des diélectriques qui s'oppose progressivement à la tension externe.

À l'instant $t = 0.8 \mu\text{s}$, le champ électrique dans la chute cathodique a déjà fortement baissé, en raison de la diminution de la tension aux bornes de l'espace gazeux V_g (voir figure III.1). Après environ $1.5 \mu\text{s}$, le champ est très faible dans tout l'espace gazeux et le courant dans la cellule est pratiquement nul. Au bout de $2 \mu\text{s}$, la décharge est complètement éteinte.

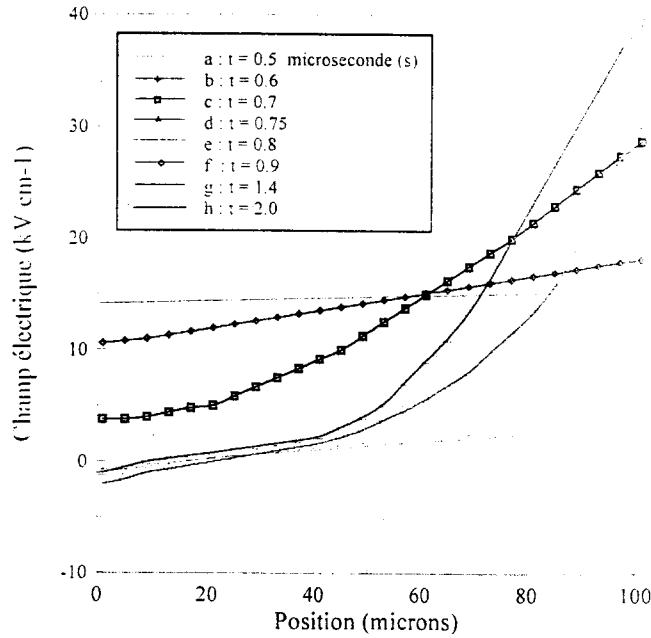


Figure III.2.c : Variations spatiales du champ électrique aux divers instants de la décharge représentés sur la figure III.1

III.2.2 Densités électronique et ionique à différents instants de la décharge :

Les variations spatio-temporelles des densités électronique et ioniques dans le mélange gazeux le long de la décharge et la distance inter-électrodes, obtenues par le calcul sont représentées ci-dessous.

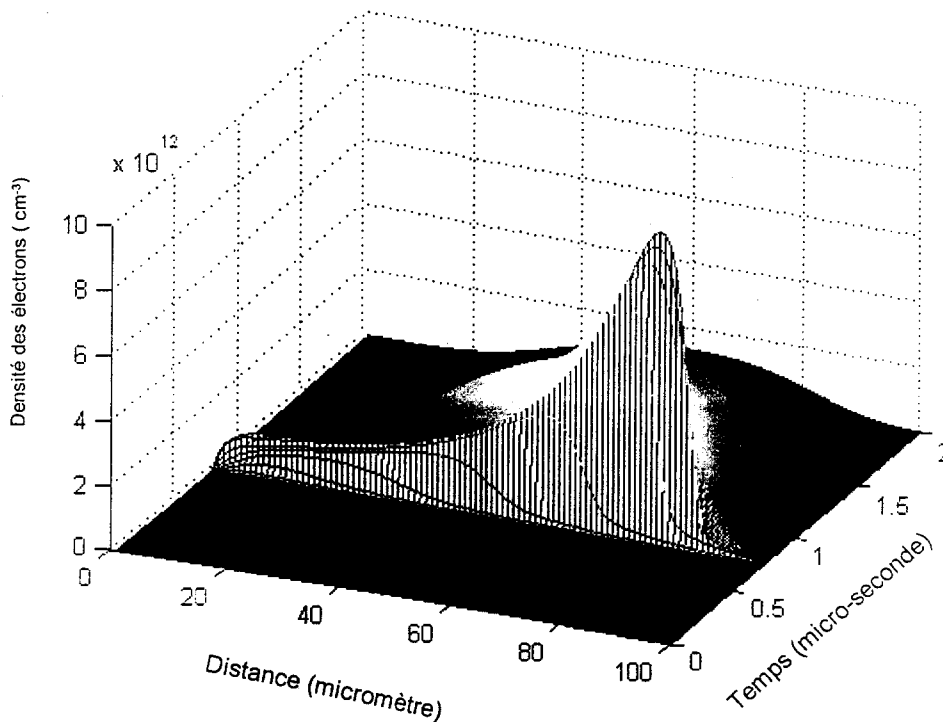


Figure II.2.d Evolution spatio-temporelle des électrons durant la décharge.

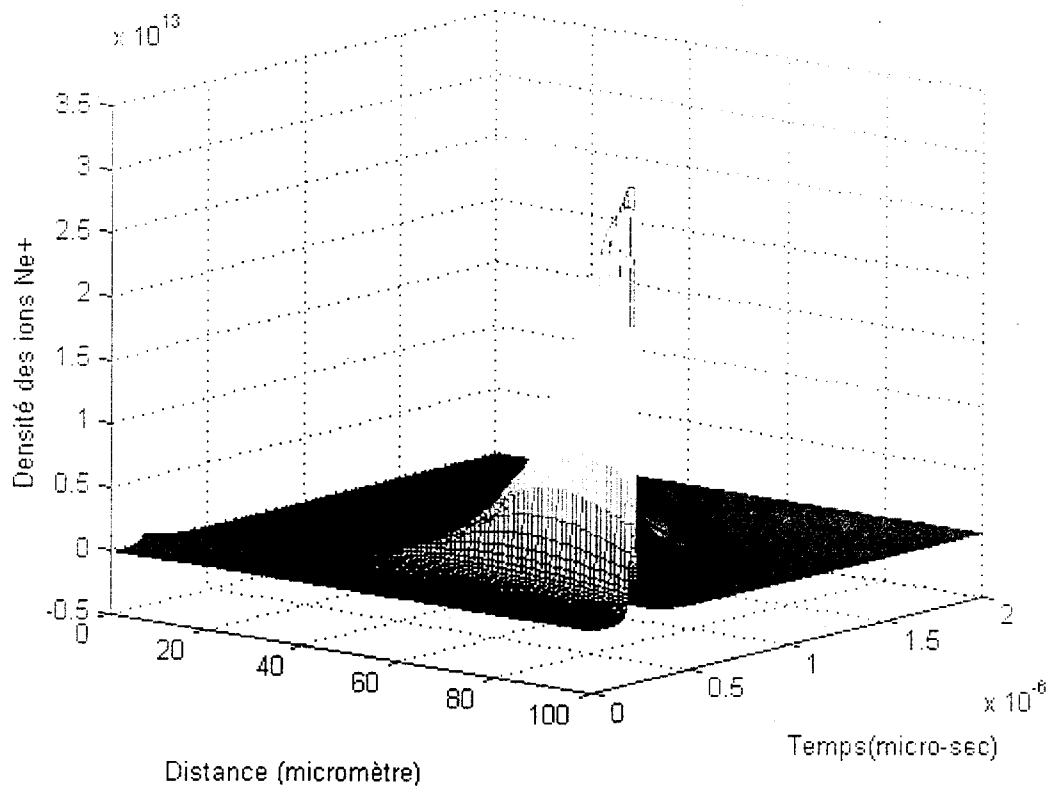


Figure III.2.e : Evolution des ions Ne⁺ durant un cycle de la d echarge

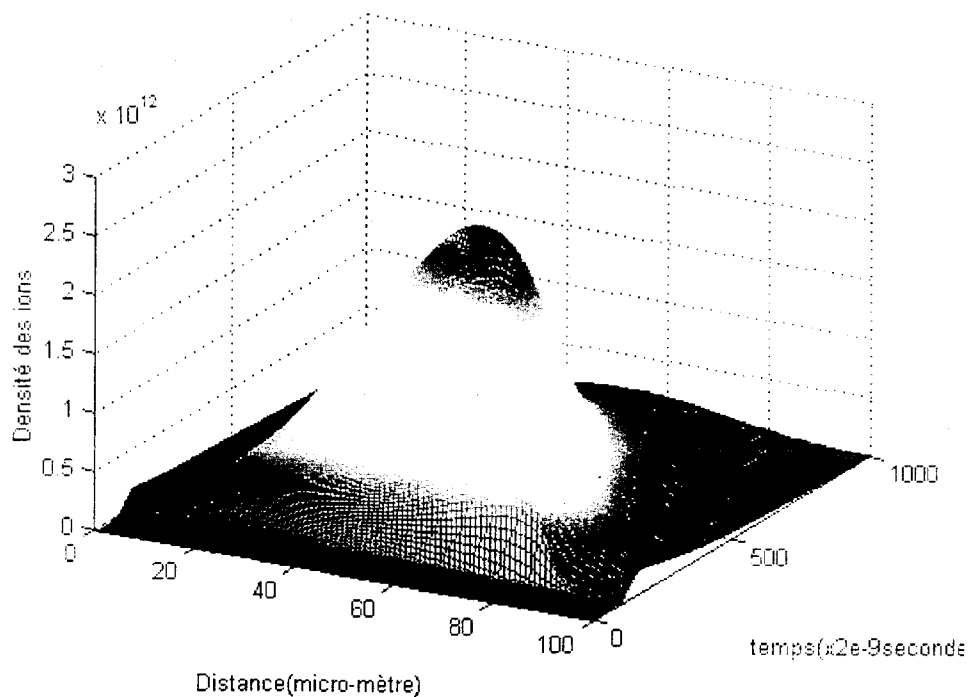


Figure III.2.f : Evolution des ions Ne²⁺ durant un cycle de la d echarge

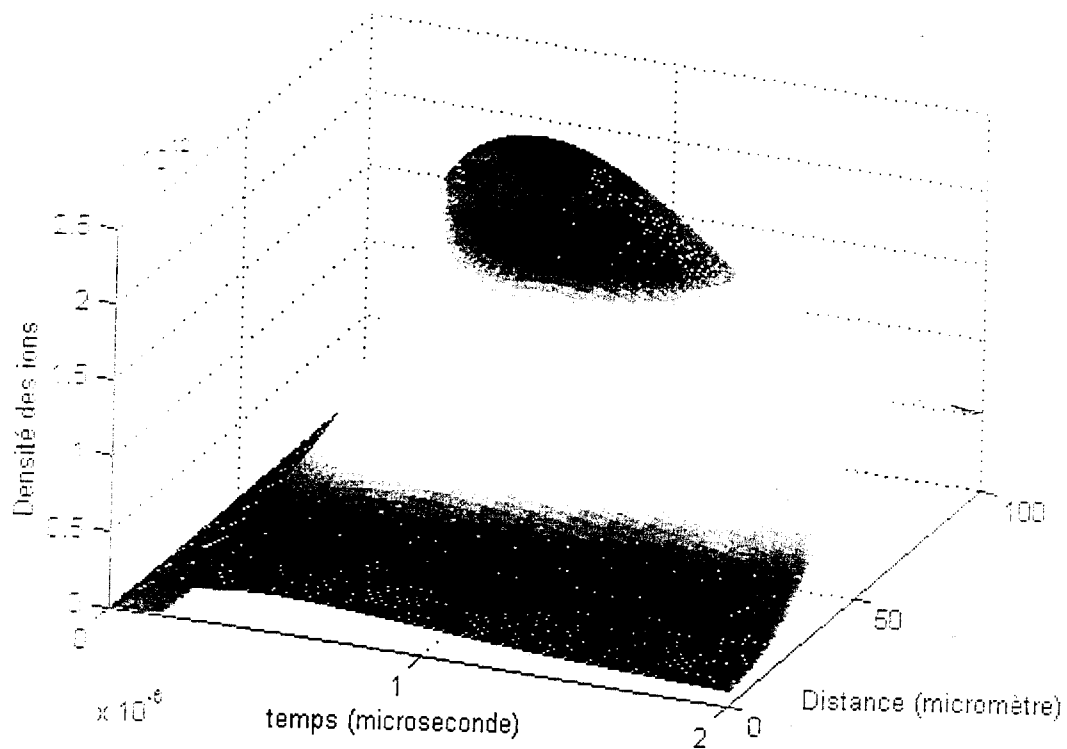


Figure III.2.g : Evolution des ions Ar^+ durant un cycle de la décharge

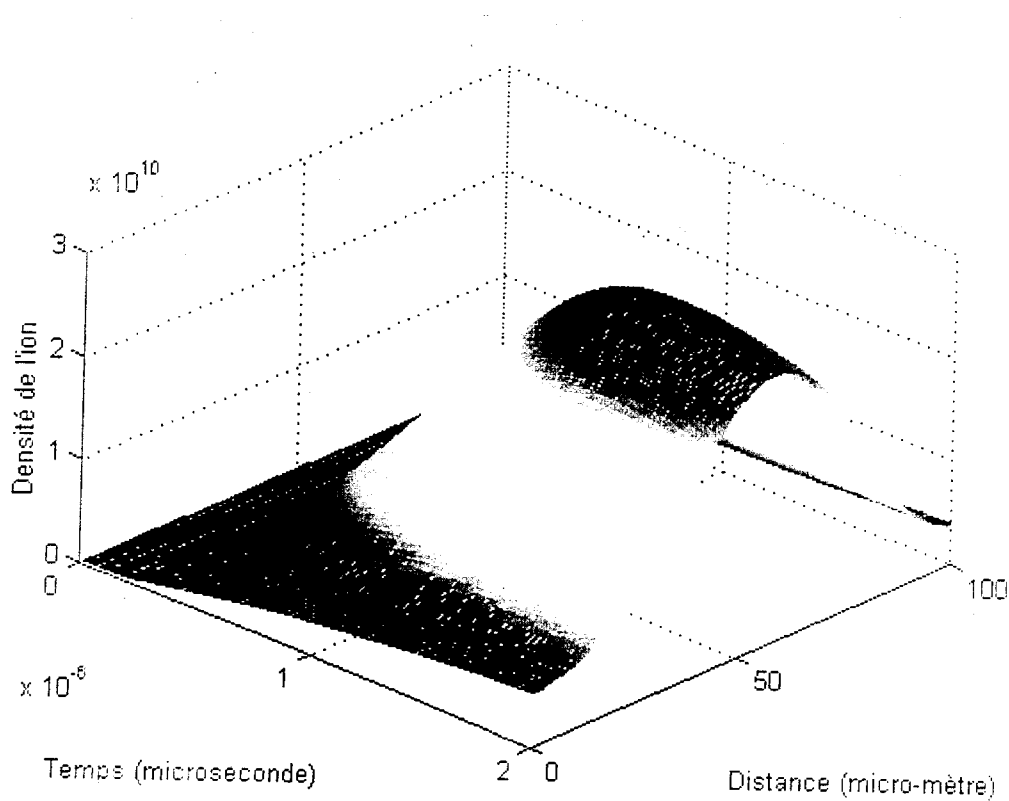


Figure III.2.h : Evolution des ions Ar_2^+ durant un cycle de la décharge

Les variations spatiales des densités électronique et ionique (e , Ne^- , Ne_2^- , Ar^- et Ar_2^-) sont représentées sur les figures III.3 à 7, mais cette fois-ci à cinq instants de l'impulsion. Le premier groupe de figures correspond à des instants pris dans la partie croissante de la densité de courant, et le second dans la partie décroissante et la queue du courant. Notons que l'échelle est différente sur chacune des cinq figures.

À l'instant $t = 0.7 \mu s$, on constate que les ions atomiques de néon Ne^+ , sont dominants (figure III.3), viennent ensuite les ions atomiques d'argon Ar^+ , les ions moléculaires de néon Ne_2^+ et enfin les ions moléculaires d'argon Ar_2^+ dont la densité est très faible près de l'anode contrairement à celle des électrons, qui est d'un ordre de grandeur plus faible que celle des ions Ne^+ . À l'exception de la concentration des ions Ne^+ , la répartition spatiale des ions est presque constante sur tout l'espace gazeux. une couche d'ions Ne^+ s'est formée au voisinage de la région cathodique en raison de l'accroissement du champ dans cette zone et de l'ionisation directe.

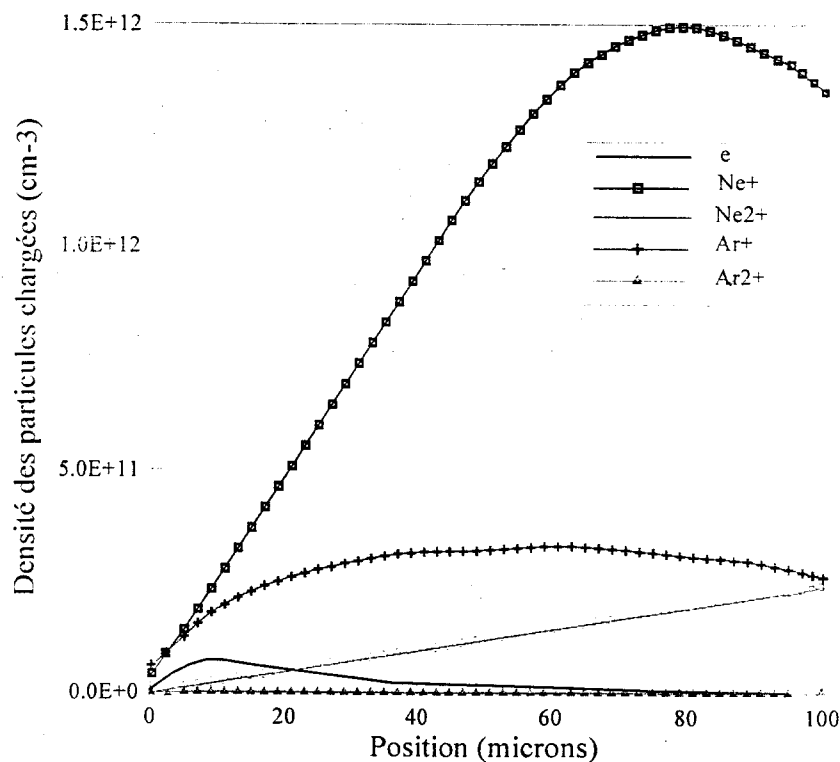


Figure III.3 : Variation spatiale des densités électronique et ionique à l'instant $t = 0.7 \mu s$, correspondant à l'instant noté c (figure III.1) de la phase de croissance du courant.

À l'instant $t = 0.75 \mu\text{s}$, au moment du maximum du courant dans le circuit, les ions Ne^- sont majoritaires dans la gaine cathodique, tandis que les ions Ar^- sont dominants dans la lueur négative (figure III.4). Le plasma de lueur négative est donc formé d'électrons et principalement d'ions Ar^+ . Il apparaît sur ces courbes correspondant à l'instant $t = 0.75 \mu\text{s}$ que les ions Ne^+ sont créés davantage dans la zone de chute cathodique où le champ est élevé.

À l'instant $t = 0.8 \mu\text{s}$ (figure III.5), la concentration d'ions Ne^- commence à diminuer dans la gaine. En revanche, la population d'ions Ar^+ augmente surtout dans la lueur négative où sa présence est dominante. Ceci signifie que l'ionisation Penning est importante dans cette zone, de même que la concentration de la population des états excités $1s$ du néon.

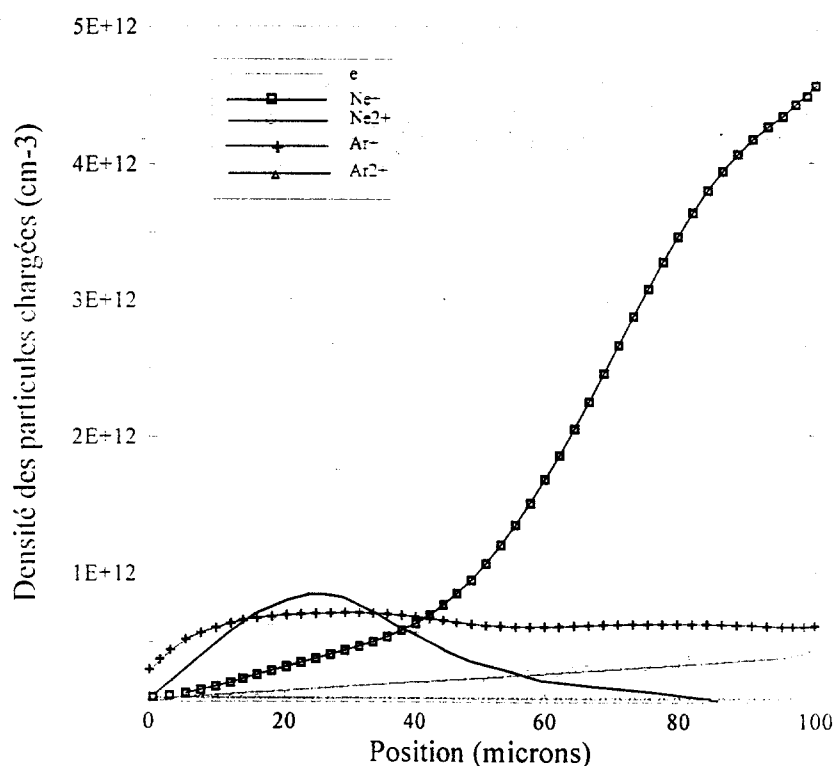


Figure III.4 : Variation spatiale des densités électronique et ionique à l'instant $t = 0.75 \mu\text{s}$, correspondant à l'instant noté **d** (figure III.1) de la phase de croissance du courant.

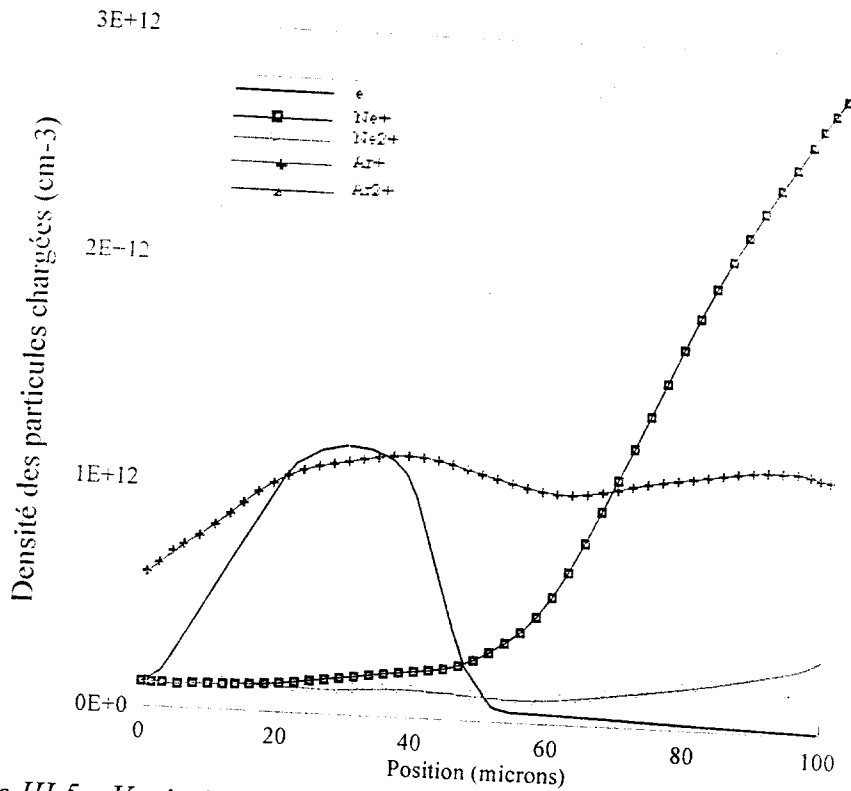


Figure III.5 : Variation spatiale des densités électronique et ionique à l'instant $t = 0.8 \mu\text{s}$, correspondant à l'instant noté e (figure III.1) de la phase de décroissance du courant.

À l'instant $t = 0.9 \mu\text{s}$, la concentration d'ions Ne^+ a déjà considérablement diminué dans la gaine (figure III.6). La population d'ions Ar^+ est en revanche stable (la production d'ions Ar^+ par effet Penning continue, en raison de la présence des métastables, tandis que la production d'ions Ne^+ est réduite car le champ électrique a diminué). Notons que les électrons, malgré leur mobilité beaucoup plus élevée que celle des ions, disparaissent moins vite que les ions de néon, car d'une part, ils sont encore produits par effet Penning, d'autre part, ils sont confinés par le champ électrique ambipolaire (voir les signes du champ électrique sur la figure III.2).

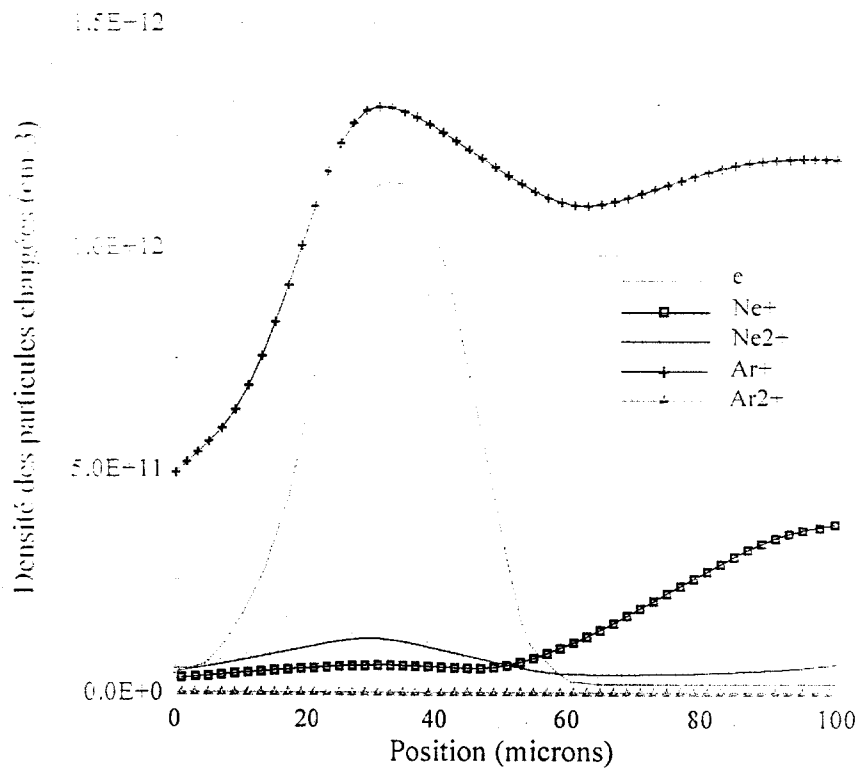


Figure III.6 : Variation spatiale des densités électronique et ionique à l'instant $t = 0.9 \mu\text{s}$, correspondant à l'instant noté f (figure III.1) de la phase de décroissance du courant.

Après $1.4 \mu\text{s}$, il ne reste plus que des électrons et des ions Ar^+ dans le milieu (figure III.7) avec des densités de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} au centre de la cellule. Cette répartition est maintenue jusqu'à l'instant $t = 2 \mu\text{s}$ avec une diminution progressive des densités des électrons et des ions Ar^+ .

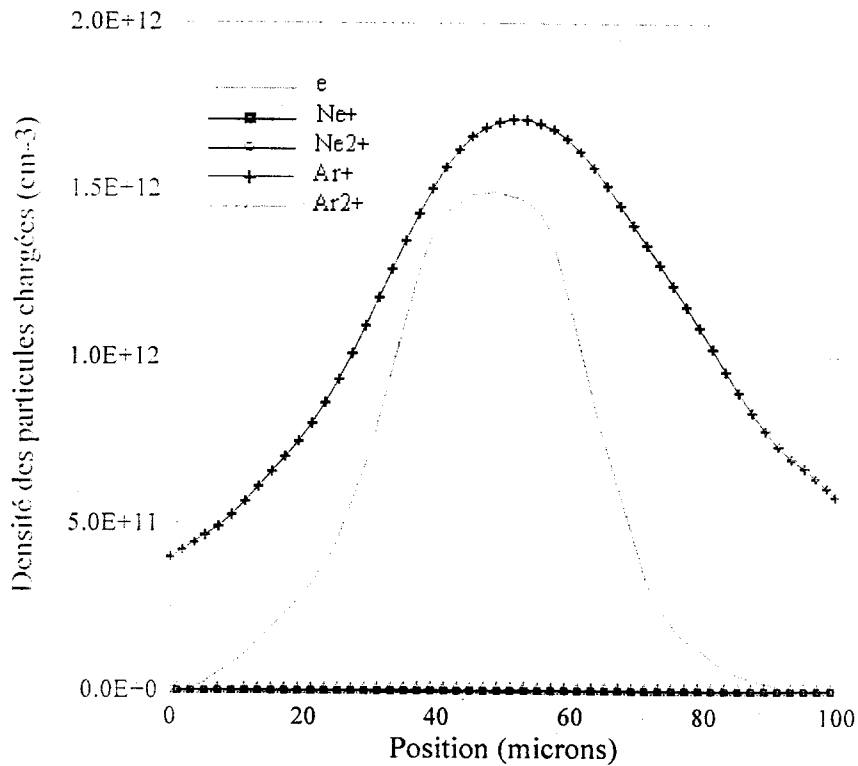


Figure III.7 : Variation spatiale des densités électronique et ionique à l'instant $t = 1.4 \mu\text{s}$, correspondant à l'instant noté **g** (figure III.1) de la phase de décroissance du courant.

De ces résultats, on peut déduire que la période correspondant à la croissance de la densité de courant est dominée par la production des électrons et des ions Ne^+ par ionisation directe, tandis que la partie décroissante est surtout dominée par la production d'électrons et d'ions Ar^+ par ionisation Penning. L'étude de l'évolution spatio-temporelle des taux de production électronique par ionisation directe et Penning, qui fera l'objet de la section suivante, nous permettra de mieux comprendre ces phénomènes.

III.2.3 Taux de production électronique par ionisation directe et Penning

Sur les figures III.8 à 13, nous avons représenté, à différents instants, les taux de production électronique par ionisation directe produite par collision des électrons avec les atomes neutres de néon, et par ionisation Penning par collision des métastables du néon avec des atomes neutres d'argon.

À l'instant $t = 0.6 \mu\text{s}$, la production électronique près de la zone anodique est plus importante qu'à proximité de la zone cathodique, avec une variation de l'ordre d'un ordre de grandeur (figure III.8). La totalité de la production est due à l'ionisation

directe. La production électronique est maximale près de la zone anodique, de l'ordre de $2.10^{19} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, car les électrons produits dans la zone cathodique sont ralentis dans la leur négative.

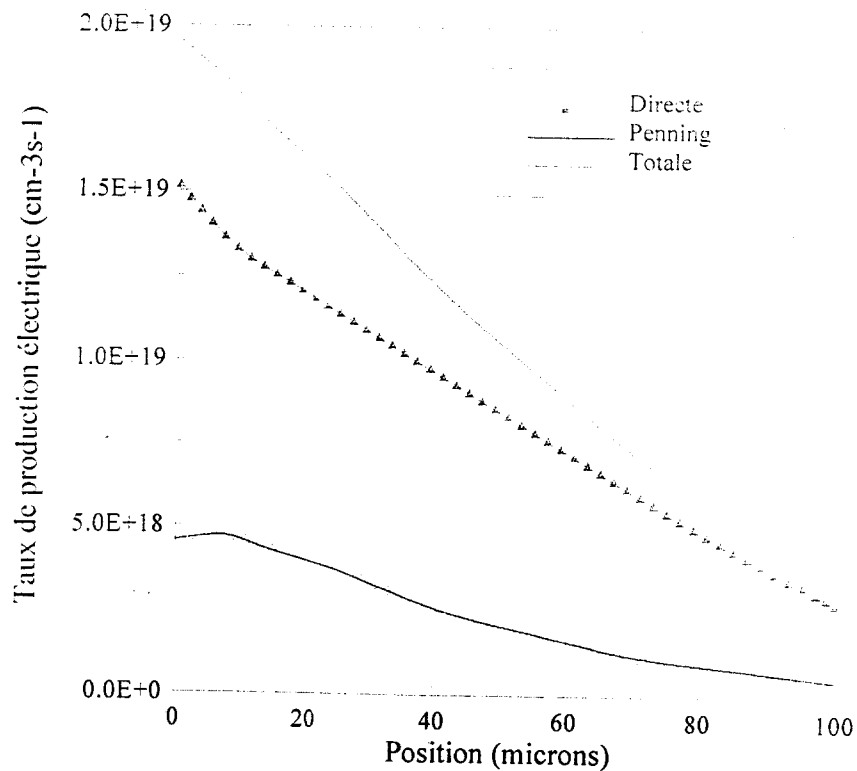


Figure III.8 : Variation spatiale des taux de production électronique totale et par ionisation directe et Penning à l'instant $t = 0.6 \mu\text{s}$, noté **b** (figure III.1) de la phase de croissance du courant.

À l'instant $t = 0.7 \mu\text{s}$ (figure III.9), où la gaine cathodique commence à se former, la production électronique par effet Penning commence à dominer au voisinage de la région anodique, tandis que dans le reste de l'espace gazeux, c'est toujours l'ionisation directe qui domine. Nous avons donc un déplacement du maximum de la densité électronique de la zone anodique vers la zone cathodique, car à cet instant, on a déjà une couche d'ions positifs près de la cathode qui entraîne une augmentation du champ électrique et de l'ionisation près de la cathode.

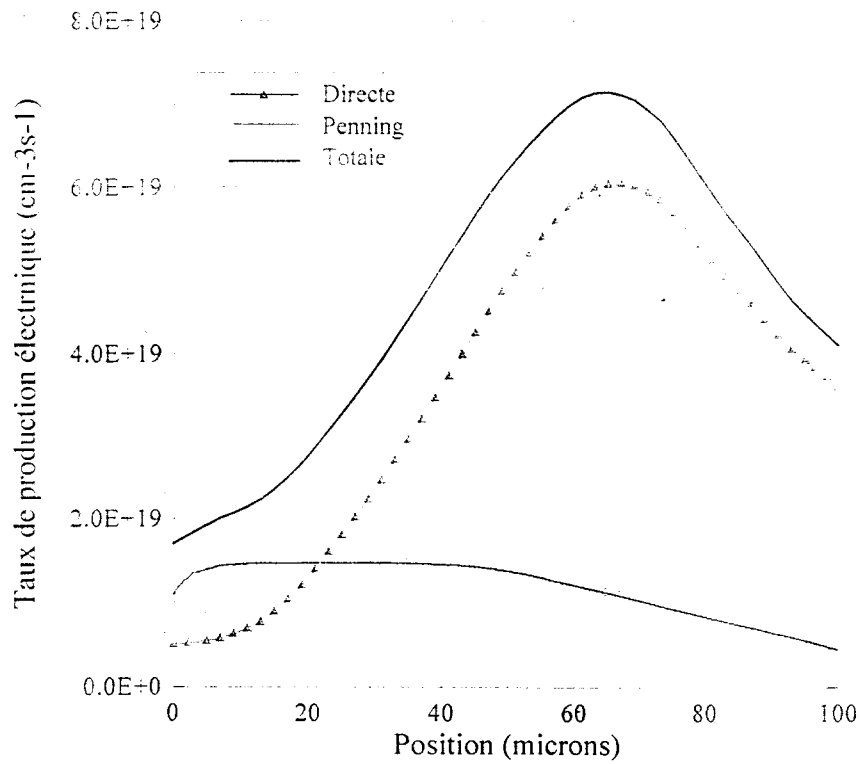


Figure III.9 : Variation spatiale des taux de production électronique totale et par ionisation directe et Penning à l'instant $t = 0.7 \mu\text{s}$, noté c (figure III.1) de la phase de croissance du courant.

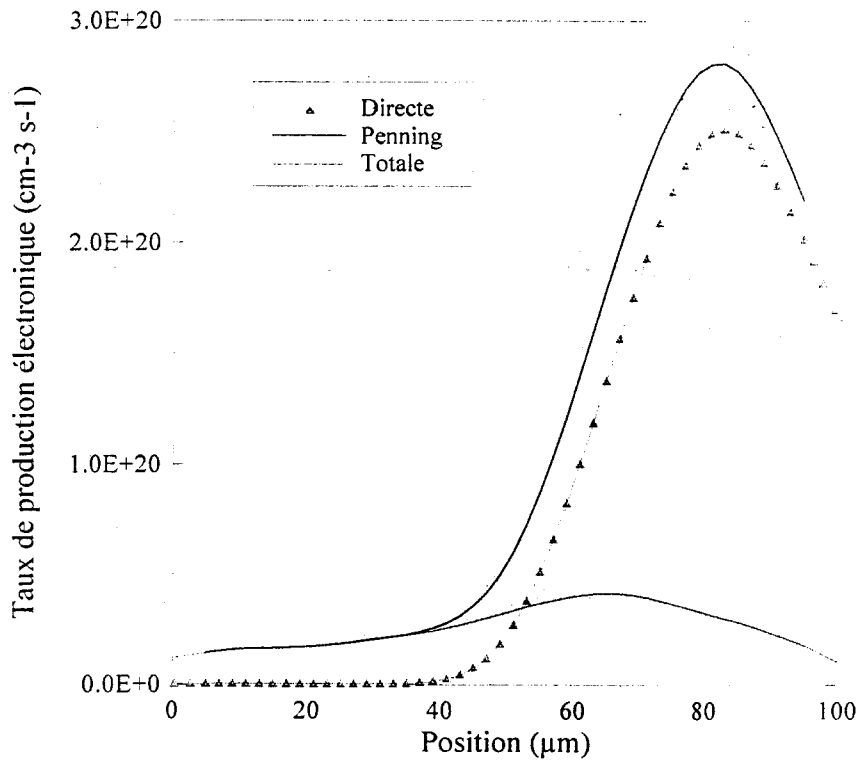


Figure III.10 : Variation spatiale des taux de production électronique totale et par ionisation directe et Penning à l'instant $t = 0.75 \mu\text{s}$, noté d (figure III.1) de la phase de croissance du courant.

À l'instant $t = 0.75 \mu\text{s}$, l'instant correspondant au maximum de courant dans le circuit, la lueur négative est nettement formée. Le champ électrique sur la cathode est à sa valeur maximale. La production électronique est dominée par l'un des processus fondamentaux selon l'endroit où l'on se trouve (figure III.10). L'ionisation directe est dominante dans la chute cathodique alors que dans la lueur négative, la production électronique n'est assurée que par l'ionisation par effet Penning.

Pendant la période correspondant à la décroissance de la densité de courant, à partir de l'instant $t = 0.75 \mu\text{s}$, le potentiel aux bornes de l'espace gazeux commence à diminuer entraînant une diminution progressive de l'ionisation directe et une augmentation de la contribution de l'effet Penning à la production électronique totale.

À l'instant $t = 0.8 \mu\text{s}$, le champ électrique a déjà fortement baissé dans la zone cathodique entraînant une diminution de la production électronique totale, avec une participation dominante de l'ionisation Penning dans cette zone (figure III.11). Au delà de cet instant, la contribution de l'ionisation directe devient de plus en plus faible dans la production électronique totale. La production est essentiellement due à l'effet Penning (figures III.12 et 13).

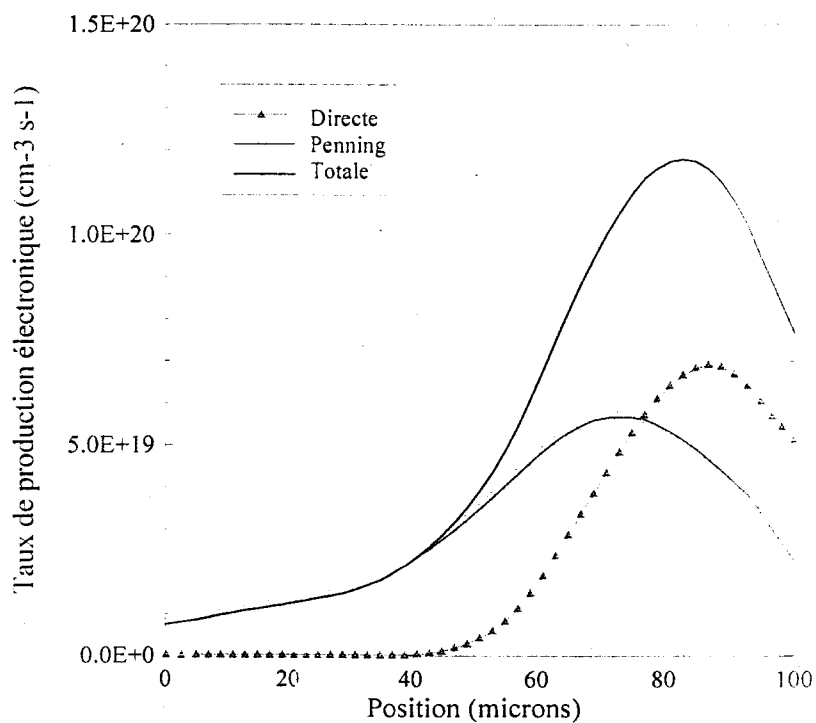


Figure III.11 : Variation spatiale des taux de production électronique totale et par ionisation directe et Penning à l'instant $t = 0.8 \mu\text{s}$, noté e (figure III.1) de la phase de décroissance du courant.

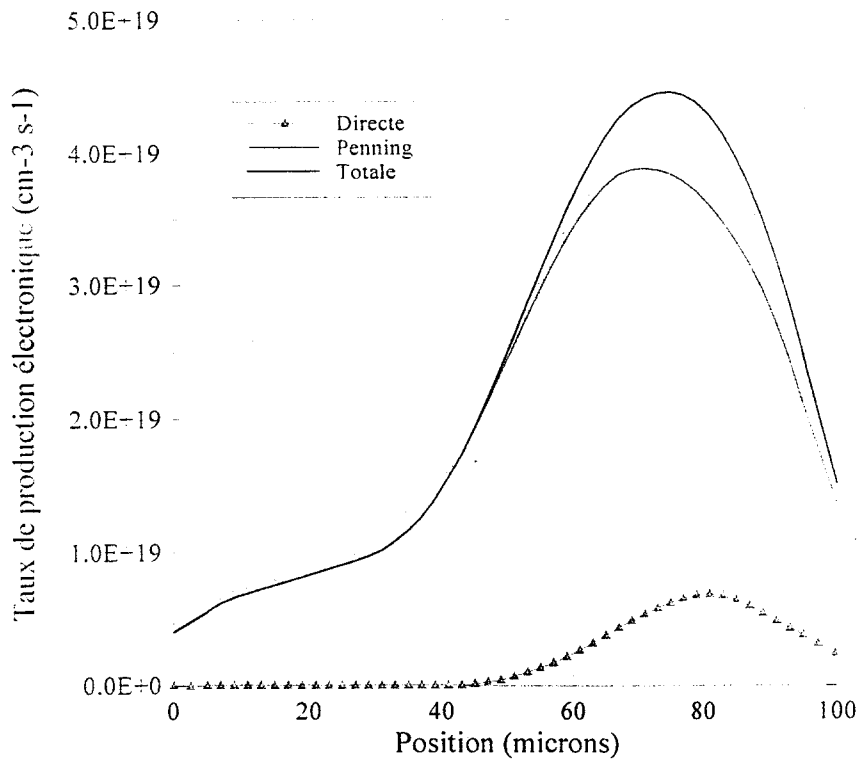


Figure III.12 : Variation spatiale des taux de production électronique totale et par ionisation directe et Penning à l'instant $t = 0.9 \mu\text{s}$, noté f (figure III.1) de la phase de décroissance du courant.

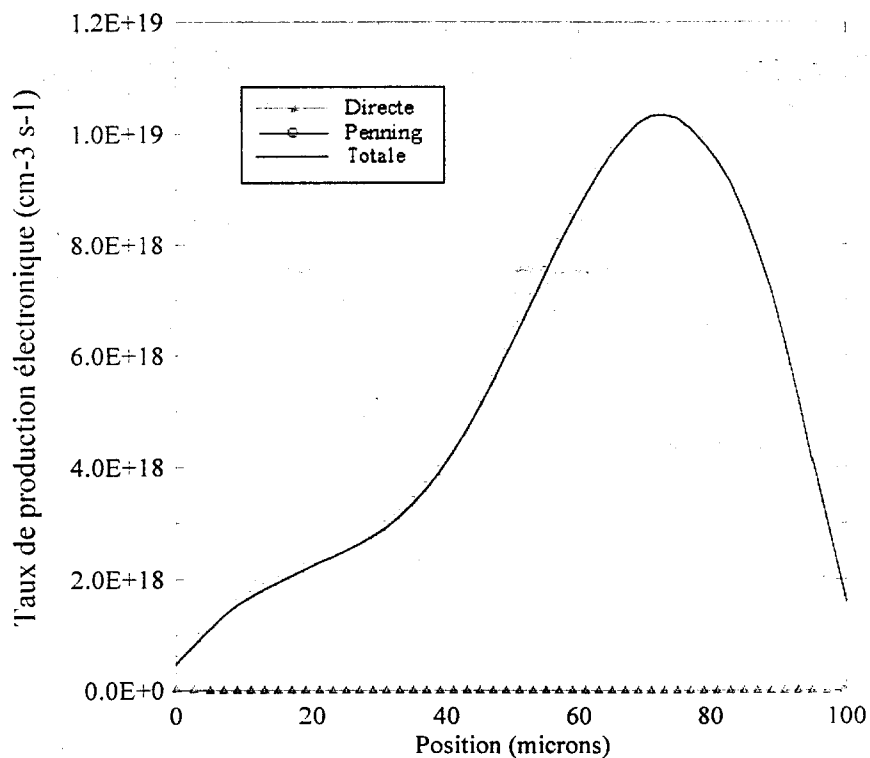


Figure III.13 : Variation spatiale des taux de production électronique totale et par ionisation directe et Penning à l'instant $t = 1.4 \mu\text{s}$, noté g (figure III.1) de la phase de croissance du courant.

III.3 CINÉTIQUE DES ÉTATS EXCITÉS :

Dans cette section, nous allons étudier d'abord les états excités 1s et moléculaires (1_u), (O_u^-) et (O_u^+) du néon responsables de l'ionisation Penning et l'influence de l'effet Penning sur la valeur de la tension externe de travail V_g nécessaire pour le contrôle de la micro-cellule. Nous étudierons ensuite, les états 2p du néon responsables, quant à eux, de la lumière émise lors de l'adressage de la micro-cellule.

III.3.1 Répartition spatiale de la densité des états excités 1s et moléculaires du néon.

Les atomes métastables de néon, dont les taux de production par excitation électronique directe sont élevés dans la gaine et pratiquement nuls dans le plasma de lueur négative, ont un rôle non négligeable sur le phénomène transitoire de la décharge. Les processus de transfert d'excitation jouent un rôle très important en contribuant à créer des métastables de néon dans la lueur négative.

Les métastables peuvent effectuer des collisions avec ionisation Penning dans cette région. Ces phénomènes expliquent la répartition beaucoup plus uniforme des ions Ar^+ par rapport à celle des ions Ne^+ ; elle est liée au transfert d'excitation (émission spontanée en un point et réabsorption du photon en un autre point).

Nous avons représenté sur les figures III.14 à 17 les variations spatiales des états excités atomiques et moléculaires du néon que nous avons considérés dans ce travail, à divers instants de la décharge.

Afin de mieux comprendre ces courbes, il faut savoir que le coefficient d'excitation total des niveaux 1s est supérieur au coefficient d'ionisation directe à faible champ et que la vitesse de dérive électronique croît avec le champ [51]. L'excitation est directement proportionnelle au flux électronique qui est composé essentiellement du produit densité vitesse de dérive électronique. Ces deux grandeurs sont antagonistes dans l'espace gazeux, c'est à dire que la vitesse électronique est élevée quand la densité électronique est faible (chute cathodique) et vice versa (lueur négative) ; de plus, le coefficient d'excitation total croît avec le champ électrique.

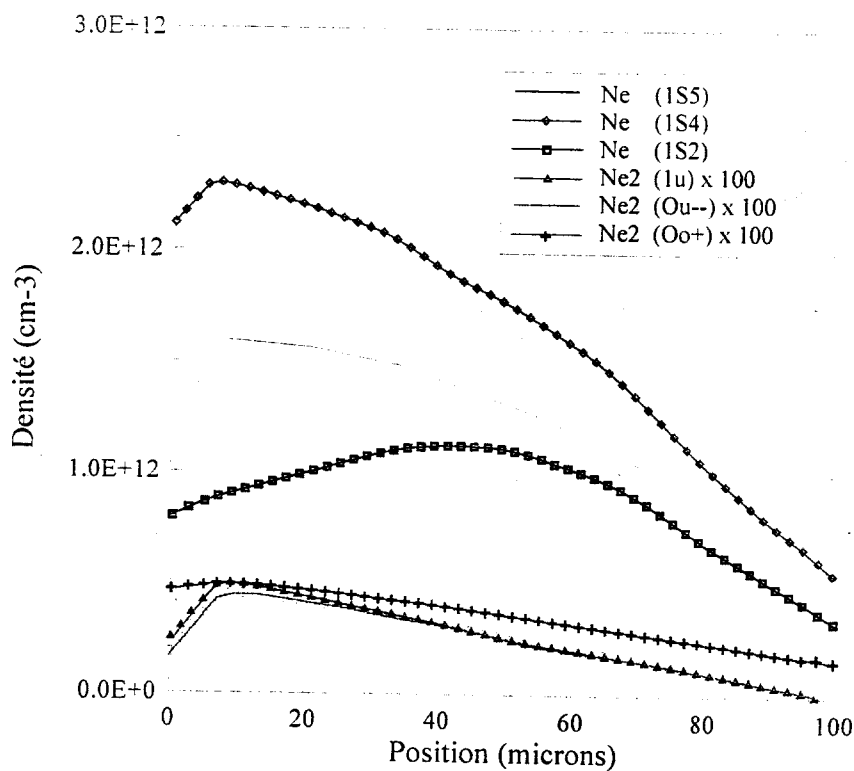


Figure III.14 : Variation spatiale des densités des états 1s et moléculaires du néon à l'instant $t = 0.7 \mu\text{s}$, correspondant à l'instant noté c (figure III.1) de la phase de croissance du courant.

Ce qui nous amène à la conclusion suivante : le taux de production d'espèces excitées 1s dans la lueur négative et la chute cathodique risquent d'être identiques, ce qui nous donnerait une répartition spatiale de la concentration presque constante, avec un maximum plus ou moins prononcé dans la zone où l'on observe un changement de

la pente du champ électrique et de la densité électronique (interface plasma-gaine). Ce phénomène se voit nettement sur la figure III.14 où sont représentées les variations spatiales des concentrations des états 1s et moléculaires du néon à l'instant $t = 0.7 \mu s$.

Les mêmes tendances sont observées pour les états excités moléculaires du néon qui sont produits essentiellement par collision à trois corps des niveaux 1s du néon ; avec une densité de deux ordre de grandeur plus faible que celle des niveaux 1s. Notons que sur cette figure, la concentration des états excités moléculaires du néon est agrandie 100fois.

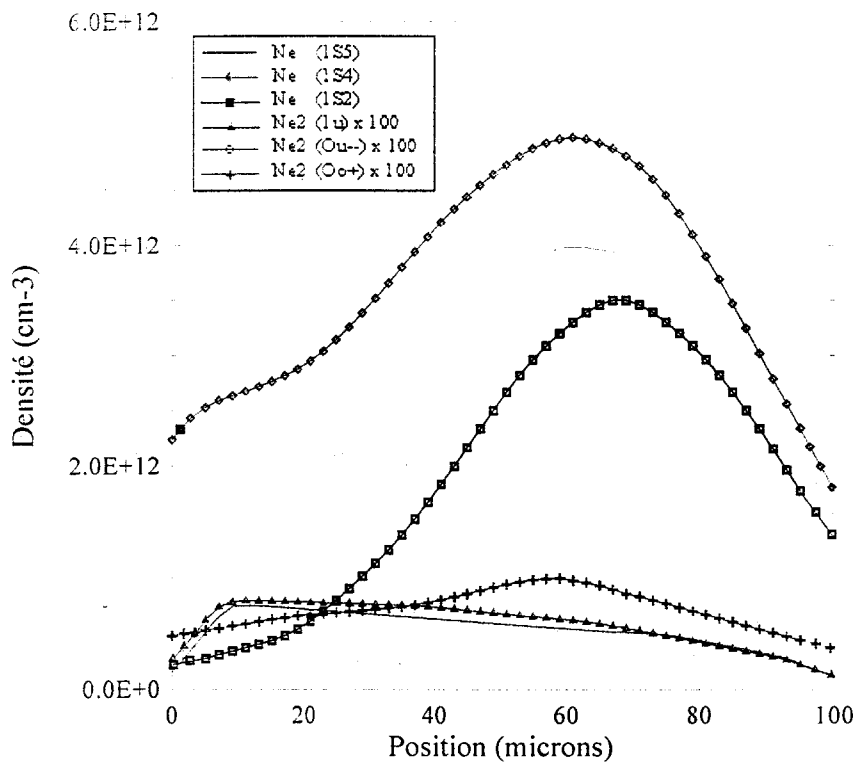


Figure III.15 : Variations spatiales des densités des états 1s et moléculaires du néon à l'instant $t = 0.75 \mu s$, correspondant à l'instant noté **d** (figure III.1) de la phase de croissance du courant

Cette tendance est maintenue après $0.75 \mu s$ avec une sensible augmentation de la concentration des métastables (figure III.15) due, d'une part à l'augmentation du champ électronique dans la lueur négative et l'augmentation du champ électrique dans la gaine et d'autre part, à l'augmentation de la densité électronique dans la lueur négative et donc à l'interface plasma-gaine. On remarque le déplacement du maximum des concentrations vers la gaine dû à l'expansion du plasma.

Contrairement à la phase précédente, correspondant à la décroissance de la densité de courant, les concentrations des métastables prennent leurs valeurs

maximales dans cette phase, avec une augmentation des concentrations des états excités moléculaires aux dépens du niveau ($1s_2$) qui diminue (figures III.16 et III.17). Dans cette période, on produit plus d'états $1s$ par collisions électroniques.

À l'instant $t = 0.9 \mu s$, bien que le champ électrique ait fortement diminué dans la chute cathodique, on continue à produire des métastables (toujours à l'interface plasma-gaine) car les électrons sont ralentis dans le plasma ce qui entraîne un cumul d'électrons dans cette région d'où la croissance des concentrations des métastables dans l'espace gazeux.

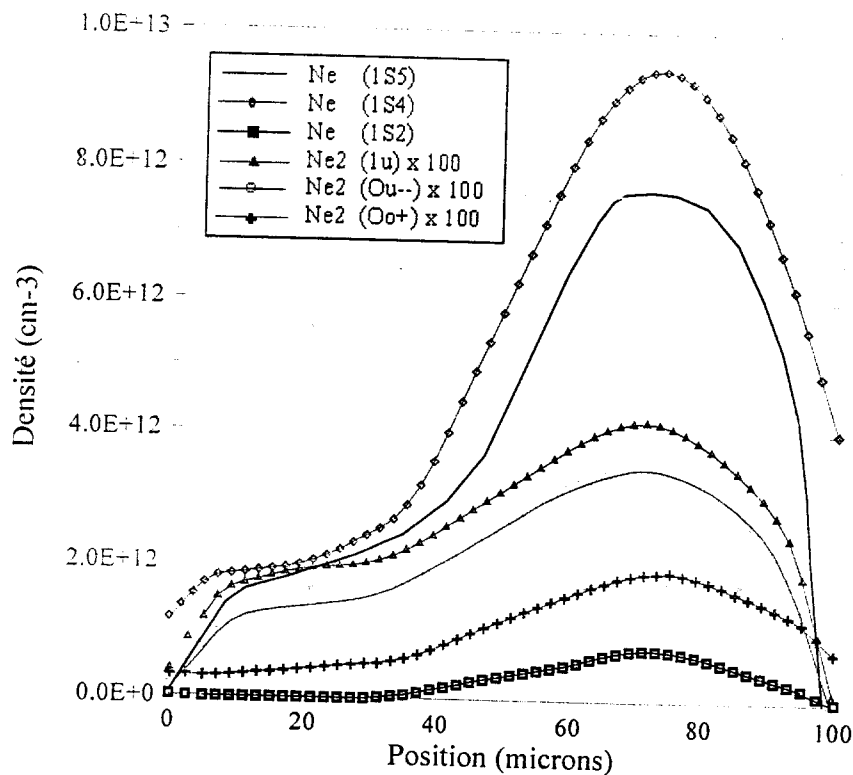


Figure III.16 : Variation spatiale des densités des états $1s$ et moléculaires du néon à l'instant $t = 0.9 \mu s$, correspondant à l'instant noté f (figure III.1) de la phase de décroissance du courant.

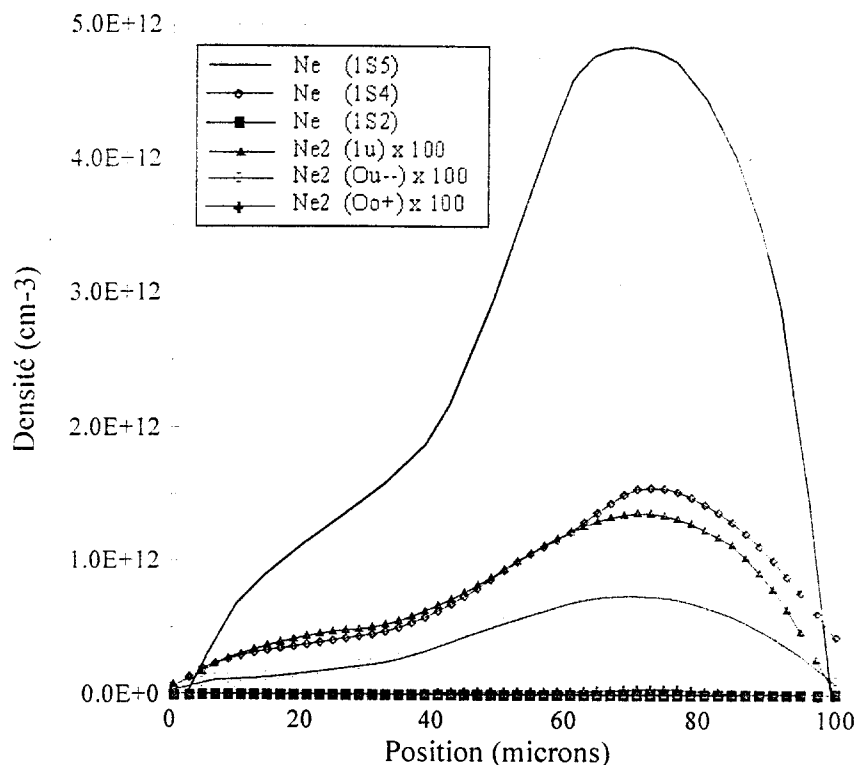


Figure III.17 : Variation spatiale des densités des états 1s et moléculaires du néon à l'instant $t = 1.4 \mu\text{s}$, correspondant à l'instant noté *g* (figure III.1) de la phase de décroissance du courant.

Remarquons que les métastables de néons ($1s_5$) ont une concentration supérieure à celle de tous les autres types de particules excitées. De plus, dans cette phase, on a une décroissance plus lente des concentrations des états excités par rapport à celle des ions Ne^+ et Ne_2^+ , due au fait que les électrons n'ont plus assez d'énergie pour effectuer des collisions ionisantes. Par contre, la population électronique décroît moins vite, car elle est renforcée par les collisions de type Penning qui s'effectuent dans cette phase.

La figure III.19 montre les variations temporelles des concentrations des espèces excitées 1s et moléculaires du néon, en un point de la cellule distant de $20 \mu\text{m}$ de la face interne du diélectrique qui recouvre l'électrode de gauche, qui joue le rôle d'anode. On constate que la population de ces espèces augmente de la même manière que la densité de courant, sauf pour les états moléculaire 1_u et O_u^- . La décroissance des concentrations est spécifique à chacun de ces niveaux car elles dépendent principalement des réactions qui les mettent en jeu.

Notons simplement que les niveaux 1s qui contribuent à l'effet Penning sont dominants jusqu'au maximum de courant. C'est ensuite l'état ($\text{Ne}_2(1s_5)$) qui est le seul responsable de l'ionisation Penning au delà de $1.5 \mu\text{s}$ (la concentration des niveaux $1s_5$

est d'un ordre de grandeur plus grande que celle du plus important des niveaux moléculaires ($\text{Ne}_2(1_u)$). de plus, le coefficient de réaction de ce dernier pour l'ionisation Penning est d'un ordre de grandeur plus faible que celui du ($\text{Ne}_2(1s_5)$).

Les particules excitées résiduelles dans l'espace gazeux à la fin de l'impulsion de tension sont essentiellement $\text{Ne}(1s_5)$ et $\text{Ne}_2(1_u)$.

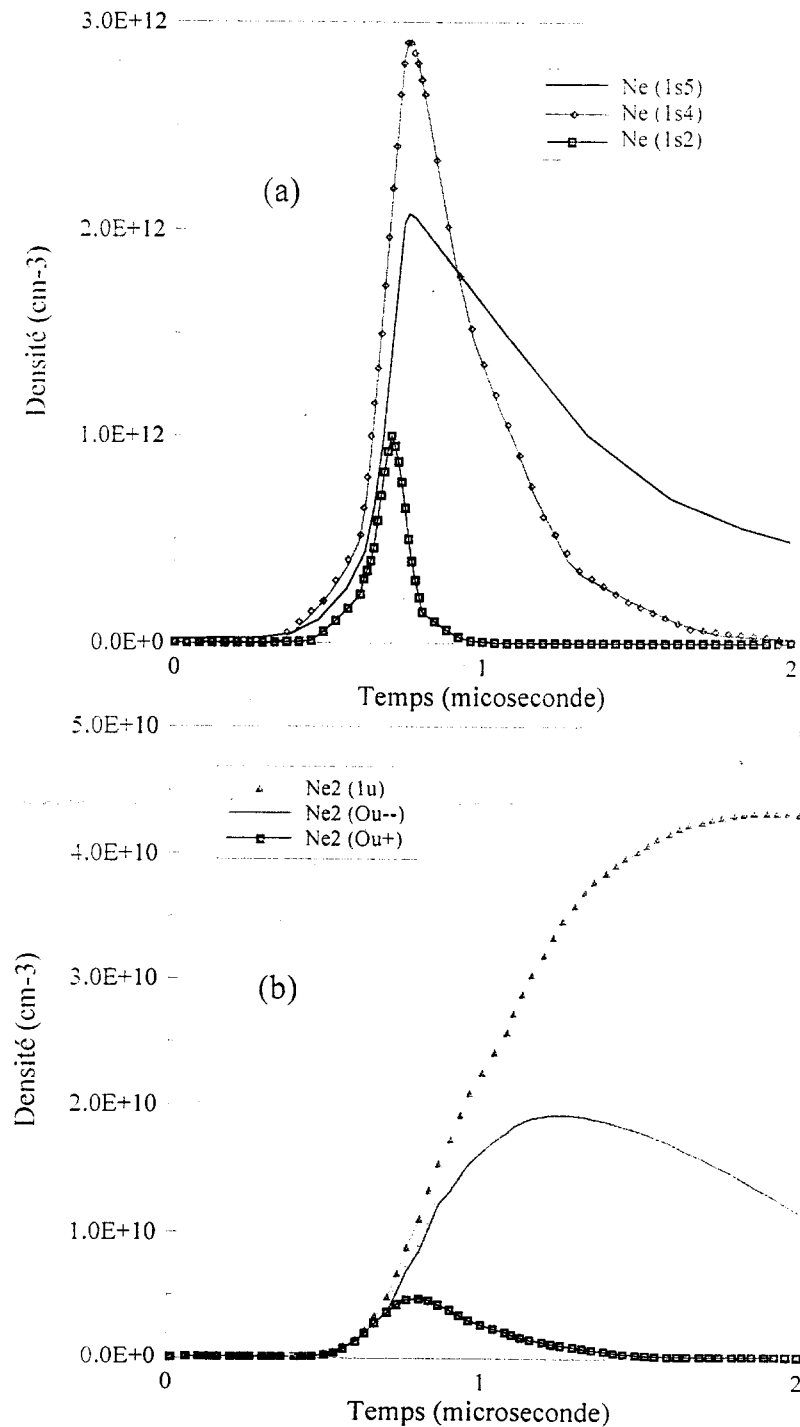


Figure III.18a,b : Évolution temporelle des concentrations des états 1s et moléculaires du néon au point $x = 20 \mu\text{m}$. (mêmes conditions que la figure III.1).

III.3.2 Répartition spatiale de la densité des états 2p du néon

La population des niveaux 2p du néon a été obtenue à partir des résultats précédents fournissant les variations spatio-temporelles du champ électrique, de la densité de charge et de la population des niveaux 1s du néon lors d'une impulsion, et en utilisant un modèle radiatif similaire à celui de Nighan [11].

Nous avons représenté sur la figure III.19, les variations spatiales de la concentration du niveau $2p_1$ (le plus important des niveaux 2p et responsable de l'émission de la raie dominante à 585.248 nm du néon) à différents instants de la décharge.

La concentration du $Ne(2p_1)$ présente un maximum, tout d'abord assez peu prononcé du côté anodique, au début de l'impulsion de courant. Ce maximum se déplace ensuite vers la chute cathodique quand le champ est maximum sur la cathode. À cet instant, la densité électronique est faible dans la chute cathodique mais le champ est important dans cette région, d'où une fréquence d'excitation très élevée qui fait que l'on a un maximum d'excitation à cet endroit. À l'instant $t = 0.8 \mu s$, on a une diminution du maximum dans la gaine, due à la diminution du champ électrique dans cette zone.

On remarque la présence d'un deuxième maximum au centre de la décharge (interface plasma-gaine) dû au fait que la densité électronique décroît (voir figure III.5) alors que la fréquence d'excitation est non négligeable et croissante dans cette zone (si l'énergie des électrons est insuffisante pour ioniser le gaz, elle est en revanche suffisante pour exciter les atomes de néon de seuil plus faible que le seuil d'ionisation).

Au delà de cet instant, la concentration des niveaux 2p diminue très vite dans la gaine (densité électronique pratiquement nulle). Le maximum des concentrations se trouve toujours dans la zone de décroissance de la densité électronique à l'interface plasma-gaine. Ce maximum se déplace vers la cathode conformément à l'expansion du plasma (voir figure III.7).

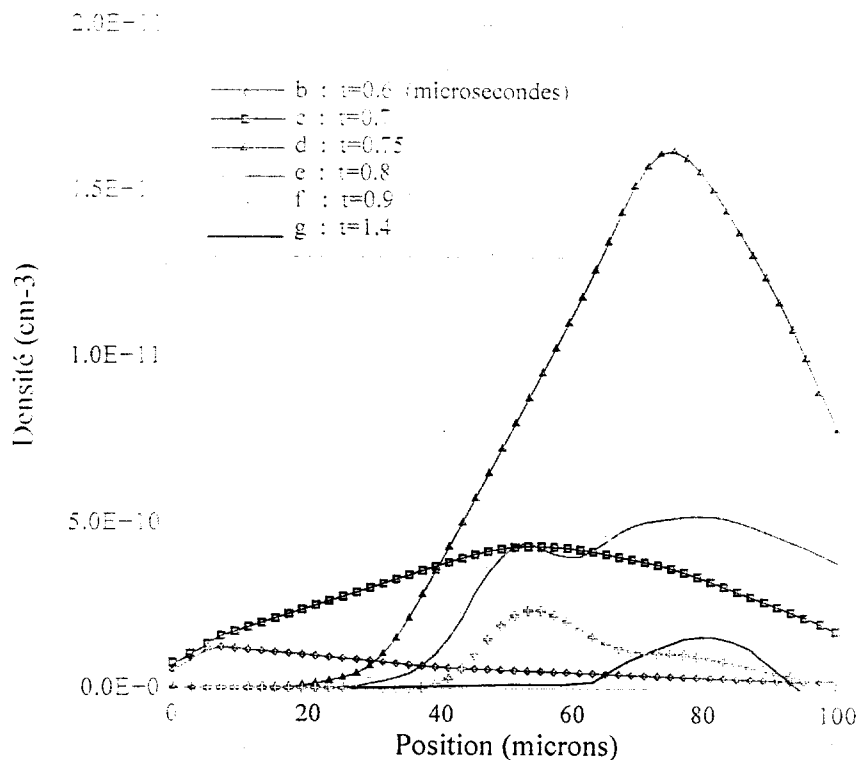


Figure III. 19 : Variation spatiale des densités du niveau 2p1 du néon à divers instants de la décharge. (mêmes conditions que la figure III.1).

III.4 CARACTERISTIQUES LUMINEUSES DE LA CELLULE :

La sensation d'intensité produite par une source sur le système visuel dépend de la composition du rayonnement. 1 Watt de lumière verte procurera une sensation d'intensité plus grande que 1 Watt de lumière rouge. La sensibilité de l'œil au rayonnement dépend de la longueur d'onde de celui-ci.

La vision est dite photopique, si le niveau d'éclairement est suffisant pour assurer le fonctionnement correct des cônes, (contrairement à la vision scotopique, où le niveau d'éclairement est suffisant pour assurer le fonctionnement correct des bâtonnets). La sensibilité $V(\lambda)$ en vision photopique correspond à la courbe en trait plein de la figure III.20, elle présente un maximum situé à 555 nm.

Dans ces conditions, l'efficacité lumineuse η de la source (rapport du flux de lumière produit F exprimé en Lumen) à la puissance électrique consommée P (exprimée en Watt) s'écrit :

$$\eta \text{ (lm/w)} = \frac{F \text{ (lm)}}{P \text{ (W)}} = \int_{-\infty}^{+\infty} K_m \cdot V(\lambda) \cdot \rho(\lambda) \cdot d\lambda \quad \text{(III.1)}$$

où K_m est une constante qui vaut 683 lm/W, $V(\lambda)$ est la sensibilité spectrale de l'œil à

La radiation λ . et $\rho(\lambda)$ l'efficacité de conversion de la puissance électrique en puissance rayonnée par unité de longueur d'onde, elle s'écrit :

$$\rho(\lambda) = \frac{P_r(\lambda)}{P} \quad (\text{III.2})$$

où P est la puissance absorbée par la source et $P_r(\lambda)$ la puissance rayonnée par la source. Cette dernière est calculée pour une longueur d'onde donnée correspondant à la transition $2p_i - 1s_j$ par la relation suivante :

$$P_r(\lambda) = \int A_{i,j} n_{zi} \Delta\varepsilon_\lambda \cdot dv \quad (\text{III.3})$$

où $A_{i,j}$ est la probabilité d'émission d'Einstein correspondant au photon émis. de longueur d'onde λ lors de cette transition, n_{zi} la concentration du niveau $2p_i$ du néon. $\Delta\varepsilon_\lambda$ l'énergie du photon émis et dv l'élément de volume.

La puissance électrique consommée par la cellule s'écrit :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T V_s(t) \cdot i(t) \cdot dt \quad (\text{III.4})$$

T est la période de la tension $V_s(t)$ appliquée aux bornes des électrodes $i(t)$ le courant qui traverse la cellule. Dans le cas d'un signal rectangulaire l'équation III.4 devient :

$$P = \frac{2}{T} V_s \Delta V_w C_{\text{equ}} \quad (\text{III.5})$$

où ΔV_w est la variation de la tension mémoire entre la fin et le début de la tension appliquée sur une demi-période et C_{equ} la capacité équivalente des deux diélectriques.

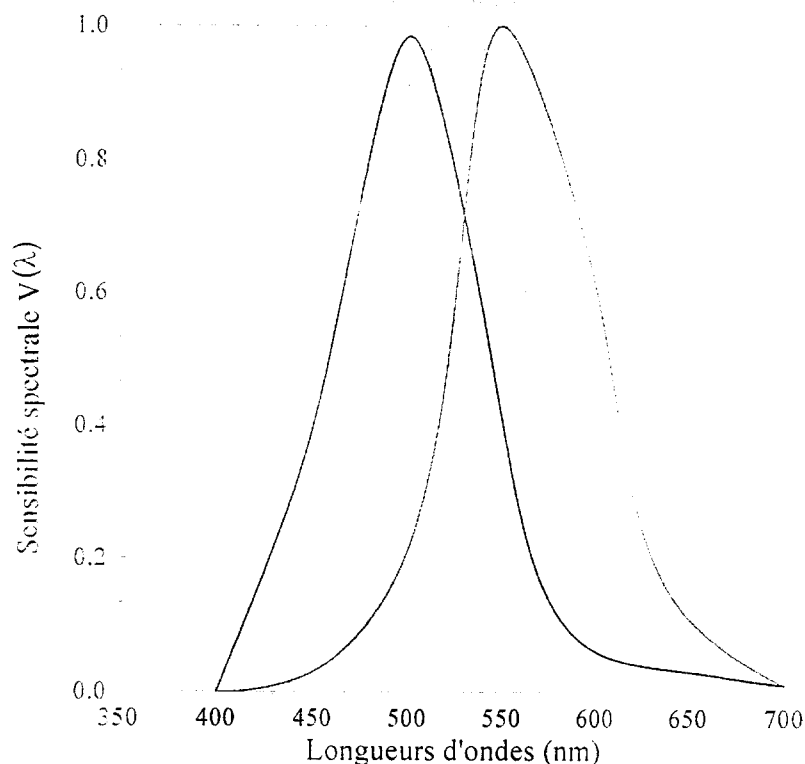


Figure III.20 : Sensibilité spectrale $V(\lambda)$ de l'œil humain moyen.
(Éclairéments forts : vision photopique, éclairément faibles : vision scotopique).

Pour conclure cette section, nous pouvons dire que la méthode mise au point reproduit très bien les observations expérimentales et les résultats numériques des méthodes utilisées par Sahni et col [12]. Elle permet d'avoir accès à des grandeurs macroscopiques (distribution du champ électrique, concentrations des espèces chargées et excitées et tension aux bornes de l'espace gazeux) qui ne sont en général pas directement accessibles à la mesure, et peut donc conduire à une compréhension plus complète et beaucoup plus fine des phénomènes physiques.

CHAPITRE IV

CHOIX DU POINT DE FONCTIONNEMENT D'UNE MICRO- CELLULE : CARACTERISTIQUE DE TRANSFERT

Les résultats exposés dans la section précédente concernent une impulsion isolée et ne permettent pas de tirer des conclusions sur les différents régimes de fonctionnement possibles ou sur la façon dont la cellule évolue vers l'état stationnaire à partir d'une impulsion d'allumage V_S donnée. Notons cependant que le point de fonctionnement choisi dans l'exemple du chapitre III est tiré des résultats qui seront présentés dans ce chapitre, et est tel que la tension mémoire à la fin de l'impulsion soit exactement égale et opposée à la tension mémoire issue de l'impulsion précédente. C'est donc un point de fonctionnement qui, s'il est stable, correspond à un régime stationnaire. Ce point n'a pas été choisi au hasard et nous allons voir dans ce chapitre comment on peut le prédéterminer. Dans ce chapitre, nous ne considérons que des tensions d'entretien rectangulaires.

IV.1 DEFINITION DE LA CRACTERISTIQUE DE TRANSFERT :

Le problème qui se pose est donc d'établir des critères permettant de définir la stabilité d'un point de fonctionnement. Ceci peut être fait soit expérimentalement, soit comme nous allons le voir, en utilisant les calculs.

Les points de fonctionnement d'une cellule peuvent être caractérisés par des courbes que nous appellerons **caractéristiques de transfert de tension** (" Voltage Transfer Curves", Slottow et Petty [51] [52], Sahni et col [53], Johnson, Blitzer et

Slottow [54]). Ces caractéristiques de transfert représentent, pour une cellule donnée et pour une impulsion donnée, la valeur absolue de la variation de la tension en fonction de la tension aux bornes de l'espace gazeux $\Delta V_W = |V_{Wf} - V_{Wd}|$ entre le début et la fin de l'impulsion de tension en fonction de la tension aux bornes de l'espace gazeux $V_g = |V_s - V_{Wd}|$ avant que la décharge ne soit initiée : $\Delta V_W = F(V_g)$. Cette courbe est appelée caractéristique de transfert car elle caractérise la variation de la charge ΔQ (V_W est relié à ΔQ par la relation $\Delta V_W = \Delta Q / C_{\text{equ}}$) sur les diélectriques, au cours de l'impulsion.

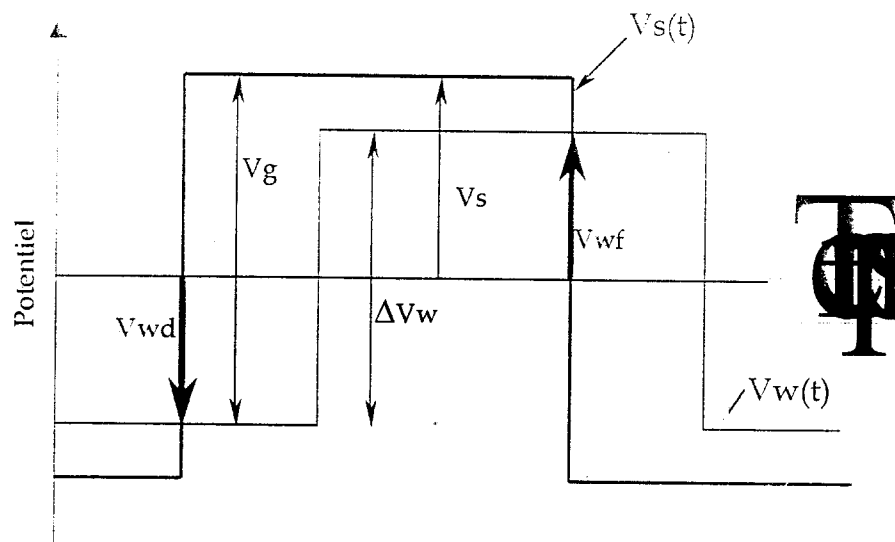


Figure IV.1 : Schéma des variations des tensions caractéristiques de la cellule. $V_s(t)$ tension d'entretien, V_g tension aux bornes de l'espace gazeux au début de l'impulsion, $V_w(t)$ tension mémoire et ΔV_W variation de la tension mémoire entre deux impulsions consécutives.

Une autre courbe qui peut également être utile est la courbe représentant la valeur absolue de la tension mémoire V_W en fonction de la tension d'entretien V_S : $V_W = G(V_S)$, et qui donne la valeur de la tension mémoire de fonctionnement stable pour une tension d'entretien donnée. Notons qu'en régime stationnaire $|V_W| = |\Delta V_W| / 2$, ce qui correspond au fait que la tension mémoire après l'impulsion doit être exactement égale et opposée à la tension mémoire avant l'impulsion. Pour plus de clarté, les variations des tensions V_S , V_g , V_W et ΔV_W au cours d'un cycle de la tension d'entretien sont représentées schématiquement sur la figure IV.1.

IV.2 CRITERE DE STABILITE :

Ces caractéristiques de transfert sont extrêmement utiles car elles permettent de déterminer immédiatement les points de fonctionnement stable d'une cellule. La théorie simple qui permet de définir le critère de stabilité lié à la forme de la fonction, est détaillée dans la littérature (Slottow et Petty [51]). Nous la rappelons brièvement ici.

On considère un point de fonctionnement stationnaire (indice 0), c'est à dire tel que la tension mémoire à la fin de chaque impulsion soit constante en valeur absolue, de manière à avoir ainsi une succession de décharges similaires pour une tension d'entretien donnée, donc telle que :

$$\Delta V_{W0} = F(V_{g0}) = 2V_{W0} \quad (\text{critère de stationnarité}) \quad (IV.1)$$

La réponse de la variation de la tension mémoire à une tension d'entretien rectangulaire à la $i^{\text{ème}}$ décharge d'une série de décharges est une fonction de la tension aux bornes de l'espace gazeux avant que la décharge ne soit initiée.

$$\Delta V_{Wi} = F(V_{gi}) \quad (IV.2)$$

où $\Delta V_{Wi} = V_{Wi+1} - V_{Wi}$ et $V_{gi} = V_s - V_{Wi}$, la figure IV.2 montre les relations entre ces différentes tensions.

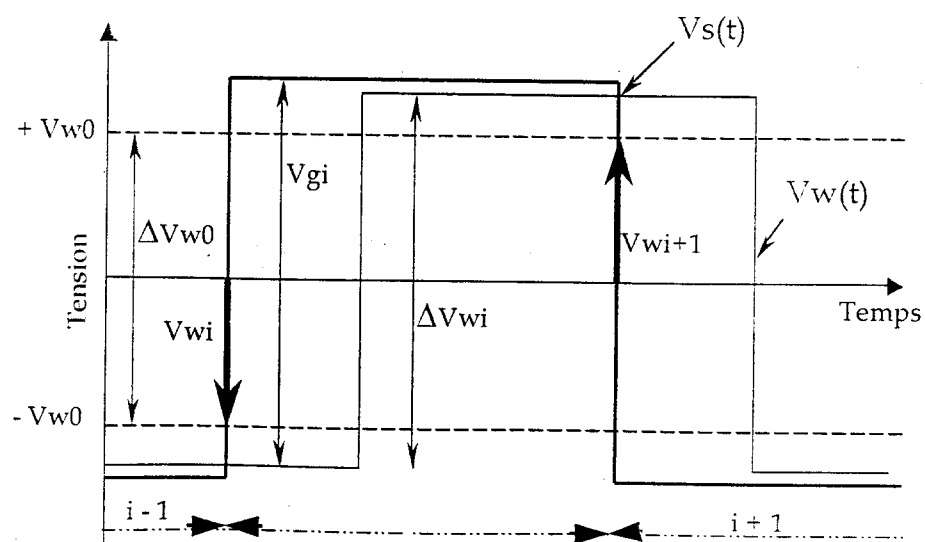


Figure IV.2 : Relations entre les différentes tensions caractéristiques de la cellule.

On considère, avant la $i^{\text{ème}}$ impulsion, une perturbation δV_{W_i} de la tension mémoire par rapport à sa valeur d'équilibre V_{W_0} , ce qui entraîne un écart δV_{g_i} de la tension aux bornes de l'espace gazeux par rapport à sa valeur d'équilibre V_{g_0} , et on calcule l'écart $\delta V_{W_{i-1}}$ de la tension mémoire par rapport à V_{W_0} , après l'impulsion. Dans ces conditions, l'équation IV.2 s'écrit :

$$(V_{W_0} + \delta V_{W_{i-1}}) - (-V_{W_0} + \delta V_{W_i}) = F(V_{g_0} + \delta V_{g_i}) \quad (\text{IV.3})$$

Le développement en série de Taylor du premier ordre de l'équation précédente donne :

$$2 V_{W_0} + dV_{W_{i-1}} = dV_{W_i} + F(V_{g_0}) + \left. \frac{dF(V_g)}{dV_g} \right|_{V_g = V_{g_0}} dV_g \quad (\text{IV.4})$$

Comme $V_g = V_S - V_{W_i}$ et que V_S reste constant en module $dV_g = -dV_{W_i}$, et en utilisant l'équation IV.1, on obtient très facilement, après un arrangement des termes de l'équation IV.4, l'équation :

$$\frac{d V_{W_{i+1}}}{dV_w} = \left(1 - \frac{dF(V_g)}{dV_g} \right) \quad (\text{IV.5})$$

En régime stable, la condition d'équilibre est qu'une perturbation des conditions d'équilibre disparaisse dans le temps, ou, à la limite, ne s'amplifie pas ($|dV_{W_{i+1}}| \leq |dV_{W_i}|$). Le critère de stabilité indiquant que toute perturbation doit être amortie s'écrit donc :

$$\left| 1 - \frac{dF(V_g)}{dV_g} \right| \leq 1 \quad (\text{critère de stabilité}) \quad (\text{IV.6})$$

Soit $\gamma = \frac{dF(V_g)}{dV_g}$ la pente de la caractéristique de transfert $F(V_g)$. Le critère ci-dessus (IV.6) peut s'écrire $0 \leq \gamma \leq 2$. Par conséquent, le point de fonctionnement n'est stable que si la pente de la caractéristique de transfert est inférieure à 2. La meilleure valeur pratique de cette pente est $\gamma = 1$ car elle correspond à une correction de toute perturbation en une impulsion.

On voit donc l'intérêt des caractéristiques de transfert. Pratiquement, pour obtenir ces caractéristiques, on utilise le modèle précédent en calculant, pour plusieurs valeurs imposées de la tension aux bornes de l'espace gazeux, la variation ΔV_w de la tension

mémoire au cours d'une impulsion.

IV.3 EXPLOITATION DE LA CARACTERISTIQUE DE TRANSFERT DE TENSION :

On a obtenu la caractéristique de transfert de tension, pour une cellule identique à celle de l'exemple décrit dans le chapitre précédent dont nous rappellerons les caractéristiques :

- Gaz Ne + 0.1 % Ar
- Distance de l'espace gazeux $d = 100 \mu\text{m}$
- Pression $p = 375 \text{ torr}$
- Capacité équivalente des diélectriques $C_{\text{equ}} = 230 \text{ pF cm}^{-2}$

La caractéristique de transfert (courbe F) est représentée sur la figure IV.3. Des droites de pente 2 limitant la courbe représentative de F sont également tracées. On constate immédiatement qu'il existe deux zones de fonctionnement stable, où la pente F est inférieure à 2. La première correspond à $V_g \geq 135 \text{ Volts}$, la seconde à $V_g \leq 85 \text{ Volts}$. La zone supérieure sera utilisée pour l'état "allumé" de la cellule ("ON" state), la zone inférieure pour l'état "éteint" de la cellule ("OFF" state). On peut déduire de cette caractéristique de transfert, la courbe des tensions d'entretien et mémoire d'équilibre $V_w = G(V_g)$ (courbe G même figure). La bistabilité de la zone comprise entre les deux tangentes verticales de G apparaît également sur cette courbe.

La tension d'entretien doit nécessairement être comprise entre les deux limites correspondant aux deux tangentes verticales de la courbe G, pour que l'on puisse fonctionner dans l'un des deux régimes stables, et passer de l'un à l'autre en utilisant des impulsions d'allumage et d'extinction. La limite inférieure et la limite supérieure de la tension d'entretien V_s sont notées $V_{s\text{min}}$ et $V_{s\text{max}}$ et ont pour valeurs 72.1 V et 78.6 V respectivement. Au-delà de ces limites, le régime de la cellule est monostable. Pour une tension d'entretien inférieure à $V_{s\text{min}}$, la cellule ne peut pas rester dans un état "allumé", pour une tension d'entretien supérieure à $V_{s\text{max}}$, la cellule ne peut pas rester dans un état "éteint", et ce, quelle que soit la valeur de la tension mémoire initiale.

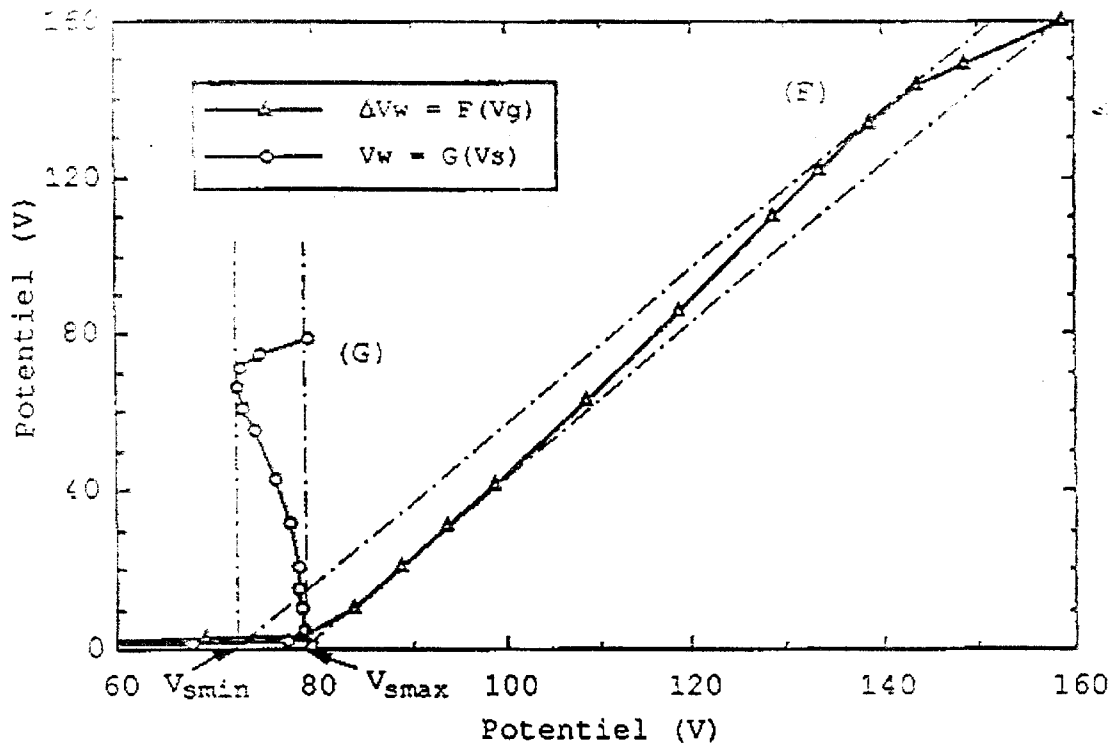


Figure IV.3 : Caractéristiques de transfert de tension. Courbe F : variations de la tension mémoire ΔV_W en fonction de la tension aux bornes de l'espace gazeux V_g . Courbe G : tension mémoire en régime stable V_W en fonction de la tension d'entretien V_s .

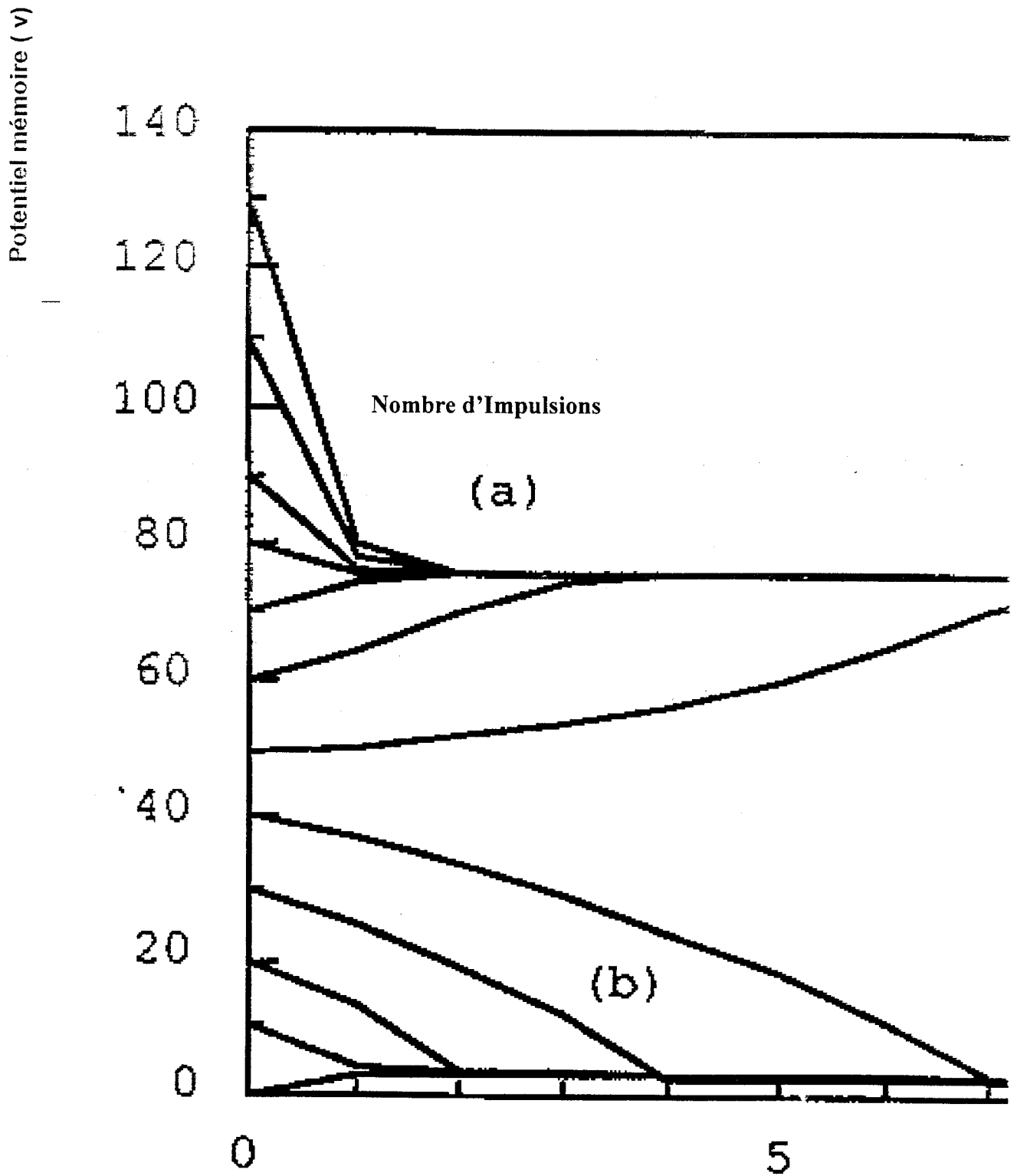
Notons d'autre part que la pente de la courbe $DV_W = F(V_g)$ est voisine de 1 dans la zone correspondant à l'état "allumé", ce qui est idéal, comme nous l'avons vu plus haut, car toute perturbation est complètement amortie dès l'impulsion suivante.

IV.3.1 Bistabilité du régime de fonctionnement.

La figure IV.4 illustre la bistabilité du régime. Elle représente les variations de la tension mémoire (en valeur absolue) en fonction du nombre d'impulsions (succession d'impulsions) après une perturbation de la tension appliquée. Elle a été déduite des caractéristiques de transfert de la figure précédente. Elle montre comment, à partir d'un état stable ("allumé" : courbe (a), "éteint" courbe (b), le système évolue vers l'équilibre après la perturbation de la tension appliquée.

Ainsi, pour une tension d'entretien de 75 Volts, si, à partir de l'état "éteint" (tension mémoire de fonctionnement stable de 3 volts), on ajoute à la tension d'entretien, pendant un demi cycle, une tension inférieure à 50 Volts (on est dans la zone de la caractéristique de transfert dans laquelle la pente est inférieure à 2), la

cellule peut s'allumer de façon transitoire, mais retourne vers l'état " éteint ". d'autant moins vite que la perturbation est grande (mais inférieure à 50 Volts).



est en dehors de ces limites, le fonctionnement de la cellule est mono-stable, et n'est d'aucun intérêt pour nous. On voit sur cette figure que lorsque la tension d'entretien est supérieure à V_{max} , dans notre cas $V_S = 90$ V, et même si la tension mémoire initiale est nulle, le système évolue de manière à accroître progressivement la tension mémoire jusqu'à la valeur de 90 V, tension mémoire de fonctionnement stable correspondant à la tension d'entretien de 90 V. Ceci n'a pas d'intérêt pratique pour nous puisque le fonctionnement de la cellule se stabilise au bout de cinq impulsions de la tension d'entretien dans l'état " allumé " quelle que soit la valeur de la tension mémoire initiale : c'est à dire qu'on ne pourra pas éteindre la cellule par la suite.

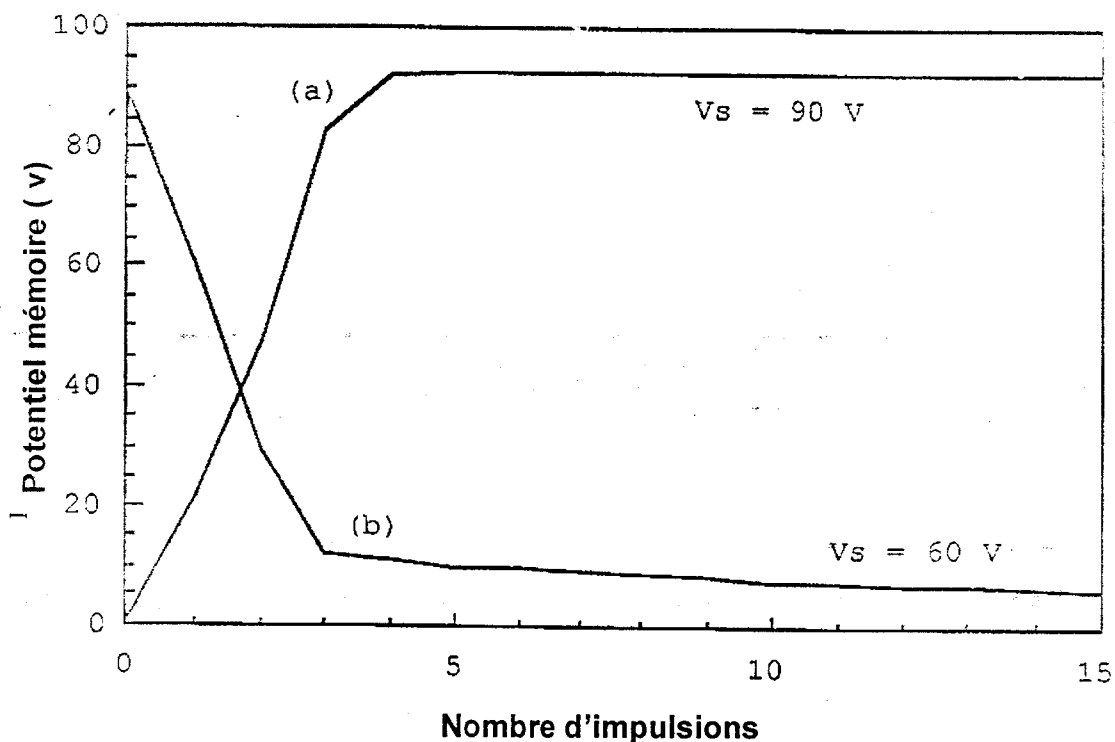


Figure IV.5 : Illustration de la mono-stabilité du régime de fonctionnement d'une cellule. Les courbes (a) évolution vers l'état " allumé " $V_S = 90$ V et (b) évolution vers l'état " éteint " $V_S = 60$ V, représentant les variations de la tension mémoire V_W en fonction du nombre d'impulsions de la tension d'entretien.

Dans le cas où l'on utilise une tension d'entretien inférieure à V_{smin} , dans notre cas $V_S = 60$ V, quelle que soit la valeur de la tension mémoire initiale, la cellule évolue progressivement vers l'état " éteint " de la cellule. Dans l'exemple illustré sur la figure IV.5, on a pris une tension mémoire initiale de 90 V, ce qui donnerait une tension initiale aux bornes de l'espace gazeux de 150 V (largement supérieure à la tension d'amorçage de la décharge), correspondant à un point de fonctionnement bistable de la

cellule pour une tension d'entretien $V_S = 75$ V associée à une tension mémoire de 0 V pour l'état " éteint " et de 75 V pour l'état " allumé ". Ceci n'empêche pas la cellule d'évoluer vers son point de fonctionnement mono-stable, correspondant à l'état "éteint" de la cellule au bout de quelques impulsions de la tension d'entretien.

Les deux cas présentés sur la figure IV.5 sont des points de fonctionnement mono-stables qui ne permettent pas de contrôler l'état de la cellule, c'est à dire de passer de l'état " éteint " vers l'état " allumé " et vice-versa.

IV.3.3 Choix du point de fonctionnement de la cellule :

On peut également déterminer à l'aide de ces courbes, en plus de la zone de fonctionnement stable, les tensions d'allumage V_S et d'effacement V_{ef} qu'il faut utiliser, pour une tension d'entretien donnée, pour passer de l'état " éteint " à l'état " allumé " et réciproquement (en supposant toujours que les impulsions de tension sont rectangulaires). En effet, si l'on choisit un point de fonctionnement pour le régime "allumé", par exemple, comme dans la section précédente $V_S = 75$ Volts ($V_{smin} \leq V_S \leq V_{smax}$) et par conséquent $V_W = G(V_S) = 75$ volts ; il faudra opérer de la façon suivante :

a) Pour passer de l'état " allumé " à l'état " éteint ", il faudra transférer, pendant l'impulsion d'allumage, un tension mémoire de 75 Volts (la tension mémoire initiale étant nulle, état " éteint ") ; on cherche donc sur la courbe $\Delta V_W = F(V_g)$ la valeur V_g pour laquelle $\Delta V_W = 75$ Volts ; on obtient environ 115 Volts. Il faudra donc choisir $V_S = 115$ Volts.

b) Pour passer de l'état " allumé " à l'état " éteint " il faudra, à la place de la tension d'entretien V_S qui correspond au transfert de tension mémoire de $\Delta V_W = F(V_S + V_W) = 2 V_W = 150$ Volts, appliquer une tension d'effacement V_{ef} telle que la tension mémoire après l'impulsion d'effacement soit nulle. Il faudra donc transférer 75 Volts, ce qui nécessite une tension V_g de 115 Volts (voir plus haut). Par conséquent, la tension d'effacement doit être de $V_{ef} = V_g - V_W$, soit une valeur de 40 Volts.

CONCLUSION

Le modèle mono-dimensionnel qui a été mis au point et utilisé au cours de ce travail permet de simuler le fonctionnement complet d'une cellule de panneau de visualisation à plasma de type alternatif. Il permet de décrire l'allumage, l'état "allumé" et l'extinction de la cellule pour un mélange de gaz donné, et, à condition de connaître les données de base caractérisant le gaz ionisé et son interaction avec les parois, de déterminer les caractéristiques électriques et lumineuses de la cellule.

Ce modèle s'est révélé très utile par le lien qu'il permet de faire entre propriétés "externes" de la micro-cellule (forme des signaux, émission lumineuse) accessibles expérimentalement et par le calcul, et mécanismes élémentaires (champ électrique interne, cinétique électronique et ionique, ionisation, excitation etc ...) inaccessibles à l'expérience mais que le modèle permet d'analyser et qui sont à l'origine de ces propriétés "externes".

Les principaux résultats que nous avons obtenus sont résumés ci-dessous :

- Nous avons pu analyser de façon détaillée le développement des décharges transitoires qui s'établissent dans la micro-cellule à chaque alternance de la tension d'entretien, et reproduire théoriquement de façon satisfaisante les caractéristiques observées expérimentalement, par d'autres auteurs, chez Thomson tube et Fujitsu, de l'impulsion de courant associée : en particulier, la rapide montée du courant, liée au processus d'ionisation directe suivie d'une décroissance plus lente associée à l'effet Penning (les atomes métastables de néon qui s'accumulent pendant la phase de croissance du courant). Nous avons montré comment l'impulsion de courant est associée à la formation d'une gaine cathodique transitoire, suivie d'une chute de tension aux bornes de la cellule, induite par la charge des diélectriques, et analysé les rôles des différentes espèces, chargées et métastables pendant l'impulsion. D'autre part, les calculs ont montré que l'évolution temporelle de l'émission lumineuse est similaire à celle du courant de décharge.

Le modèle a été précieux pour étudier et clarifier les problèmes liés à la stationnarité et à la stabilité du régime de fonctionnement de la cellule. Nous avons ainsi pu déterminer, à partir de caractéristiques de transfert de la cellule, calculées à l'aide du modèle, les plages de fonctionnement stables de la cellule .

Nous avons montré comment, à partir de la connaissance de ces caractéristiques de transfert, on peut choisir le point de fonctionnement de la cellule en régime allumé.

L'un des prolongements de ce travail serait donc l'extension du modèle à une géométrie bidimensionnelle et pourquoi pas tridimensionnelle qui sera utile pour étudier d'une manière plus détaillée le fonctionnement des écrans plats de visualisation couleur à plasma pour lesquels une approche bidimensionnelle au minimum , vu la forme des électrodes , est nécessaire et extrêmement descriptive.

ANNEXE I

CONDITIONS AUX LIMITES IMPOSEES PAR LE DIELECTRIQUE

On considère le circuit équivalent de la cellule (Figure A-I.1) constitué des capacités des diélectriques en série avec la micro-cellule gazeuse constituée elle-même d'une capacité et de l'espace gazeux . Soient C_{w1} , C_{w2} et C_g , respectivement les capacités des deux diélectriques et de la cellule gazeuse.

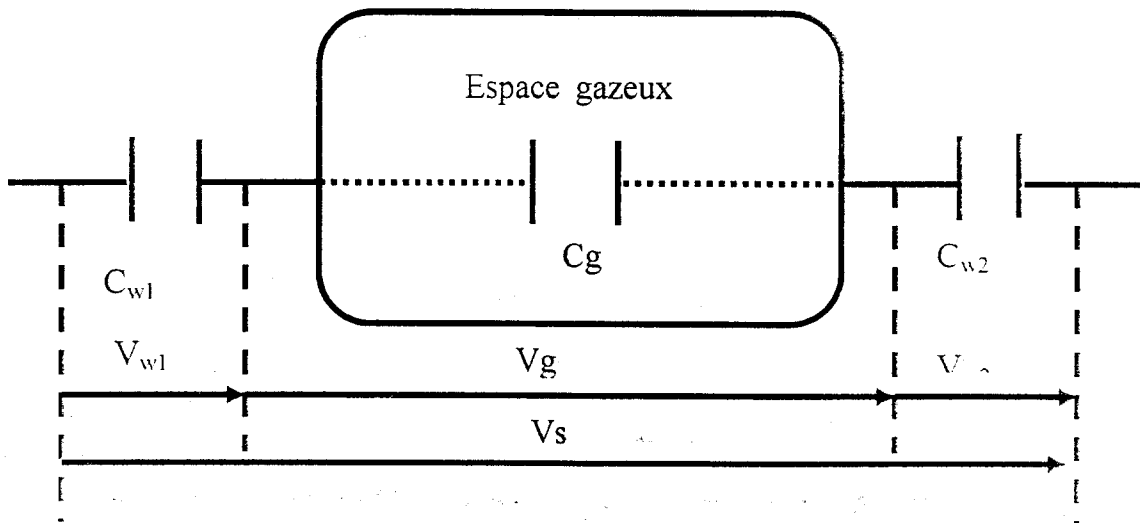


Figure A-I .1 : Circuit électrique équivalent de la cellule

Soit $i(t)$ le courant qui traverse le circuit . On peut écrire alors :

$$i(t) = C_{w1} \frac{dv_{w1}}{dt} = C_{w2} \frac{dv_{w2}}{dt} = C_g \frac{dv_g}{dt} - \frac{s}{d} \int_c^a J(x,t) dx \quad (\text{A-I.1})$$

ou V_{w1} , V_{w2} et V_g représentent la différence de potentiel aux bornes du diélectrique de

gauche, du diélectrique de droite et de l'espace gazeux respectivement, S est la surface embrassée par la décharge, d la distance séparant les faces internes des deux diélectrique et J la densité de courant dans la cellule. A tout instant on a :

$$V_s(t) = V_{w1}(t) + V_{w2}(t) + V_g(t) \quad (\text{A-T.2})$$

De l'équation A-I.1, on tire la valeur du potentiel V_{w1} et V_{w2} en remplaçant le rapport S/d par C_g/ϵ_0 ou ϵ_0 est la permittivité du vide.

$$V_{w1}(t) = \frac{C_g}{C_{w1}} + \left(V_g(t) - \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^d \int_0^0 J(x,t) dx dt \right) + A \quad (\text{A-I.3})$$

Où A est une constante d'intégration ; de cette dernière on tire:

$$V_s(t) = V_g(t) + \left(\frac{C_g}{C_{w1}} + \frac{C_g}{C_{w2}} \right) \left(V_g(t) - \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^d \int_0^0 J(x,t) dx dt \right) + B \quad (\text{A-I.4})$$

En remplaçant les capacités par leur capacité équivalente $\frac{1}{C_{equ}} = \frac{1}{C_{w1}} + \frac{1}{C_{w2}}$ on obtient :

$$V_s(t) = V_g(t) \left(1 + \frac{C_g}{C_{equ}} \right) - \frac{C_g}{C_{equ}} \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^d \int_0^0 J(x,t) dx dt + B \quad (\text{A-I.5})$$

où la constante B est déterminée pour $t = 0$: $B = V_s(0) - \left(1 + \frac{C_g}{C_{equ}} \right) V_g(0)$

Si l'on pose qu'à $t = 0$, $V_s(0) = 0$ et $V_g(0) = 0$ on obtient:

$$V_s(t) = V_g(t) \left(1 + \frac{C_g}{C_{equ}} \right) - \frac{C_g}{C_{equ}} \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^d \int_0^0 J(x,t) dx dt \quad (\text{A-I.6})$$

Une autre manière de définir cette condition aux limites est de considérer non pas le circuit électrique équivalent mais la cellule constituée des trois milieux diélectriques suivants : le diélectrique (1) qui recouvre l'électrode de gauche, le milieu

gazeux et enfin le diélectrique (2) qui recouvre l'électrode de droite. C'est ce qui est fait dans la suite.

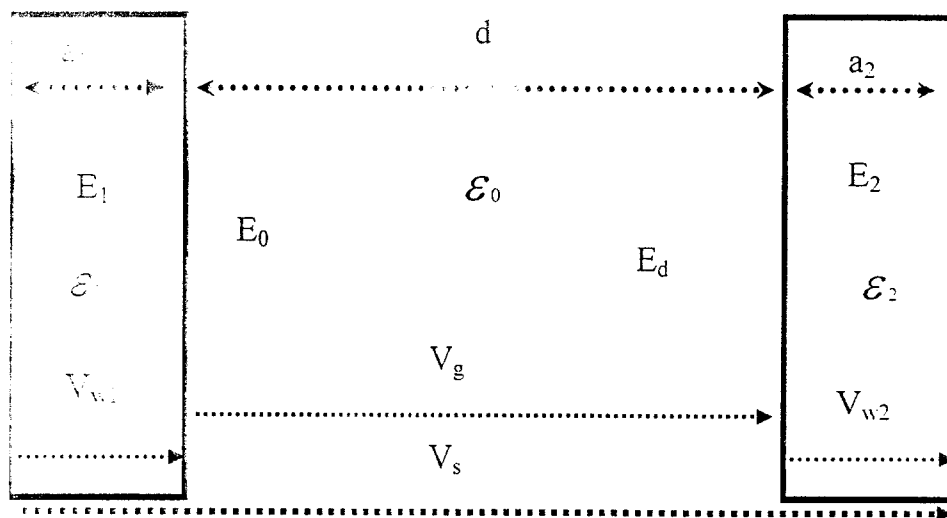


Figure A-I.2 : Schéma simplifié de la cellule

Soient ϵ_1 et ϵ_2 respectivement la permittivité des diélectriques (1) et (2), a_1 et a_2 leur épaisseurs respectives, d la distance séparant les faces internes des deux diélectriques (1) et (2) et ϵ_0 la permittivité du vide

Soient E_1 , E_2 le champ électrique dans les milieux diélectriques (1) et (2) respectivement et E_0 et E_d les valeurs du champ électrique dans le milieu gazeux à l'interface diélectrique (1) – gaz et gaz- diélectrique (2) respectivement.

Les diélectriques étant supposés parfaits, la condition au limite sur les champs électriques aux interfaces diélectrique –gaz, imposée par la condition de continuité du champs électrique s'écrit:

$$\begin{cases} \epsilon_0 E_0 = \epsilon_1 E_1 - \sigma_1 \\ \epsilon_0 E_d = \epsilon_2 E_2 + \sigma_2 \end{cases} \quad (\text{A-I.7})$$

Où σ_1 et σ_2 représente la densité surfacique de charge au niveau des interfaces diélectrique (1) –gaz et gaz – diélectrique (2) respectivement.

Sachant que $C_g = \frac{\epsilon_0 S}{d}$, $\sigma_i = Q_i / S$, $V_{wi} = - E_i a_i$ et $C_{wi} = \frac{\epsilon_i S}{a_i}$ ou S est la surface

couverte par la décharge et Q_i la quantité de charge.

Stockée sur la paroi du diélectrique (1) ou (2) . Le système (A-I.7) s'écrit alors

$$\begin{aligned} V_{w1} &= - \frac{1}{C_{w1}} (E_0 d C_g + Q_1). \\ V_{w2} &= - \frac{1}{C_{w2}} (E_d d C_g - Q_2) \end{aligned} \quad (\text{A-I.8})$$

L'intégration de l'équation de poisson donne:

$$E(x,t) = E(0,t) + \int_0^x \frac{\rho(x,t)}{\epsilon_0} dx \quad (\text{A-I.9})$$

Ou $\rho(x,t)$ est densité volumique de charge dans le milieu gazeux . De l'équation A-I.9 on tire la relation entre les champs électriques aux interfaces diélectrique- gaz dans le milieu gazeux.

$$E_d = E_0 + \int_0^d \frac{\rho(x,t)}{\epsilon_0} dx \quad (\text{A-I.10})$$

Le potentiel aux bornes de l'espace gazeux s'écrit alors:

$$V_g(t) = - \int_0^d E(x,t) dx = - E_0 d - \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^d \int_0^y \rho(x,t) dx dy \quad (\text{A-I.11})$$

D'où :

$$E_0 d = - V_g(t) - \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^d \int_0^y \rho(x,t) dx dy \quad (\text{A-I.12})$$

En remplaçant la valeur $E_0 d$ de l'équation A-I.12 dans l'équation (A-I.10) . On obtient

$$E_d d = - V_g(t) - \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^d \int_0^y \rho(x,t) dx dy + \frac{S}{c_g} \int_0^d \rho(x,t) dx \quad (\text{A-I.13})$$

Or à tout instant on a :

$$V_s(t) = V_g(t) + V_{w1}(t) + V_{w2}(t) \quad (\text{A-I.14})$$

où V_s est la tension externe appliquée aux bornes des électrodes, V_g la tension qui apparaît aux bornes de l'espace gazeux et V_{w1} et V_{w2} la tension aux bornes des diélectriques (1) et (2) respectivement.

En remplaçant $E_0 d$ et Ed dans le système (A-I.8) par les équations (A-I.12) et (A-I.13), l'équation précédente s'écrit alors :

$$\begin{aligned} V_s(t) = & V_g(t) \\ & + \frac{C_g}{C_{w1}} \left(V_g(t) + \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^d \int_0^y \rho(x,t) dx dy \right) - \frac{Q_1}{C_{w1}} + \frac{Q_2}{C_{w2}} \\ & + \frac{C_g}{C_{w1}} \left(V_g(t) + \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^d \int_0^y \rho(x,t) dx dy - \frac{S}{C_g} \int_0^d \rho(x,t) dx \right) \end{aligned} \quad (\text{A-I.15})$$

Nous obtenons en définitive l'équation qui lie la tension externe appliquée aux bornes des électrodes en fonction de la tension qui apparaît aux bornes de l'espace gazeux, de sa capacité, des charges stockées sur les faces des deux diélectriques, de leurs capacités respectives et de la densité volumique de la charge d'espace dans le milieu gazeux.

$$V_s(t) = V_g(t) \left(1 + \frac{C_q}{C_{eq}} \right) + \left(\frac{Q_q(t)}{C_{w2}} - \frac{Q_1(t)}{C_{w1}} \right) + \frac{C_q}{C_{eq}} \frac{1}{\epsilon_0} \iint_0^d \rho(x,t) dx dy - \frac{S}{C_{w2}} + \int_0^d p(x,t) dx$$

(A-I.16)

On peut montrer que l'équation (A-I.16) est équivalente à l'équation (A-I.6). Pour l'évaluation de la tension aux bornes de l'espace gazeux à l'aide de cette équation, il suffit de comptabiliser les charges qui arrivent sur les parois des diélectriques et d'intégrer la charge d'espace dans le milieu gazeux.

Cette dernière équation a elle aussi été utilisée comme conditions aux limites et donne les mêmes résultats que dans le cas où l'on utilise la condition donnée par l'équation (A-I.6)

Nous avons utilisé par la suite dans nos calculs, la condition donnée par l'équation (A-I.6) ; car cette dernière requiert moins d'opérations pour son évaluation numérique et ne nécessite, à chaque instant, que le stockage de l'intégrale de la densité de courant. Alors que l'équation (A-I.16) nécessite plus d'opérations et le stockage, à chaque instant, des charges stockées sur les faces internes des deux diélectriques.

ANNEXE II

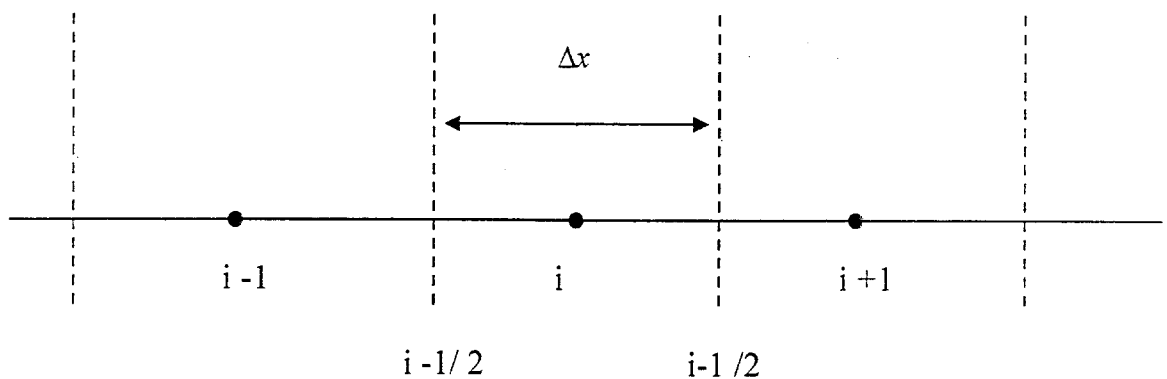
DISCRETISATION DU FLUX DE PARTICULES

Reprenons l'équation différentielle du flux écrite de la manière suivante:

$$\frac{\partial(nd)}{\partial W} - (nd)\frac{W}{D} = -\varphi \quad (\text{A-II.1})$$

La solution analytique de cette équation est du type:

$$n D = \kappa \frac{D}{W} + B \exp\left(\frac{W}{D} x\right) \quad (\text{A-II.2})$$



En supposant que le flux est constant entre deux points consécutifs i et $i+1$ (positions x_i et x_{i+1} telles que $x_{i+1} = x_i + \Delta x$). Sachant que les densités n_{i-1} , n_i et n_{i+1} sont définies au centre de l'intervalle, respectivement aux points $i-1$, i et $i+1$ considérés, on peut écrire:

$$n_i D_i = \varphi_{i+1/2} \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} + B \exp \left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} x_i \right) \quad (\text{A-II.3})$$

$$n_{i+1} D_i = \varphi_{i+1/2} \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} + B \exp \left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} x_{i+1} \right) \quad (\text{A-II.4})$$

En faisant la différence (A-II.4) - (A-II.3) on obtient :

$$B \exp \left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} x_i \right) = \frac{n_{i+1} D_{i+1} - n_i D_i}{\exp \left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \Delta x \right) - 1} \quad (\text{A-II.5})$$

En reportant cette équation dans l'équation (A-II.3) en tenant compte du fait que $W_{i+1/2} \cdot \Delta x = s \mu_{i+1/2} E_{i+1/2} \Delta x = -S \mu_{i+1/2} (V_{i+1} - V_i)$, où S est égal à 1 pour les ions positifs et -1 pour les électrons et éventuellement les ions négatifs, et en posant $Z_{i+1/2} = -s \frac{\mu_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} (V_{i+1} - V_i)$ on obtient l'équation définitive de l'expression du flux au milieu $i+1/2$ de l'intervalle limité par deux points consécutifs i et $i+1$:

$$\varphi_{i+1/2} = \frac{1}{\Delta x} (n_i D_i \exp(Z_{i+1/2}) - n_{i+1} D_{i+1}) \frac{Z_{i+1/2}}{\exp(Z_{i+1/2}) - 1} \quad (\text{A-II.6})$$

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] H.G. Slottow, " Plasma Displays ", IEEE Trans. Electron Device, **ED-23** (7), 760 (1976)
- [2] R.N. Jackson et K.E Johnson, " Gas discharge displays : A critical review ". Advances in electronics and electron physics, p-191, Edited by L. Marton (Academic, New York, 1974)
- [3] A. Sobel, " Gas-discharge displays ", The state of the art, IEEE Trans. Electron Device, **ED-24** (7), 835 (1977)
- [4] I. Ohishi, T. Kojima, H. Ikeda, R. Toyonaga, H. Murakami, J. Koike et T. Tajima, " an experimental real-time color-TV display with a DC gas-discharge panel ". IEEE Trans. Electron Device, **ED-22** (9), 650 (1975)
- [5] M. Fukushima, S. Murayama, T. Kaji et S. Mikoshiba, " A flat gas-discharges panel TV with good color saturation ", IEEE Trans. Electron Device, **ED-22** (9), 657 (1975)
- [6] H. Murakami, T. Kuriyama, M. Seki, T. Katch, H. Nakagawa, T. Takahata, A. Ishikawa, K. Hirakata, R. Kaneko, Y. Takano, T. Sakai, T. Yamamoto et Y. Miyata, " A 20-in color DC gas-discharge panel for TV display ", IEEE Trans. Electron Device, **36** (6), 1063 (1989)
- [7] Y. Amano, " A flat panel TV display system in monochrome and color ". IEEE Trans. Electron Device, **ED-22** (1), 1 (1975)
- [8] Y. Okamoto et M. Mizushima, " A new DC gas-discharge panel with internal meory for color television display ", IEEE Trans. Electron Device, **ED-25** (1), 8 (1975)
- [9] H.J. Hoehn et R. A. Martel, " A 60 line per inch plasma display panel ". IEEE Trans. Electron Device, **ED-18** (9), 659 (1971)
- [10] J. Deschamps, " L'affichage de données graphiques et alphanumériques par panneaux à plasma ", Revue Techniques Thomson-CSF, **10** (2), 249 (1978)

- [11] W.L. Nighan, " Basic kinetic processes in neon gas discharge displays ". IEEE Trans. Electron Device, **ED-28** (6), 625 (1981)
- [12] O. Sahni, C. Lanza et W.E. Howard, " One-dimensional numerical simulation of AC discharges in a high-pressure mixture of Ne+0.1 % Ar confined to a narrow gap between insulated metal electrodes ", J. Appl. Phys., **49** (4), 2365 (1978)
- [13] F. Reif, " Fundamentals of statistical and thermal physics ", Int. Student edition McGraw-Hill Kogakusha, (1965)
- [14] K. Kumar, H. R. Skullerud et R. E. Robson, " Kinetik theory of charged particle swarms in neutral gases ", Aust. J. Phys., **33**, 343 (1980)
- [15] C. Lanza. " Analysis of an AC gas display panel ", IBM J. Res. Develop., **18**, 232 (1974)
- [16] F. M. Lay, C. K. Chu et P. H. Haberland, " Simulation of cyclic operation of a gas panel device ", IBM J. Res. Deveop., **18**, 244 (1974)
- [17] C. Lanza et O. Sahni, " Numerical calculation of the characteristics of an isolated AC gas discharge display panel cell ", IBM J. Res. Deveop., **22** (6), 641 (1978)
- [18] W.P. West, T.B. Cook, F.B. Dunning, R. D. Rundel et R.F. Stebbings, "Chemionization involving rare metastable atoms ", J. Cem. Phys., **63** (3), 1237 (1975)
- [19] H. J. Oskam, " Microwave investigation of disintegrating gaseous discharge plasmas ", Philips Res. Rep., **13**, 335 (1958)
- [20] A.V. Phelps, " diffusion, de-excitation, and three-body collision coefficient for excited neon atoms ", Phys. Rev., **114** (4), 1011 (1959)
- [21] P.K. Leichner, J.D. Cook et S.J. Luerman, " Time dependance of the vacuum UV emission from neon, and energy transfers to the resonance states $\text{Ne}(^1P_1)$ in helium-neon mixture ", Phys. Rev. A, **12** (6), 2501 (1975)
- [22] H.J. Oskam et V.R. Mitterlstadt, " Recombination coefficient of molecular rare-gas ions ", Phys. Rev., **132** (4), 1445 (1963)
- [23] L.H. Auer et D. Mihalas, " Analysis of light-ion spectra in stellar atmospheres. V. neon I in B stars ", Astrophys. J., **184**, 151 (1973)
- [24] B. Shneider et J.S. Cohen, " Ground and excited states of Kinetik theory of Ne_2 and Ne_2^+ II. Spectroscopic properties and radiatives lifetime ", J. Chem. Phys., **61** (8), 3240 (1974)
- [25] T. Holstein, " Imprisonment of resonance radiation in gases I ", Phys. Rev., **72** (12), 1212 (1947)
- [26] T. Holstein, " Imprisonment of resonance radiation in gases II ", Phys. Rev., **83** (6), 1159 (1951)
- [27] A.L. Ward, " Calculations of cathode-fall characteristics ", J. Appl. Phys., **33** (9),

2789 (1962)

- [28] A.A. Kruithof et F.M. Penning, " Determination of the Townsend ionization coefficient α for mixture of neon and argon ", *Physica (Utrecht)*, **4** (6), 430 (1937)
- [29] E.C. Beaty et P.L. Patterson, " Mobilities and reaction rates of neon ions in neon". *Phys. Rev.*, **170** (1), 116 (1968)
- [30] . Callegari, R. Ganter, Ph. Guillot, J. Galy, and J. P. Boeuf, International Display Workshop IDW '99, Sendai, Japan, pp. 663–666.
- [31] B. Weber et C. Lanza, " The population distribution 3p and 3s excited states of neon I in the AC gas display panel discharge ", *Opto-electronics*, **6**, 191 (1974)
- [32] L.A. Vainshtein et L.A. Minaeva, " States $2p_6$, $2p_53s$, $2p_53p$ and $2p_54s$ of the neon atom. II. Oscillator strengths and electron collision excitation cross sections", *J. Appl. Spectrosc.*, **9**, 684 (1968)
- [33] F.A. Sharpton, R.M.S. John, C.C. Lin et F.E. Fajen, " Experimental and theoretical studies of electron-impact excitation of neon ", *Phys. Rev. A*, **2** (4), 1305 (1970)
- [34] P. Segur, M. Yousfi et M.C. Bordage, " Comparisons between different methods of solution of the Boltzmann equation adapted to the calculation of swarm parameters in weakly ionized medium ", *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **17**, 2199 (1984)
- [35] M. Yousfi, P. Segur et T. Vassiliadis, " Solution of the Boltzmann equation with ionization and attachment, application to SF_6 ", *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **18**, 359 (1985)
- [36] S. Inatsugu et J.R. Holmes, " Transition probabilities of the 3p-3s transitions of the Ne I ", *Phys. Rev. A*, **11** (1), 26 (1975)
- [37] R.S.F. Chang et D.W. Setser, " Radiative lifetimes and collisional deactivation rate constants of excited $Ne(2p_53p)$ states ", *J. Chem. Phys.*, **72** (7), 4099 (1980)
- [38] A.R. Striganov et N. S. Sventiskii, " Tables of spectral lines of neutral and ionized atoms ", IFI/Plenum, New York, Washinton (1968)
- [39] J.P. Bœuf, " Numerical model rf glow discharges ", *Phys. Rev. A*, **36** (6), 2782 (1987)
- [40] J.P. Bœuf, " A two-dimensional model of dc glow discharges ", *J. Appl. Phys.*, **63** (5), 1342 (1988)
- [41] S. Selberherr, " Analysis and simulation of semiconductor devices ", Springer, **Vienna** (1984)
- [42] M.S. Mock, " A time-dependent numerical model of the insulated-gate field effect transistor ", *Solid State Electronics.*, **24**, 959 (1981)
- [43] B.S. Polsky et J.S. Rimshans, " Half-implicit difference schemes for numerical simulation of transient processes in semiconductor device ", *Solid State Electronics.*, **29**, 321 (1986)

- [44] D.L. Sharfetter et H. K. Gummel, " Large signal analysis of a silicon read diode oscillator ", IEEE Trans. Elec. Devices, **ED-16**, 64 (1969)
- [45] H. K. Gummel, " A self-consistent iterative scheme for one-dimensional steady state transistor calculations ", IEEE Trans. Elec. Devices, **ED-11**, 455 (1964)
- [46] S. Selberherr et C.A. Ringhofer, " Implications of analytical investigations about the semiconductor equations on device modelling programs ", IEEE Trans. Elec. Devices, **CAD-3**, 52 (1984)
- [47] C.M. Snowden, " Semiconductor device modelling ", Rep. Prog. Phys., **45**, 223 (1985)
- [48] P.J. Roache, " Computational Fluid Dynamics ", (Hermosa, Albuquerque, New Mexico, 1974)
- [49] G. Auda, Ph. Guillot, J. Galy, H. Brunet, in Proceedings of the 24th International Conferences on Phenomena in Ionized Gases, Warsaw, Poland, 11–16 July 1999, Vol. IV, pp. 69–70.
- [50] Communication personnelle de M. Gay de Thomson. Division Tubes et Dispositifs Optoélectroniques.
- [51] H.G. Slottow et W.D. Petty, " Stability of discharge series in the plasma display panel ", IEEE Trans. Electron Devices, **ED-18** (9), 650 (1971)
- [52] W.D. Petty et H.G. Slottow, " Multiples states and variable intensity in the plasma display panel ", IEEE Trans. Electron Devices, **ED-18** (9), 654 (1971)
- [53] O. Sahni et C. Lanza, " Origin of the bistable voltage margin in the AC plasma display panel ", IEEE Trans. Electron Devices, **ED-24** (7), 853 (1977)
- [54] R.L. Johnson, D.L. Bitzer et H.G. Slottow, " The device characteristics of the plasma display element ", IEEE Trans. Electron Devices, **ED-18** (9), 642 (1971)
- [55] M. Yousfi, A. Alkaa et P. Segur, " Electron swarm parameters in the Ne/Ar mixture with maximum Penning ionization efficiency ", XIXth Int. Conf. On Gas Discharges and Their Applications, p-387, Venezia, 19-23 September 1988, Italy.
- [56] O. Sahni et C. Lanza, " Failure of Paschen's scaling law for Ne-0.1% Ar mixtures at high pressures ", J. Appl. Phys., **52** (1), 196 (1981)
- [57] O. Sahni et M.O. Abdelfatah, " The pressure dependence of the bistable voltage margin of an AC plasma panel cell ", IEEE Trans. Electron Devices, **ED-28** (6), 638 (1981)
- [58] A.AISSAOUI , Thèse de Magister « Modélisation des Décharges luminescentes Radiofréquences » 1999 USTO Oran
- [59] H.ALLOUACHE , Thèse de Magister « Modélisation de la propagation des Streamers dans l'azote dans une géométrie uniforme » UHBBC septembre 2001.

- [60] S. Kanda, K. Mizutani, and T. Sone, "Fabrication of Fine Barrier Ribs for Color Panels by Sandblasting". Proceedings of the International Display Workshop 1996. **IDW'96**, 263 (1996).
- [61] G.H. Heinneier, L.A. Zannoni, and L.A. Barton, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 46 (1968).
- [62] R. Meyer, "Le vide et les écrans à micropointes," *le Vide* **281**, 344 (1996).
- [63] C.N. King, "Electroluminescent Displays," *J. of the SID* **4**, 1 (1996).
- [64] J. Deschamps, "Recent Developements and Results in Color Plasma Display Technology." Proceedings of the Society for Information Display International Symposium, San Jose, CA **SID 94 Digest**, 315 (1994).
- [65] P.S. Friedman, "High-Definition 30-in.-Diagonal Full-color ac PDP Video Monitor," Proceedings of the Society for Information Display International Symposium, **SID'93 Digest**, 176 (1993).
- [66] G. Baret, J. Deschamps, J. Dutin, H. Doyeux, O. Hamon, S. Salavin, and Ph. Zorzan, "A 640x480 High-Resolution Color ac Plasma Display," The Society for Information Display International Symposium, 1993 **SID'93 Digest**, 173 (1993).
- [67] A. Otsuka, "21-Inch, AC-Format PDP Demivers Full Color, Fine Definition," *Display Devices'93*, 40 (1993).
- [68] M. Noborio, T. Yoshioka, Y. Sano, and K. Nunomura, "(He,Ne)-Xe Gas Mixtures for High-Luminance Color ACPDP," Proceedings of the Society for Information Display International Symposium, San Jose, CA 1994 **SID94 Digest**, 727 (1994).
- [69] K. Yoshikawa, Y. Kanazawa, T. Shinoda, and A. Otsuka, "A Full Color AC Plasma Display with 256 Gray Scale," Proceedings of the Japan Display 92 1992. **S16-2**, 605 (1992).
- [70] J. Lapp, "Design creteria for color PDP substrates," Proceedings of the International Display Workshop, 1995, **IDW'95**, 37 (1995).
- [71] S. Sakamoto and and al, "Screen Printing for Fabrication of PDP's," presented at the IDW'95, 1995 (unpublished).
- [72] H. Doyeux, "private communication," (1995).
- [73] T. Shinoda and H. Uchiike, "Low-Voltage Operated AC Plasma Display Panels." *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-26**, 1163 (1979).
- [74] A.A. Kruithof and F.M. Penning, "Determination of the townsend ionization coefficient α for mixtures of neon and argon," *Physica* **3** (6), 430 (1937).
- [75] H. Doyeux, "Ecrans à plasma couleur de Grande Dimension," presented at the VISU 97, Poitiers, 1997 (unpublished).
- [76] A. Morell and N. Goumard, "Green Phosphors for large Plasma TV Screens,"

presented at the SID 92, 1992 (unpublished).

[77] N. Yocom, R.S. Meltzer, K.W. Jang, and M. Grimm, "New Green Phosphors for Plasma Displays." JRN 4-3 , 169 (1992).

[78] Corporation Matsushita and Electronics, European Patent Number 95106246.2 (1995).

[79] T. Shinoda, N. Awaji, S. Kanagu, T. Kanae, M. Wakitani, T. Nanto, and M. Miyahara, Fujitsu Limited, United State Patent Number :5.661.500 (1997).

[80] Y. Sano, T. Okajima, N. Koyama, T. Yoshioka, and K. Nunomura, "A Full-Color Surface-Discharge ac Plasma TV Display," Proceedings of The Society for Information Display International Symposium, 1991, **SID'91 Digest**, 728 (1991).

[81] C. Punset Modélisation fluide d'un écran plasma 1998.

[82] T. Callegari Modélisation et diagnostic de décharges à barrières électrique pour écrans à plasma. 2000.

[83] A.Rabhi Modélisation auto-cohérente du fonctionnement d'une cellule de panneau de visualisation monochrome 1990.

[84] M. Mostefaoui : Modélisation d'une décharge électrique dans un mélange (Mercure-Argon) basse pression – Application aux lampes à décharge fluorescente.

LISTE DES FIGURES

Figure I.1 : Représentation schématique de l'effet du champ électrique sur les molécules d'un cristal liquide.	10
Figure I.2 : Principe de fonctionnement des écrans à cristaux liquides.	10
Figure I-3 : Schéma de principe d'un écran à émission de champ	11
Figure I-4 : Structure d'un écran électroluminescent à couche mince (TFEL) couleur à filtres.	13
Figure I-5 : Comparaison de l'angle de vue entre un écran à plasma et un écran à cristaux liquides.	14
Figure I-6 : Comparaison entre un écran plasma et un écran à tube cathodique pour un écran de 42 pouces. On voit sur ces figures l'avantage des PAP sur le poids et l'encombrement par rapport aux CRT. Ces données proviennent de l'entreprise Fujitsu.	14
Figure I-7: Caractéristique courant-tension d'une décharge électrique	18
Figure I-8: Coupe transversale d'un panneau à plasma de type alternatif dans la géométrie matricielle.	24
Figure I-9: Coupe longitudinale d'un écran à plasma de type alternatif dans la géométrie coplanaire.	25
Figure I-10: Coupe de la face arrière montrant les barrières diélectriques dans un panneau à plasma de la société Fujitsu.	28
Figure I-11: Arrangement des luminophores en bandes verticales dans les deux géométries	30
Figure I-12: les différentes tensions entrant en jeu dans une cellule de PAP au cours d'une séquence complète (allumage, entretien et effacement).	33
Figure I-13: Principe de génération des tensions d'adressage dans la géométrie matricielle (Thomson TE).	35
Figure I -14 : Séquence d'adressage développée par la société Matsushita.	36
Figure I-15: signaux d'adressage pour une cellule coplanaire.	37

Figure III .2.c : Variations spatiales du champ électrique aux divers instants de la décharge représentés sur la figure III.1	80
Figure II.2.d Evolution spatio-temporelle des électrons durant la décharge.	80
Figure II.2.e Evolution spatio-temporelle des ions Ne^+ du néon durant la décharge.	81
Figure II.2.f Evolution spatio-temporelle des ions Ne_2^+ du néon durant la décharge.	81
Figure II.2.g Evolution spatio-temporelle des ions Ar^+ du néon durant la décharge.	82
Figure II.2.h Evolution spatio-temporelle des ions Ar_2^+ du néon durant la décharge.	82
Figure III .3: Variations spatiales des densités électronique et ionique à l'instant $t=0.7$ us , correspondant à l'instant noté c (figure III.1) de la phase de décroissance du courant	83
Figure III .4: Variations spatiales des densités électronique et ionique à l'instant $t=0.75$ us , correspondant à l'instant noté d (figure III.1) de la phase de décroissance du courant	84
Figure III .5: Variations spatiales des densités électronique et ionique à l'instant $t=0.8$ us , correspondant à l'instant noté e (figure III.1) de la phase de décroissance du courant	85
Figure III .6: Variations spatiales des densités électronique et ionique à l'instant $t=0.9$ us , correspondant à l'instant noté f (figure III.1) de la phase de décroissance du courant	86
Figure III .7: Variations spatiales des densités électronique et ionique à l'instant $t=1.4$ us , correspondant à l'instant noté g (figure III.1) de la phase de décroissance du courant	87
Figure III .8: Variations spatiales des taux de production électronique totale et par ionisation directe et penning à l'instant $t=0.6$ us , (noté c figure III.1) de la phase de décroissance du courant	88
Figure III .9: Variations spatiales des taux de production électronique totale et par ionisation directe et penning à l'instant $t=0.75$ us , (noté d figure III.1) de la phase de décroissance du courant	89

Figure III .10: Variations spatiales des taux de production électronique totale et par ionisation directe et penning à l'instant $t=0.8 \text{ us}$, (noté c figure III.1) de la phase de décroissance du courant	89
Figure III .11: Variations spatiales des taux de production électronique totale et par ionisation directe et penning à l'instant $t=0.8 \text{ us}$, (noté c figure III.1) de la phase de décroissance du courant	90
Figure III .12: Variations spatiales des taux de production électronique totale et par ionisation directe et penning à l'instant $t=0.9 \text{ us}$, (noté f figure III.1) de la phase de décroissance du courant	91
Figure III .13: Variations spatiales des taux de production électronique totale et par ionisation directe et penning à l'instant $t=1.4 \text{ us}$, (noté g figure III.1) de la phase de décroissance du courant	91
Figure III .14: Variations spatiales des densités des états 1s et moléculaires du néon à l'instant $t = 0.7 \text{ } \mu\text{s}$, correspondant à l'instant noté c (figure III.1) de la phase de croissance du courant.	93
Figure III .15: Variations spatiales des densités des états 1s et moléculaires du néon à l'instant $t=0.75 \text{ us}$, correspondant à l'instant noté d (figure III.1) de la phase de décroissance du courant	94
Figure III .16: Variations spatiales des densités des états 1s et moléculaires du néon à l'instant $t = 0.9 \text{ } \mu\text{s}$, correspondant à l'instant noté f (figure III.1) de la phase de décroissance du courant.	95
Figure III .17: Variations spatiales des densités des états 1s et moléculaires du néon à l'instant $t = 1.4 \text{ } \mu\text{s}$, correspondant à l'instant noté g (figure III.1) de la phase de décroissance du courant.	96
Figure III .18a,b : Évolution temporelle des concentrations des états 1s et moléculaires du néon au point $x = 20 \text{ } \mu\text{m}$. (mêmes conditions que la figure III.1).	97
Figure III .19: Variations spatiales des densités du niveau 2p1 du néon à divers instants de la décharge (mêmes conditions que la figure III.1)	99
Figure III .20: Sensibilité spectrale $V(\dots)$ de l'oeil humain moyen (Eclairissements forts: vision photopique, éclairissements faibles : vision scotopique)	101

Figure IV.1: Schéma des variations des tensions caractéristiques de la cellule.	103
Figure IV.2: Relations entre les différentes tensions caractéristiques de la cellule.	104
Figure IV.3: Caractéristiques de transfert de tension .	107
Figure IV.4: Illustration de la bistabilité du régime de fonctionnement d'une cellule.	108
Figure IV.5: Illustration de la mono-stabilité du régime de fonctionnement d'une cellule.	109

LISTES DES SYMBOLES

- P Pression
- d Distance séparant les faces internes des diélectriques (longueur de l'espace gazeux)
- V_g Tension aux bornes de l'espace gazeux
- V_s Tension d'entretien (tension externe appliquée aux bornes des électrodes)
- V_a Tension d'allumage de la cellule
- V_{ef} Tension d'effacement de la cellule
- C_{w1} Capacité du diélectrique 1 (diélectrique de gauche)
- σ_{w1} Densité de charge surfacique à l'interface diélectrique 1 espace gazeux
- C_{w2} Capacité du diélectrique 2 (diélectrique de droite)
- V_{w2} Potentiel aux bornes du diélectrique 2 (diélectrique de droite)
- σ_{w2} Densité de charge surfacique à l'interface espace gazeux diélectrique 2
- $C_{equ} = \frac{C_{w1}C_{w2}}{C_{w1}+C_{w2}}$: capacité équivalente des diélectriques 1 et 2 en série
- $V_w = V_{w1} + V_{w2}$: tension mémoire (potentiel aux bornes de la capacité équivalente)
- $\Delta V_w = V_w(T/2) - V_w(0)$: variation de la tension sur une demi-période de la tension d'entretien
- $\Delta Q = \Delta V_w C_{equ}$: charge transférée sur les parois des diélectriques sur une demie période de la tension d'entretien
- J Densité de courant dans la cellule
- α Coefficient d'ionisation primaire (premier coefficient de Townsend)
- γ Coefficient d'émission secondaire
- ϵ_0 Permittivité du vide
- e Charge élémentaire ($1.602 \cdot 10^{-19}$ C)
- E Champ électrique
- n_i Densité de particule de l'espèce i (l'indice i peut prendre les valeurs e, p, x et z, respectivement pour les électrons, les ions positifs, les niveaux 1s et les niveaux 2p du néon)
- V_i Vitesse moyenne de la particule de type i
- μ_i Mobilité de la particule de type i
- W_i Vitesse de dérive de la particule de type i
- ϕ_i Flux de la particule de type i

- D_i Coefficient de diffusion de la particule de type i
- S_i Terme source de l'équation de continuité pour la particule de type i
- P Puissance électrique dissipée
- P_r Puissance rayonnée (puissance électrique transformée en puissance radiative)
- F Flux lumineux (puissance électrique transformée en puissance radiative dans le visible – après correction photopique)
- η Efficacité lumineuse (efficacité de conversion de la puissance électrique en puissance radiative dans le visible)
- ρ Efficacité de conversion de la puissance électrique en puissance rayonnée