



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*
Discipline ou spécialité : *Génie Électrique*

Présentée et soutenue par *Arezki TOUMI*
Le *Mercredi 04 Avril 2012*

Titre :

*Étude des résonances acoustiques dans une lampe à décharge haute pression
à enveloppe céramique*

JURY

M. Jean-Francois COUDERT (Rapporteur, Université de Limoges - SPCTS)
M. M'hammed ABBAOUI (Rapporteur, Université Blaise Pascal - LAEPT)
M. Yann CRESSAULT (Examineur, Université de Toulouse III - LAPLACE)
M. Vincent RAT (Examineur, CNRS - SPCTS)
M. Georges ZISSIS (Directeur de Thèse, Université de Toulouse III - LAPLACE)
M. Sounil BHOSLE (Co-Directeur de Thèse, OLISCIE)

Ecole doctorale : *Génie Électrique, Électronique et Télécommunication (GEET)*
Unité de recherche : *Laboratoire LAPLACE - UMR5213, CNRS-UPS-INPT*
Directeur(s) de Thèse : *MM. Georges ZISSIS & Sounil BHOSLE*
Rapporteurs : *MM. Jean-François COUDERT & M'hammed ABBAOUI*

Remerciements

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude à Monsieur G. ZISSIS, Professeur à l'Université Paul Sabatier de Toulouse, pour m'avoir accueilli dans son groupe de recherche. Tout en m'accordant beaucoup de liberté dans l'élaboration de ce travail, il a su le guider et me montrer le chemin à suivre. Je tiens aussi à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur S. BHOSLE, Docteur et Chef d'entreprise, pour les soutiens scientifiques et pédagogiques qu'il a apporté à ce travail ainsi que sur la révision de ce manuscrit. Je lui témoigne également toute ma reconnaissance pour ses qualités humaines et sa constante bonne humeur.

Monsieur J.F. COUDERT, Professeur à l'université de Limoges, a bien voulu juger ce travail comme rapporteur. Il m'a fait aussi grand honneur en présidant le jury de ma thèse. Je le prie de trouver ici l'expression de ma très sincère reconnaissance. Monsieur M. ABBAOUI, Professeur à l'université Blaise Pascal, m'a fait l'honneur d'accepter d'être rapporteur de mon travail de thèse. Je tiens à lui exprimer ici mes plus vifs remerciements.

Je remercie également Monsieur Y. CRESSAULT, Maître de Conférences à l'université Paul Sabatier de Toulouse, et Monsieur V. RAT, Chargé de Recherche CNRS, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et pour avoir accepté de faire partie du jury.

Je voudrais aussi remercier Monsieur L. CANALE, Ingénieur de Recherche CNRS, qui m'a été d'une grande aide dans la rédaction de ce manuscrit, et Monsieur D. BUSO, Maître de Conférences à l'université Paul Sabatier de Toulouse, pour ses remarques pertinentes tout au long de ma thèse.

Enfin, je ne saurais oublier de remercier mes collègues doctorants : Chafé, Mohammed, Nazri, Dhoan, Lydie, Yuan, Zo, Pierre, Alain... qui m'ont toujours apporté leur soutien.

Table des matières

Résumé	5
Introduction générale	9
1 Les décharges électriques	13
1.1 Les différentes phases de décharges électriques dans les gaz	16
1.2 Les lampes à décharge	17
1.2.1 Les lampes à décharge basse pression	17
1.2.2 Les lampes à décharge haute pression	18
1.2.3 Bilan d'énergie dans les lampes à décharge	21
1.3 Alimentation des lampes à décharge	23
1.3.1 Alimentation par source de tension	23
1.3.2 Alimentation par source de courant	24
1.3.3 Le ballast	25
1.3.4 Amorçage des lampes à décharge	28
1.4 Conclusion	29
2 La physique des plasmas	31
2.1 Propriétés thermodynamiques des plasmas thermiques	34
2.1.1 Equilibre thermodynamique	34
2.1.2 Les critères de l'équilibre thermodynamique complet	34
2.1.3 Les critères de l'équilibre thermodynamique local	36
2.2 Grandeurs thermodynamiques et physiques	37
2.2.1 Densité de masse	37
2.2.2 Fréquence de collision	37
2.2.3 Libre parcours moyen	38
2.2.4 Loi de neutralité électrique	38
2.2.5 Loi de Dalton	38
2.2.6 Enthalpie	38
2.2.7 Chaleur spécifique	39

2.3	Les coefficients de transport	39
2.3.1	La conductivité thermique	39
2.3.2	La viscosité	44
2.3.3	La conductivité électrique	45
2.4	Rayonnement thermique	45
2.4.1	La luminance	46
2.4.2	Coefficient d'émission	47
2.4.3	Coefficient d'absorption	47
2.4.4	Rayonnement du corps noir	47
2.4.5	Equation du transfert radiatif en régime stationnaire	49
2.5	Coefficient d'émission nette	50
2.5.1	Contribution du continuum	51
2.5.2	Contribution des raies	51
2.6	Application aux lampes à décharge haute pression	53
2.6.1	Intégrale de collision $\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$	53
2.6.2	Interaction Chargé – Chargé	53
2.6.3	Interaction Neutre – Neutre	54
2.6.4	Interaction Ion – Neutre	54
2.6.5	Interaction e^- – Neutre	56
2.6.6	Les pertes par radiation	56
2.7	Conclusion	58
3	Les résonances acoustiques	59
3.1	Les résonances acoustiques	62
3.2	Aspect de l'arc électrique en présence des instabilités	64
3.3	Détection des résonances acoustiques	67
3.3.1	Par mesures électriques	67
3.3.2	Par mesures physiques	70
3.3.3	Par mesures optiques	72
3.3.4	Comparaison entre les différentes méthodes de détection	76
3.4	Evitement des résonances acoustiques	78
3.4.1	Alimentation en haute fréquence	78
3.4.2	Alimentation à très haute fréquence	78
3.4.3	Alimentation en créneau de courant basse fréquence	78
3.4.4	Alimentation en quasi-créneau haute fréquence	80
3.4.5	Alimentation par la modulation fréquentielle	81
3.4.6	Comparaison entre les différentes méthodes d'alimentation	81
3.5	Conclusion	81

4	Modélisation	83
4.1	Géométrie du brûleur	86
4.2	Le modèle fluide	86
4.2.1	La température	86
4.2.2	La vitesse de convection	89
4.2.3	La puissance électrique de la lampe	91
4.3	Le modèle acoustique	94
4.3.1	Calcul de la distribution de la pression	94
4.4	Post-traitement	95
4.4.1	Le facteur de normalisation	95
4.4.2	Le facteur de qualité	96
4.5	Les instabilités acoustiques	98
4.6	Conclusion	100
5	Les résultats	103
5.1	Validation des résultats	105
5.1.1	La température	105
5.1.2	La vitesse de convection	105
5.1.3	Les résonances acoustiques	108
5.2	Influence des paramètres de la lampe sur les résonances acoustiques	110
5.2.1	Influence de la pression	111
5.2.2	Influence de la distance inter-électrodes	117
5.2.3	Influence du rayon	120
5.3	Lampe sodium	125
5.4	Résolution en temps	132
5.5	Conclusion	136
	Conclusion générale	139
	Bibliographie	143

Résumé

Actuellement, la majeure partie des ballasts électroniques pour les lampes à décharge à haute pression fournissent un signal carré à basse fréquence (quelques centaines de Hertz). Ces derniers ont l'inconvénient d'être volumineux et complexes à mettre en œuvre, donc coûteux. Ainsi, pour réduire leur coût, il est nécessaire de travailler à haute fréquence (plusieurs kiloHertz), ce qui permet de réduire la taille et le poids du ballast respectivement de -40% à -60% et de -10% à -30% ainsi que sa puissance électrique consommée (-10% à -15% d'économie). Cependant, dans les lampes opérant à haute fréquence, on voit l'apparition d'instabilités. Ces instabilités peuvent causer son dysfonctionnement et, dans certains cas, sa destruction. Ce phénomène, connu sous le nom de "résonance acoustique", est dû à la génération d'ondes acoustiques qui se propagent vers les parois de la lampe où elles seront atténuées et réfléchies. Lorsque les ondes incidentes et réfléchies entrent en interaction, des ondes stationnaires sont générées.

Malgré les nombreuses études menées sur ce sujet, la compréhension physique de ce phénomène reste incomplète. La manière avec laquelle les ondes acoustiques interagissent avec la décharge électrique est mal connue et les modèles numériques existant permettent seulement de prédire les fréquences correspondant aux modes propres de la lampe sans donner une explication sur le phénomène.

Cette thèse a été consacrée à la réalisation d'un modèle numérique capable de prendre en compte cette interaction au sein de la lampe. Il permet ainsi d'évaluer leurs impacts sur le fonctionnement de la lampe en fonction de la fréquence. Grâce aux résultats obtenus avec ce modèle, nous pouvons maintenant expliquer la façon avec laquelle les résonances acoustiques sont générées et comment elles entrent en interaction avec l'alimentation.

Mots clés

Lampes à décharge, résonances acoustiques, modélisation, instabilités acoustiques, streaming acoustique, pression acoustique

Introduction générale

Les lampes à décharge haute pression sont des sources de lumière artificielle qui génèrent de la lumière par la transformation d'une puissance électrique en puissance lumineuse. Elles peuvent être utilisées pour un usage statique, comme l'éclairage urbain, ou bien embarquées, comme phares d'automobile, par exemple. La transformation de la puissance électrique en puissance lumineuse est obtenue par l'application d'un champ électrique sur un gaz contenu dans un tube (appelé brûleur) à haute pression. La puissance électrique, qui doit être suffisamment importante pour permettre l'ionisation du gaz et créer une décharge électrique, est fournie par un ballast qui stabilise le courant. Ainsi, les premières lampes à décharges haute pression furent alimentées par des ballasts ferromagnétiques. Mais depuis l'avènement de l'électronique de puissance, ces ballasts conventionnels sont progressivement remplacés par des ballasts électroniques qui permettent, entre autres, l'amélioration du rendement du couple lampe – ballast.

Grâce aux progrès réalisés dans le domaine de l'électronique de puissance, les alimentations à hautes fréquences permettent de réduire le coût de fabrication des ballasts électroniques en réduisant le nombre de composants nécessaires. Néanmoins, à hautes fréquences, on voit l'apparition d'instabilités qui se traduisent par la distorsion de la décharge électrique et qui sont généralement accompagnées par la vibration de la lampe. Ces instabilités engendrent également un vieillissement accéléré des électrodes et dans certains cas la destruction de la lampe. Ceci arrive si la partie chaude de la décharge électrique entre en contact avec les parois du brûleur. Ce phénomène, connu sous le nom de "résonance acoustique", est dû à la génération et la propagation d'une onde de pression dans le plasma.

L'objet de cette thèse est de comprendre, à l'aide d'un modèle numérique, l'interaction entre les ondes de pression et la décharge électrique. En effet, malgré les nombreuses études menées à ce sujet, la compréhension physique de ce phénomène reste incomplète et n'apporte qu'une explication partielle. Ainsi, cette thèse a été réalisée dans le cadre d'une collaboration avec Philips Lighting et l'université d'Hambourg, s'inscrit dans la continuité des recherches sur les résonances acoustiques effectuées dans l'équipe "Lumière & Matière" du laboratoire LAPLACE, notamment avec les thèses de S. Epron [1] et L. Chhun [2].

Pour répondre à cette préoccupation, un modèle numérique fluide d'une lampe à décharge a été réalisé. Ainsi, après un tour d'horizon sur les lampes à décharge existantes et leurs alimentations présentées dans le premier chapitre, le second chapitre aborde la physique qui régit le plasma des décharges électriques générées dans le brûleur. La définition des résonances acoustiques, leur origine ainsi que leur influence sur le fonctionnement de la lampe sont développés dans le troisième chapitre. Quant au quatrième chapitre, il est

consacré à la présentation du modèle de lampe à décharge haute pression que j'ai réalisé dans le cadre de cette étude. Enfin, le cinquième chapitre sera dédié à la présentation et à l'analyse des résultats issus du modèle.

Chapitre 1

Les décharges électriques

On appelle plasma un milieu gazeux partiellement ou totalement ionisé et globalement neutre. On peut le trouver à l'état naturel (foudre, aurore boréale, etc ...) ou, il peut être créé quand un courant électrique traverse un gaz.

Par ailleurs, les décharges électriques peuvent être définies comme étant des convertisseurs d'énergie. En effet, grâce aux collisions qui se produisent dans le gaz, l'énergie électrique fournie par le champ électrique est transformée en rayonnement électromagnétique ou en chaleur. Ainsi, la figure 1.1 illustre les processus d'excitation et d'ionisation. Quant à la figure 1.2, elle représente les différentes transitions énergétiques possibles dans un atome.

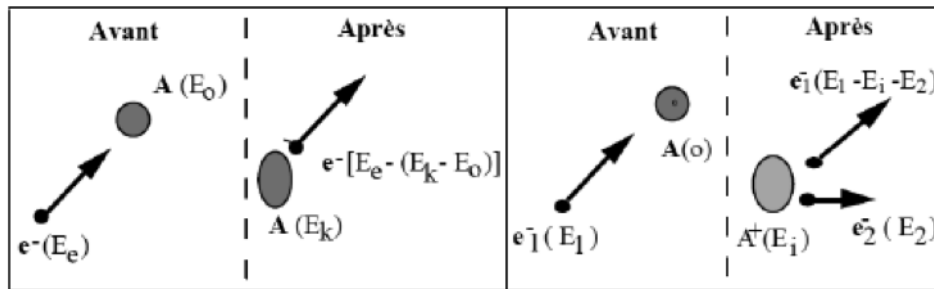


FIGURE 1.1 – Processus d'excitation et d'ionisation dans les décharges électriques.

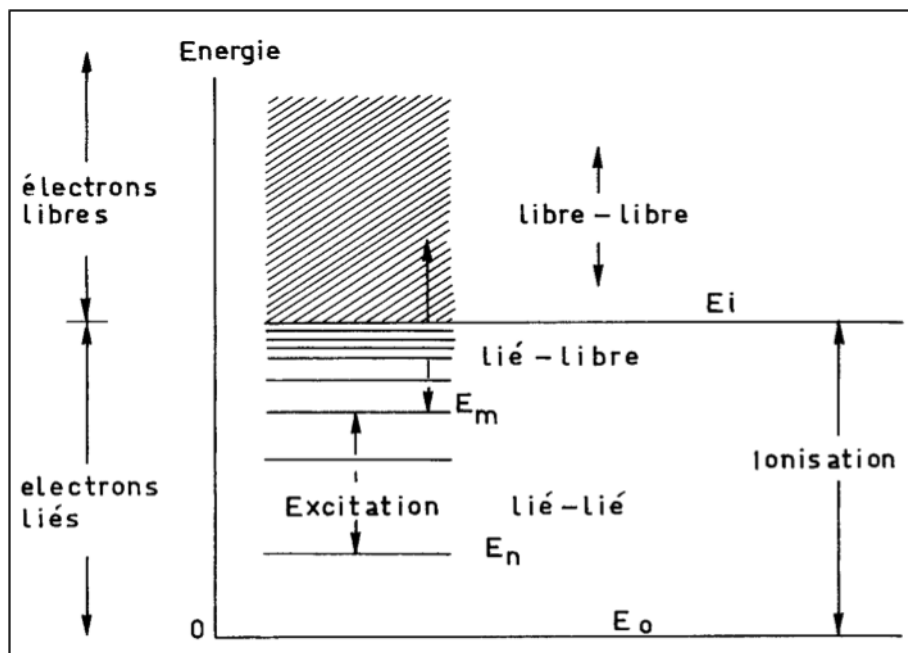


FIGURE 1.2 – Différents niveaux d'énergie d'une particule.

Dans une décharge électrique, nous rencontrons plusieurs "canaux" collisionnels et radiatifs qui sont à l'origine de l'émission de photons, donc de lumière. Ils sont dus à :

- L'excitation ou désexcitation engendrée par des collisions entre :
 - Un électron et un atome neutre,
 - Deux ions ou deux atomes neutres,
 - Un photon et un atome ou un ion.
- L'ionisation engendrée par une collision entre deux particules lourdes (atome neutre ou ion) ou entre une particule lourde et un électron ou un photon,
- Le transfert de charge,
- L'attachement radiatif,
- La recombinaison radiative.

Cependant, on peut avoir une émission de photon sans qu'il n'y ait de collision entre deux particules. Ce phénomène, appelé rayonnement de freinage, est dû au passage d'un électron au voisinage d'un atome ou d'un ion. Sous l'effet du champ électrique de ces particules, l'électron perd une partie de son énergie cinétique sous forme de photon.

1.1 Les différentes phases de décharges électriques dans les gaz

Les gaz sont connus pour être de bons isolants. Cependant, lorsque un champ électrique leur est appliqué, une avalanche électronique peut être créée à partir d'électrons germes pour donner naissance à un courant électrique. C'est le phénomène de "claquage".

Les figures 1.3.a et 1.3.b présentent respectivement un circuit électrique constitué d'une source de tension continue E , d'une résistance R et une enceinte fermée remplie d'un gaz et la caractéristique $V(I)$ de la décharge créée dans l'enceinte susmentionnée. Elle s'obtient en faisant varier la tension V ou le courant I ou les deux à la fois. Cette courbe permet seulement de voir la continuité dans la génération d'une décharge électrique et ne reflète pas réellement le comportement de cette dernière.

Ainsi, si une tension V est appliquée entre les deux électrodes une émission thermoélectronique ou photo-électronique se produit sur la cathode. Les électrons émis vont former une charge d'espace près de la cathode. En augmentant V , on collecte de plus en plus d'électrons (zone AB). Lorsque tous les électrons sont collectés, nous arrivons à une saturation (zone BC). Cependant, cette décharge est non auto-entretenu, c'est-à-dire que dès que le processus extérieur qui est à l'origine de la production des électrons s'arrête, le courant s'annule. Par contre, si on continue à augmenter la tension V , les électrons vont être accélérés dans le champ inter-électrodes, et vont acquérir une énergie suffisante pour

ioniser les atomes du gaz. Ainsi, d'autres électrons vont être créés, qui, à leur tour, seront accélérés et vont ioniser d'autres atomes. . . ce qui va engendrer une augmentation du courant (zone CD). S'en suit, alors, le passage en régime de décharge de Townsend qui est une décharge autonome (zone DE). Lorsque le courant de la décharge augmente, la tension décroît et on entre dans le régime de décharge luminescente normale et qui se caractérise par l'apparition de multiples zones luminescentes diffuses, ainsi qu'une différence de potentiel constante entre les électrodes. Dans ce régime, les électrons sont émis par bombardement ionique sur la cathode. Si le courant continue à augmenter, la température augmente localement et les électrons sont émis thermiquement au niveau de l'électrode. Cette région est localisée au niveau de la cathode et est appelée "spot cathodique". C'est le régime d'arc (zone GH), le courant alors décroît.

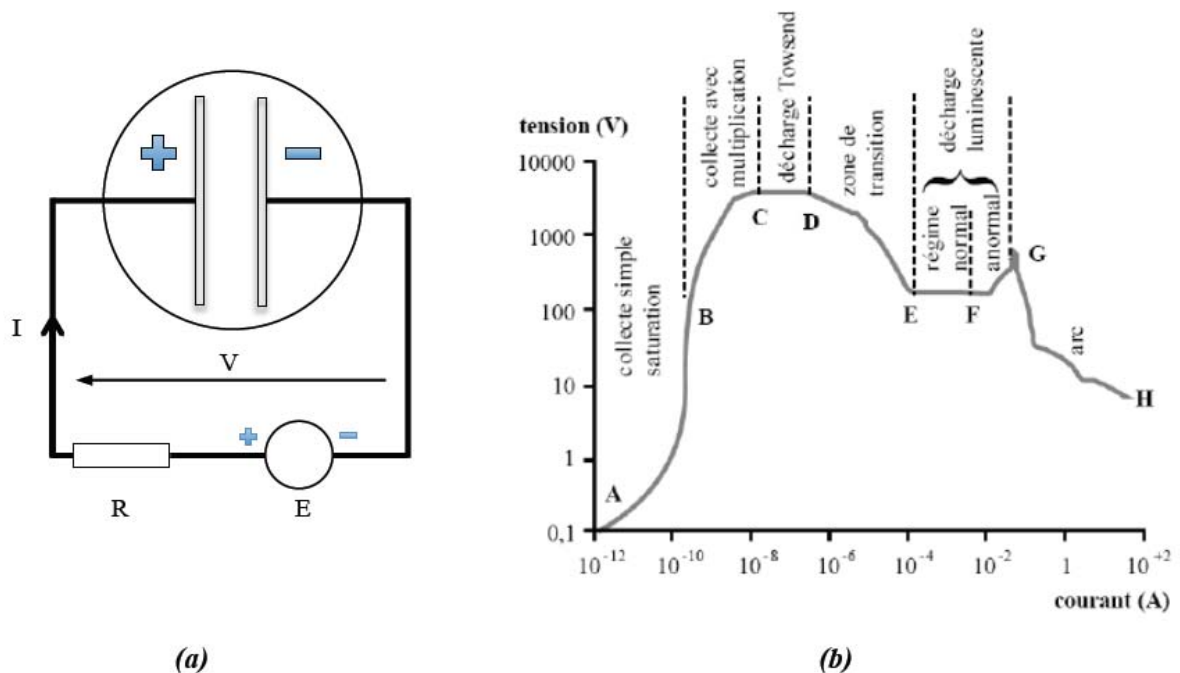


FIGURE 1.3 – (a) Dispositif expérimental fictif permettant de tracer (b) la caractéristique $V(I)$ d'une décharge électrique.

1.2 Les lampes à décharge

1.2.1 Les lampes à décharge basse pression

Les lampes fluorescentes sont des lampes à décharge à basse pression et hors d'équilibre thermodynamique. Dans ce contexte, où les collisions entre particules sont peu nombreuses, les populations de particules (électrons, ions et atomes) ont des énergies cinétiques

moyennes différentes ; la température thermodynamique n'est donc pas définissable. Par abus de langage nous associons une "température" aux électrons et une autre "température" aux particules lourdes (nous considérons ici que les atomes et les ions ont des énergies cinétiques moyennes comparables). Ainsi, nous trouvons une température de gaz T_g comprise entre 300 K et 700 K (1/40-1/30 eV), et une température électronique T_e de l'ordre de 12000 K (1eV). Ces lampes sont généralement de forme tubulaire et longue. Les plus connues sont remplies d'un gaz actif, le mercure, avec une pression de quelques pascals et d'un gaz tampon (un gaz rare ou un mélange de gaz rare) à une pression de l'ordre de la centaine de pascals. Le rôle de ce dernier est de diminuer le libre parcours moyen des électrons [3]. Pour améliorer l'efficacité de la lampe, le mercure doit être maintenu à une pression optimale, de l'ordre du pascal, pour optimiser l'émission de la raie de résonance à 254 nm. Cependant, la majeure partie de la lumière émise est située dans le domaine de l'ultraviolet, invisible pour l'œil humain. C'est la raison pour laquelle une couche de poudre luminescente, enrobant les parois internes du tube, est utilisée comme convertisseur de lumière UV en visible. Ces lampes sont essentiellement utilisées pour l'éclairage.

1.2.2 Les lampes à décharge haute pression

Les lampes à décharge haute pression (High Intensity Discharge ou HID) sont des lampes compactes qui fonctionnent à des pressions de l'ordre de la pression atmosphérique. On distingue trois sortes de lampe HID et qui sont définies selon leur gaz de remplissage :

- Les lampes à décharge haute pression à vapeur de mercure (HPM),
- Les lampes à décharge haute pression à vapeur de sodium (HPS),
- Les lampes à décharge haute pression aux halogénures métalliques (MH).

On trouve généralement ce genre de lampe dans l'éclairage public, les stades, la vidéo-projecteur ...

Les lampes à vapeur de mercure

Sur la figure 1.4, la constitution d'une lampe à décharge HPM (High Pressure Mercury) est illustrée. Elle est généralement de forme tubulaire ou ovoïde. Elle est constituée d'un tube interne, appelé brûleur, qui est généralement fabriqué à base de silice fondue (quartz). Le brûleur est enfermé dans une enveloppe claire en verre qui le protège de l'oxydation et absorbe les rayonnements UV émis par la décharge.

Le gaz de remplissage des lampes HPM est généralement constitué de la vapeur de mercure. Mais pour faciliter son allumage, on rajoute un gaz inerte avec une pression de l'ordre de quelques pascals. Ce gaz peut être de l'argon, un mélange argon – krypton ou

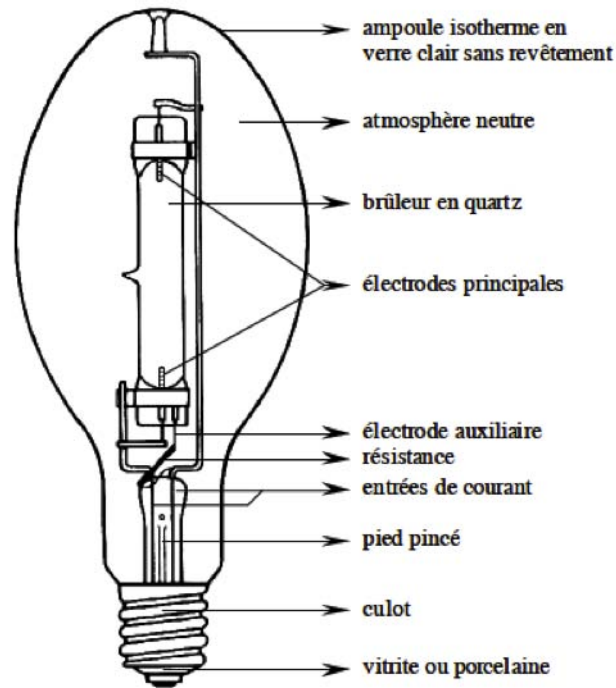


FIGURE 1.4 – Lampe haute pression à vapeur de mercure.

bien de xénon.

Les lampes à vapeur de sodium (HPS)

Les lampes à décharge à vapeur de sodium haute pression contiennent trois gaz : le xénon, les vapeurs de mercure et de sodium. Chacun contribue au fonctionnement de la lampe d'une manière différente.

Ainsi, lors de la mise sous tension de la lampe, le xénon est pratiquement la seule espèce à l'état gazeux. C'est la raison pour laquelle la décharge va prendre naissance dans le xénon. C'est le gaz d'amorçage.

Une fois la décharge établie, les collisions élastiques contribuent à augmenter la température dans la lampe. Le mercure commence à se vaporiser en faisant augmenter la pression. Grâce à l'effet du champ électrique, conjugué à l'augmentation de la pression, les électrons, qui avaient initialement une énergie cinétique importante, commencent à la céder aux particules neutres plus efficacement. La thermalisation de la lampe continue et la pression augmente. Lorsqu'elle atteint une valeur seuil, le sodium commence à son tour à se vaporiser et il émet son rayonnement jaune caractéristique. La largeur spectrale du doublet du sodium augmente avec la pression et couvre une bande spectrale de plus en

plus large, la lumière devient plus « blanche ». Enfin, le mercure dans le tube finit par se vaporiser intégralement, la pression totale se stabilise ainsi entre 1 à 3 bar, la tension atteint sa valeur nominale et le milieu est maintenant entièrement thermalisé. Dans ce cadre, le mercure réduit le libre parcours moyen des électrons, il réduit les pertes par conduction en augmentant aussi la valeur du champ électrique dans la lampe [4, 5]. La vapeur de mercure est appelée gaz tampon et la vapeur de sodium, le gaz de travail.

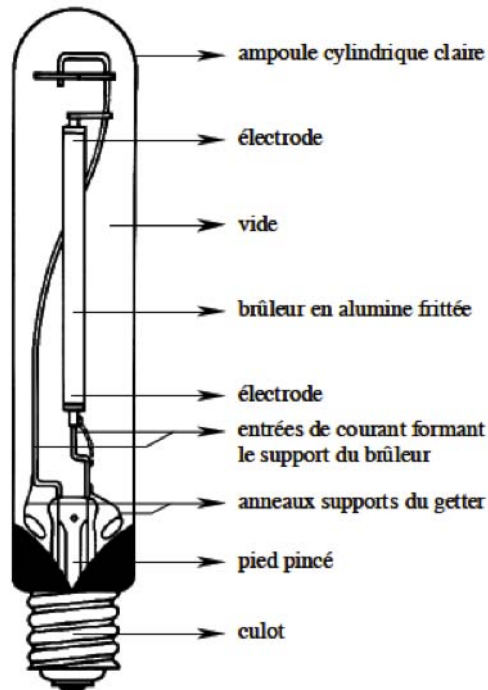


FIGURE 1.5 – Lampe haute pression à vapeur de sodium.

La figure 1.5 montre la constitution d'une lampe HPS. Elle est similaire à une lampe HPM à deux « détails » près. Le premier, c'est la forme du brûleur. Il est de forme tubulaire, long et fin (le rapport de sa longueur par rapport à son rayon est aux alentours de 30, quand il n'est que de 10 pour une lampe HPM). L'autre différence, c'est la matière du brûleur. En effet, pour les lampes HPS, il est à base d'alumine, sous sa forme polycristalline densément frittée ou sous la forme cristallisée (saphir). Ce matériau céramique a la particularité de résister à la corrosion provoquée par le sodium, contrairement au quartz. D'ailleurs, avant l'introduction de l'alumine dans la fabrication des brûleurs des lampes HPS, la corrosion causée par le sodium a été un obstacle dans leur développement. La céramique résiste mieux à la température mais elle supporte "mal" les chocs thermiques.

Les lampes aux halogénures métalliques

Les lampes à décharge à vapeur de mercure présentent l'inconvénient de produire un rayonnement spectralement pauvre, ce qui implique une mauvaise qualité de lumière et un mauvais rendu de couleur. Pour l'améliorer, il faudrait transformer les radiations UV en ajoutant des métaux comme par exemple le thallium, scandium, iodure de sodium. . . qui ont la particularité d'avoir beaucoup de raies atomiques dans le domaine du visible. Néanmoins, beaucoup de ces métaux ont de faibles pressions de vapeur et attaquent le quartz du brûleur à haute température.

Ces lampes présentent généralement la même apparence qu'une lampe à mercure sauf qu'elles ont un brûleur plus petit, pour une même puissance, ce qui permet d'avoir une température de fonctionnement suffisante pour assurer la vaporisation des halogènes [6].

1.2.3 Bilan d'énergie dans les lampes à décharge

Sur les figures 1.6 et 1.7 est illustré le bilan d'énergie dans les lampes à décharge haute pression au mercure et au sodium, respectivement. Comme on peut le constater, il n'y a qu'une partie de la puissance électrique fournie aux lampes qui est transformée en lumière visible.

La puissance électrique injectée dans la lampe et la puissance rayonnée dans le visible, est partagée entre les pertes par radiation émises dans le domaine des UV et IR et la dissipation de chaleur due :

- au chauffage par conduction des parois de brûleur,
- aux pertes par effet joule aux électrodes,
- aux phénomènes de conduction et convection dans la décharge.

Ainsi, dans une lampe HPM de 400 W, seul 59 W (15%) de la puissance électrique est transformée en lumière visible et 118 W (29%) dans le cas de la lampe HPS de la même puissance. Par ailleurs, les pertes aux électrodes peuvent être réduites en baissant l'intensité du courant électrique fourni à la lampe. Quant aux pertes liées à la conduction et à la convection, elles peuvent être réduites en diminuant la longueur de la décharge électrique (c'est-à-dire, en réduisant la distance inter-électrodes), puisque la puissance dissipée par unité de longueur reste presque constante.

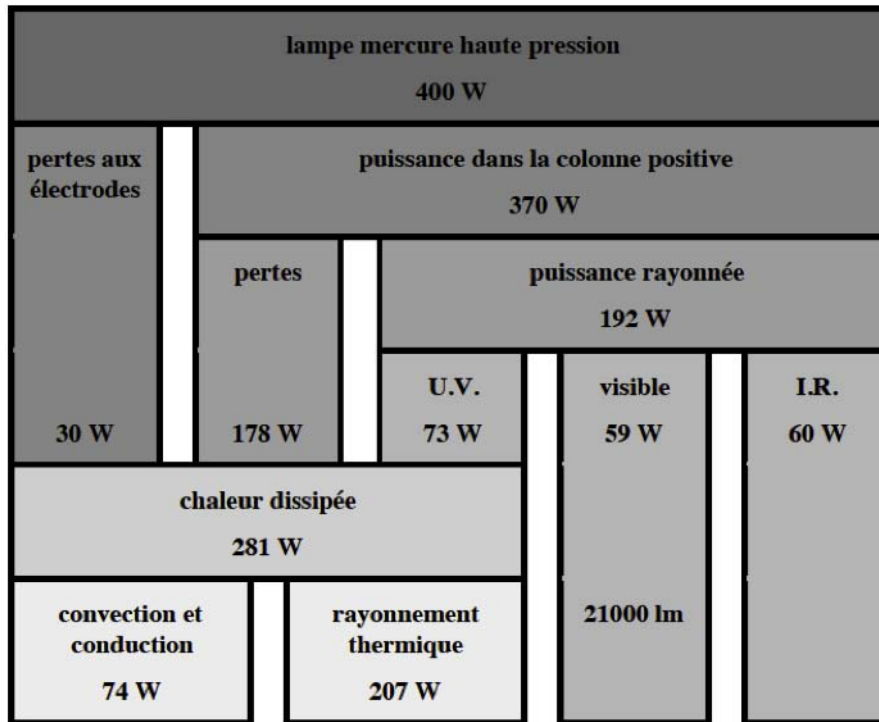


FIGURE 1.6 – Bilan énergétique dans une lampe à décharge mercure haute pression 400 W [7].

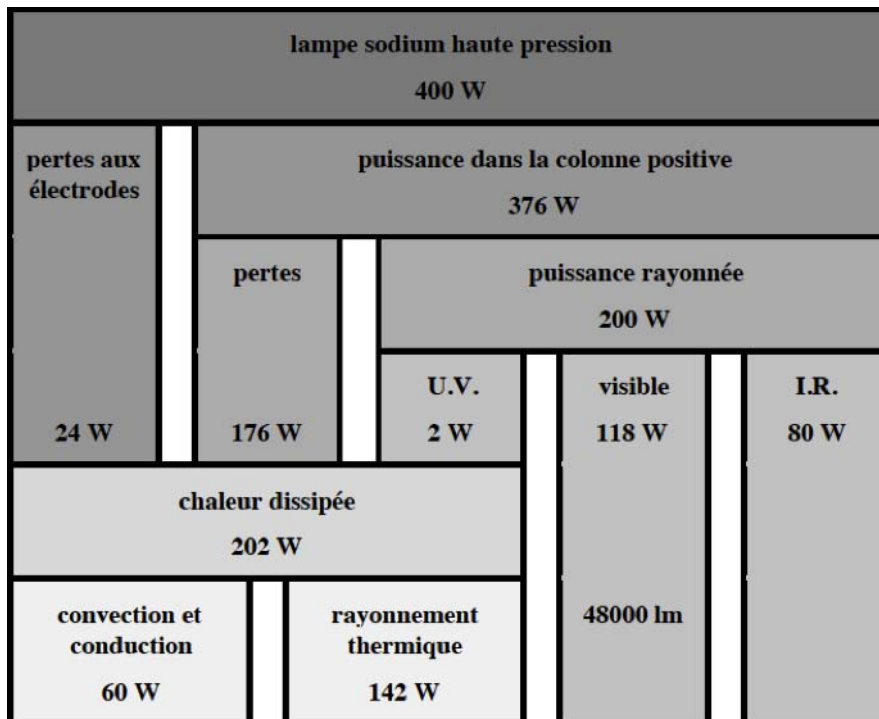


FIGURE 1.7 – Bilan énergétique dans une lampe sodium haute pression 400 W [7].

1.3 Alimentation des lampes à décharge

Un autre point important dans les lampes à décharge, c'est leur alimentation. En effet, j'ai mentionné au début du chapitre les différentes phases d'une décharge électrique. Ainsi, on a vu qu'elle était composée de quatre parties (cf . figure 1.3.b) :

- la décharge non autonome,
- la décharge de Townsend,
- la décharge luminescente,
- le régime d'arc.

Cependant, les lampes à décharge à haute pression fonctionnent en régime d'arc. Pour les amener à ce régime de fonctionnement, il faut, dans un premier temps, les amorcer en ionisant le gaz qui se trouve dans le brûleur de la lampe. Ainsi, une tension suffisamment élevée doit être appliquée aux électrodes de la lampe. Une fois la décharge amorcée elle se stabilisera, après quelques minutes, à son état nominal. A l'état stationnaire une alimentation en courant apporte la puissance nécessaire pour le maintien de la décharge. Dans ce qui suit, nous allons discuter brièvement le mode d'alimentation de la lampe.

1.3.1 Alimentation par source de tension

Imaginons une lampe fonctionnant en régime d'arc comme montré sur le montage de la figure 1.8.a, composé d'une source parfaite de tension E (résistance interne nulle), d'une résistance R très inférieure à l'impédance de la lampe placée en série.

En faisant varier le courant I_0 au point M (supposé comme étant le point de fonctionnement initial de la lampe) de $+\Delta I$, la tension U_0 , aux bornes de la lampe, diminue vers U_A . Ainsi, le rapport $\Delta U/\Delta I$ est négatif. Pour remédier à cela, le système va fournir un courant plus important, donc imposer une tension encore plus faible. Ce qui donne un point de fonctionnement instable. Le résultat sera le même en diminuant le courant ou en prenant le point N, comme point de fonctionnement.

En résumé, alimenter une lampe à décharge avec une source de tension n'est pas souhaitable. Nous concluons donc que l'alimentation en tension n'est pas conseillée pour ce type de lampes.

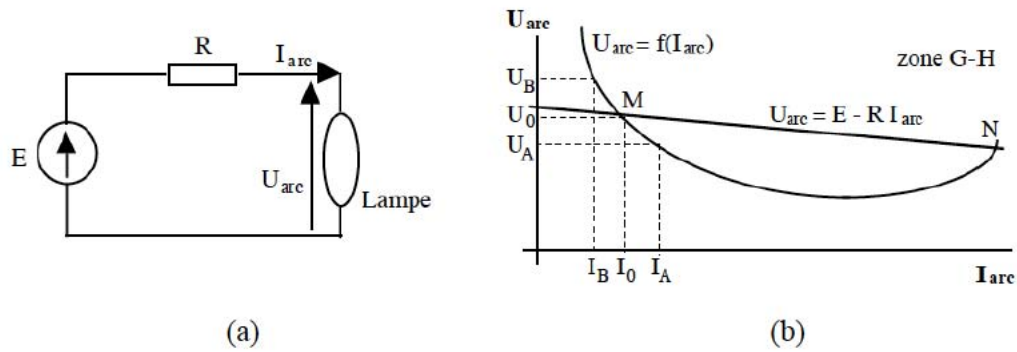


FIGURE 1.8 – (a) Montage d’une alimentation avec une source de tension et (b) la caractéristique d’arc $U(I)$ [1].

1.3.2 Alimentation par source de courant

Le montage qui est utilisé pour une alimentation avec une source de courant est le même que pour une source de tension, à une différence près. En effet, au lieu de prendre la résistance R inférieure à l’impédance de la lampe, on va la choisir de sorte qu’elle soit plus grande pour avoir une source de courant. Ce qui nous donne la caractéristique $U(I)$, présentée sur la figure 1.9, avec une pente plus forte que dans le premier cas.

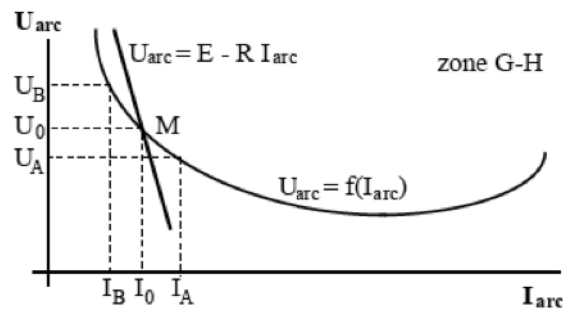


FIGURE 1.9 – La caractéristique d’arc $U(I)$ pour une alimentation avec une source de courant [1].

Maintenant, si nous utilisons le même raisonnement que pour une alimentation en tension, nous constatons qu’avec ce type d’alimentation, le système est stable. En effet, si on prend le point M comme point de fonctionnement et qu’on augmente le courant I_0 de ΔI , le courant va prendre la valeur I_A et la tension va diminuer vers U_A . Par conséquent, la source de tension va délivrer un courant plus faible, ce qui va faire retourner le point de fonctionnement au point de départ M .

En résumé, pour alimenter une lampe à décharge de façon stable, une source de courant

est conseillée pour laquelle la pente de la droite statique $U(I)$ de la source d'alimentation soit plus grande que celle de la lampe [2] :

$$\frac{dU_{source}}{dI} > \frac{dU_{lampe}}{dI}$$

1.3.3 Le ballast

Pour limiter l'avalanche électronique, donc le courant, il faut donc mettre en série avec la source de tension un élément passif. Donc, l'autre problème posé par l'alimentation de la lampe, est le choix de cet élément passif. En effet, si on compare les formes d'ondes de la tension et du courant pour différents éléments passifs (résistance, capacité et inductance) présentées sur la figure 1.10, on remarque que dans le cas de la capacité, la forme d'onde du courant présente une pointe indésirable pour le réseau. Un ballast résistif donne des formes d'ondes relativement acceptables, néanmoins, il présente l'inconvénient de consommer une puissance électrique ($P_{résistance} = RI^2$) importante qui diminue le rendement du système. C'est la raison pour laquelle une inductance est utilisée comme élément passif, pour alimenter les lampes à décharge. En effet, une inductance présente l'avantage d'avoir une consommation relativement faible par rapport à une résistance et reste fiable et robuste, par rapport à une capacité, et d'avoir un prix attractif.

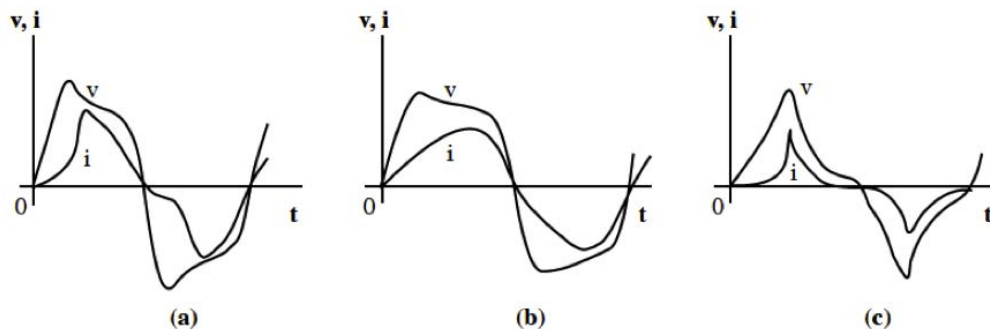


FIGURE 1.10 – Formes d'ondes de la tension et du courant aux bornes d'une lampe à décharge alimentée par un ballast (a) résistif, (b) inductif et (c) capacitif.

Le ballast ferromagnétique est un système électrique utilisé pour alimenter les lampes à décharge. Il est constitué d'une impédance mise en série avec une source de tension (réseau de ville) pour avoir une source de courant. Quand une lampe à décharge est alimentée avec ce ballast, on obtient au niveau de la lampe les formes d'ondes de tension et du courant présentées sur la figure 1.11.

Ainsi, nous pouvons constater (cf. figure 1.11.a), que le courant a une forme sinusoïdale imposée par le ballast, et que la tension, qui est en phase avec le courant, présente une forme qui s'apparente à un créneau, imposée par la lampe (la charge). Ce "créneau" est dû à la non-linéarité de la caractéristique $U(I)$ (cf. figure 1.11.b). En effet, cette dernière représente la caractéristique dynamique $U(I)$ où nous pouvons voir l'apparition d'un cycle d'hystérésis dû à une charge d'espace créée au voisinage de la cathode [2].

De plus, comme un créneau peut être décomposé en série de Fourier ne contenant que des termes impairs du fondamental (sa fréquence est celle du réseau de ville en Europe est de 50 Hz), des harmoniques sont générés aux fréquences de 150 Hz, 250 Hz, 350 Hz ..., et sont injectés dans le réseau électrique et qui vont dégrader la qualité de l'énergie électrique fournie à l'utilisateur final et imposera un redimensionnement des câbles.

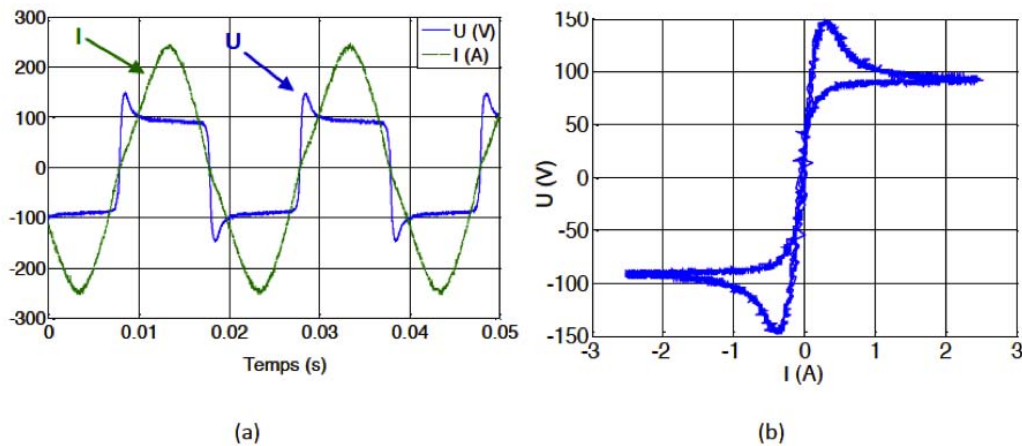


FIGURE 1.11 – Formes d'ondes (a) de la tension et du courant ($\times 100$) en fonction du temps aux bornes d'une lampe à décharge alimentée par un ballast ferromagnétique et (b) de la tension en fonction du courant [2].

L'autre constatation que nous pouvons faire sur la forme d'onde de la tension, est l'apparition d'un pic lorsque le courant s'annule. C'est le pic de réamorçage. Il trouve son origine dans l'évolution de la température causée par la variation de la conductance de la lampe. En effet, lors du passage du courant par zéro, la température et la conductivité électrique de la décharge électrique diminuent, ce qui entraîne l'augmentation de sa résistance équivalente, donc de la tension aux bornes de la lampe. Et, lorsque le courant augmente pour atteindre une certaine valeur (dans notre exemple, cette valeur est atteinte à $t \approx \frac{1}{4}T$, T étant la période du signal), la tension va augmenter avant de se stabiliser à une valeur relativement constante et plus faible.

Ballast électronique

Le ballast ferromagnétique présente cependant plusieurs inconvénients comme par exemple :

- apparition d’un cycle d’hystérésis dans la caractéristique dynamique de $U(I)$ qui engendre des pertes d’énergie,
- déphasage entre la tension et le courant causé par l’impédance (au niveau de l’alimentation), ce qui oblige à placer un condensateur de compensation en parallèle pour relever le $\cos \Phi$ (donc réduire le déphasage).
- le condensateur de compensation a une durée de vie faible, nécessitant un entretien régulier, donc un surcoût.

Ainsi, pour éliminer ces inconvénients ou réduire leur influence sur le rendement du couple ballast – lampe, nous utilisons des ballasts électroniques. Grâce à l’avènement des composants de puissance robustes, cela est devenu possible.

Sur la figure 1.12 est présenté le principe général de fonctionnement d’un ballast électronique. D’une façon générale, un ballast électronique est constitué :

- d’un convertisseur AC-DC qui permet l’affranchissement de la fréquence du réseau,
- d’un filtre constitué d’une impédance de lissage et d’un condensateur ou d’un filtre numérique,
- d’un convertisseur DC-AC (haute fréquence) ou un hacheur (créneaux).

A cela, viennent se greffer d’autres éléments pour assurer un rendement optimal du ballast comme :

- un filtre contre les interférences électromagnétiques,
- un circuit d’amorçage,
- un circuit de protection et de contrôle.

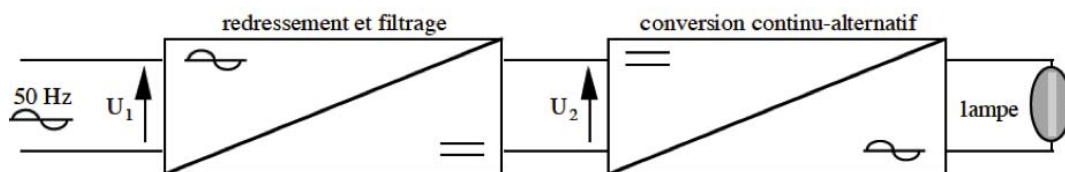


FIGURE 1.12 – Composition d’un ballast électronique.

Quand une lampe à décharge est alimentée par un ballast électronique haute fréquence, on obtient les formes d’ondes de tension et de courant présentées sur la figure 1.13.a et la

caractéristique dynamique $U(I)$ sur la figure 1.13.b. Ainsi, nous remarquons que la tension est sinusoïdale et que le pic de réamorçage n'apparaît plus. De plus, la caractéristique dynamique de $U(I)$ tend à se linéariser, donc à diminuer la non-uniformité constatée dans le cas d'une alimentation avec un ballast ferromagnétique. Ces changements dans les caractéristiques de la lampe sont dus au fait que la fréquence d'alimentation dépasse une valeur critique située autour du kHz. Cette valeur correspond en effet à un temps caractéristique du plasma, lié au phénomène de la diffusion ambipolaire qui garantit la neutralité électrique locale dans le plasma pendant le déplacement de deux types de porteurs de masse très différentes (électrons et ions)[2]. Enfin, un ballast électronique a

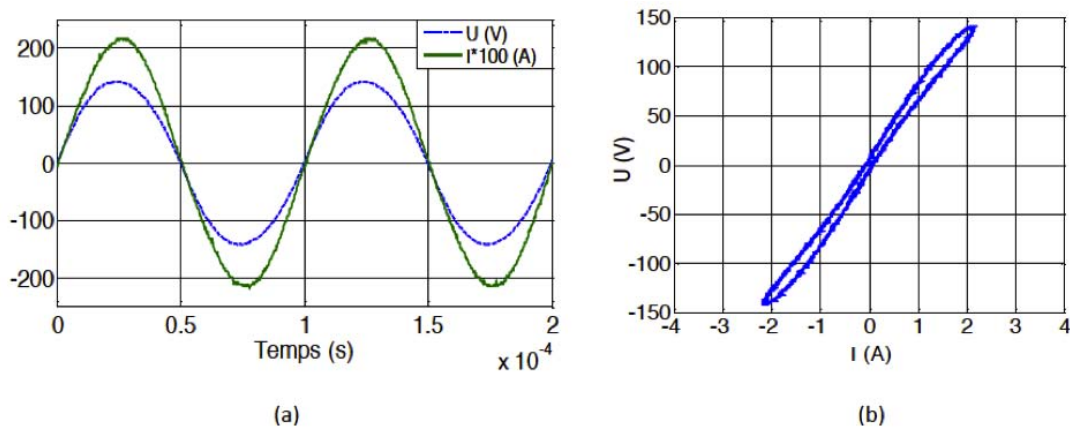


FIGURE 1.13 – Formes d’ondes (a) de la tension et du courant en fonction du temps aux bornes d’une lampe à décharge alimentée par un ballast électronique à une fréquence de 10 kHz et (b) de la tension en fonction du courant [2].

une meilleure efficacité énergétique

1.3.4 Amorçage des lampes à décharge

Nous avons abordé précédemment l’alimentation des lampes de façon générale, en mettant l’accent sur son alimentation en régime permanent et en omettant, volontairement, de parler de son amorçage. En effet, avant que la lampe atteigne un régime de fonctionnement stable, il faut d’abord l’amorcer en provoquant un claquage -en appliquant une tension de l’ordre de plusieurs kV- sur le gaz contenu dans la lampe et le rendre conducteur.

Dans le cas des lampes à décharge alimentées par des ballasts ferromagnétiques l’amorçage se fait à l’aide d’un circuit externe au ballast. On peut citer les systèmes utilisant :

- un starter (bilame), ce système est utilisé le plus souvent pour amorcer les lampes à décharge basse pression,

- une impulsion : dont le principe consiste à créer une tension élevée de courte durée sur le secondaire d'un transformateur, avec une entrée basse tension sur le primaire,
- la résonance électrique : dont le principe est basé sur l'exploitation de la combinaison de composants réactifs (inductances et condensateurs) qui constituent un filtre avec un gain sur la tension de sortie important autour de la fréquence de résonance du circuit dans lequel la lampe éteinte joue le rôle d'élément résistif.

1.4 Conclusion

Ce chapitre, consacré à la présentation des principaux types de lampes à décharge haute pression dans le domaine de l'éclairage public, nous a également permis d'aborder les modes d'alimentation de ces lampes. Nous pouvons retenir que :

- une source de courant était plus stable qu'une source de tension,
- l'élément passif en série avec la source du courant doit être une inductance,
- un ballast électronique est plus avantageux qu'un ballast ferromagnétique.

Chapitre 2

La physique des plasmas

Les plasmas se divisent en deux familles. La première, est constituée des plasmas dits "chaud". Ils sont caractérisés par des températures qui sont de l'ordre de million de degré kelvin et que l'on trouve qu'à l'état naturel (cœur des étoiles . . .). La seconde famille, dites des plasmas "froids" regroupe les plasmas dont la température est de l'ordre de quelques milliers de degrés kelvin (lampe à décharge . . .).

Dans la famille des plasmas froids, on distingue deux sous-groupes de plasmas. Les plasmas hors d'équilibre thermodynamique qui sont créés à basses pressions. Ils se caractérisent par un degré d'ionisation inférieur à 10^{-4} , dans ce contexte les collisions electrons-particules lourdes ne peuvent pas assurer la thermalisation du plasma. L'autre sous-groupe, est constitué par les plasmas en équilibre thermique (ou plasmas thermiques), qui a comme caractéristique d'avoir toutes les familles de particules composant le milieu approximativement à la même température.

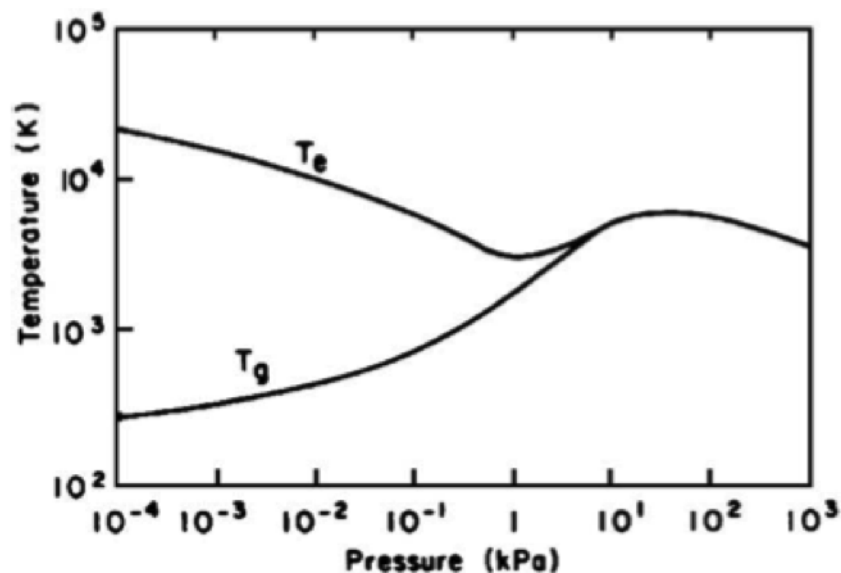


FIGURE 2.1 – Influence de la pression de vapeur de mercure [8].

En général, la différenciation entre ces deux types de plasma se fait à l'aide de la pression (les lampes à décharge à barrière diélectrique sont à haute pression et hors d'équilibre thermodynamique). En effet, comme on peut le constater sur la figure 2.1, à partir d'une pression $P_e = 10^4$ Pa, une température unique existe dans le milieu ($T_e=T_0$) et donc étudiés comme un plasma en équilibre thermique. Pour une pression inférieure à P_e , le plasma est défini comme étant hors d'équilibre.

2.1 Propriétés thermodynamiques des plasmas thermiques

2.1.1 Equilibre thermodynamique

L'équilibre thermodynamique est la première hypothèse sur laquelle sont basées les lois régissant les plasmas thermiques, et en particulier l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL) qui est une approximation liée au fait que le rayonnement s'échappe du milieu.

2.1.2 Les critères de l'équilibre thermodynamique complet

Un plasma à l'équilibre thermodynamique complet (ETC) est caractérisé par un gradient de température et un gradient de densité nuls.

Il doit satisfaire les conditions suivantes :

1. Le plasma doit être isotherme, stationnaire, uniforme et isotrope,
2. Les vitesses des particules suivent une fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann de la forme :

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \quad (2.1)$$

Cette fonction de distribution représente la densité moyenne de particules présentes à l'instant t dans le volume d^3r autour du point \vec{r} , avec une vitesse moyenne comprise entre $\vec{v} - d\vec{v}$ et $\vec{v} + d\vec{v}$.

3. Le peuplement des niveaux excités est contrôlé par la loi de Boltzmann :

$$\frac{n_{A(h)}}{n_{A(b)}} = \frac{g_h}{g_b} \exp \left(\frac{-E_h - E_b}{k_B T} \right) \quad (2.2)$$

$n_{A(h)}$ et $n_{A(b)}$: la densité de l'espèce A sur le niveau d'énergie h (haut) et b (bas), respectivement,

g_h et g_b : le poids statistiques des niveaux haut et bas, respectivement,

E_h et E_b : l'énergie des niveaux haut et bas, respectivement,

k_b : la constante de Boltzmann,

T : la température.

4. L'équilibre chimique, c'est-à-dire lorsque toute réaction chimique est compensée par

sa réaction inverse, est basé sur la loi d'action de masse :

$$\prod_{i=1}^N (Q_{tot,i}^{vol})^{\nu_i} = \prod_{i=1}^N (n_i)^{\nu_i} \quad (2.3)$$

Où ν le coefficient stoechiométrique de la réaction considérée,

N le nombre des espèces chimiques,

n_i leur densité respective,

$Q_{tot,A}^{vol}$ la fonction de partition volumique totale.

Si, par exemple, on applique la loi d'action de masse à une réaction d'ionisation

$A \rightarrow A^+ + e^-$, on obtient :

$$\frac{n_{A^+}n_{e^-}}{n_A} = \frac{Q_{tot,A^+}^{vol}Q_{tot,e^-}^{vol}}{Q_{tot,A}^{vol}} = 2 \frac{Q_{A^+}^{int}}{Q_A^{int}} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_A^{ionisation} - \Delta E}{k_B T} \right) \quad (2.4)$$

qui est connue sous le nom de Loi de Saha-Eggert et qui régit l'équilibre d'ionisation.

Q_A^{int} est la fonction de partition interne de l'espèce A considérée (pour les électrons, elle est égale à 2),

$E_A^{ionisation}$ est l'énergie d'ionisation de cette espèce,

ΔE est l'abaissement du potentiel d'ionisation.

Quant à l'équilibre de dissociation, il est régi par la Loi de Guldberg-Waage. Pour une réaction de dissociation $AB \rightarrow A + B$, la loi d'action de masse appliquée à cette réaction se met sous la forme :

$$\frac{n_A n_B}{n_{AB}} = \frac{Q_{tot,A}^{vol} Q_{tot,B}^{vol}}{Q_{tot,AB}^{vol}} = \frac{Q_A^{int} Q_B^{int}}{Q_{AB}^{int}} \left(\frac{2\pi m_{AB} k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_{AB}^{dissociation}}{k_B T} \right) \quad (2.5)$$

avec m_{AB} la masse réduite.

5. Le rayonnement du plasma doit être celui d'un corps noir dont le flux rayonné $L_\nu^o(T)$ est donné par la loi de Planck :

$$L_\nu^o(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\exp \left(\frac{h\nu}{k_B T} \right) - 1 \right)^{-1} \quad (2.6)$$

Dans un plasma de laboratoire, de telles conditions d'ETC ne peuvent être satisfaites : il faudrait confiner le plasma dans une enceinte isotherme dont les parois seraient maintenues à la même température que le plasma, ou bien considérer un volume de plasma immense pour que son cœur à l'ETC ne soit pas perturbé par les conditions aux limites. Pour décrire les plasmas de décharge, on a donc recours à une autre hypothèse, celle de l'équilibre thermodynamique local (ETL).

2.1.3 Les critères de l'équilibre thermodynamique local

Les modifications apportées à l'hypothèse de l'ETC sont les suivantes :

1. Les gradients locaux de température et de densité sont suffisamment faibles pour qu'une particule qui diffuse d'un endroit à un autre du plasma ait le temps de se thermaliser sous l'effet des collisions,
2. Les vitesses des particules suivent toujours une fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann,
3. Le peuplement des niveaux excités est toujours contrôlé par la loi de Boltzmann mais les processus radiatifs sont négligeables par rapport aux processus collisionnels,
4. Il y a micro-réversibilité des processus collisionnels et la loi d'action de masse reste valide,
5. La densité du rayonnement ne suit plus la loi de Planck mais celle de Kirchhoff localement,
6. L'équilibre thermique est imposé partout dans le plasma ($T_e=T_g$).

D'après Griem [9], l'ETL est réalisé lorsque les transitions radiatives spontanées entre le 1^{er} niveau excité et le fondamental sont 10 fois moins importantes que les transitions par collisions électroniques. La densité électronique critique, au-dessus de laquelle l'ETL est valide, est égale à :

$$n_{e,cr}(cm^{-3}) = 9.10^{11}(E_1 - E_0)^3 T_e^{1/2}$$

avec :

$E_1 - E_0$: représente la différence d'énergie entre le 1er niveau excité et le fondamental en eV,

T_e : la température électronique en K.

En outre, cette densité critique des électrons équivaut à peu près à $5.10^{15} e^-/cm^3$.

Dans le cas des lampes à décharge haute pression, cette condition est généralement satisfaite, comme il est montré sur la figure 2.2. Le profil de température pour la lampe mercure a été obtenu par Elenbaas [3] en calculant l'intensité absolue des lignes spectrales des probabilités de transition de mercure, quant au profil de la lampe sodium, il a été calculé par Waszink [10] pour une lampe sodium à l'état stationnaire et en ne prenant pas en compte l'équilibre thermodynamique. Ainsi, bien qu'au voisinage des parois du brûleur on observe un léger écart de température entre les particules lourdes et les électrons pour les deux lampes, l'hypothèse de l'ETL reste valable tant que la plupart des processus se situent proche de l'axe de la décharge.

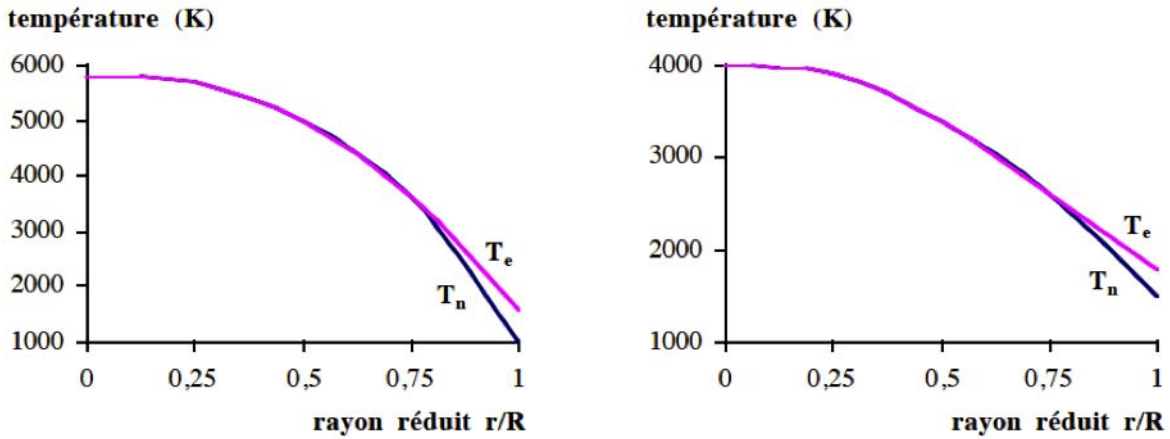


FIGURE 2.2 – Profil de température pour une lampe mercure [3] et sodium [10], respectivement.

2.2 Grandeurs thermodynamiques et physiques

2.2.1 Densité de masse

Considérons un gaz à l'équilibre thermodynamique, constitué d'espèces i , de masse atomique m_i et de densité N_i (nombre de particules i par m^3), la densité de masse ρ , appelée aussi masse volumique, s'écrit :

$$\rho = \sum_i n_i m_i \quad (2.7)$$

2.2.2 Fréquence de collision

La fréquence de collision est définie comme étant l'occurrence par unité de temps pour qu'une particule du plasma entre en collision. Elle s'écrit de la façon suivante :

$$f_{i,col} = n_i \sigma \bar{v}_i \quad (2.8)$$

avec :

N : le nombre de particules par unité de volume,

σ : la section efficace de collision entre les particules constituant le gaz,

\bar{v} : la vitesse moyenne où :

$$\bar{v}_i = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_i}} \quad (2.9)$$

2.2.3 Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen est la distance moyenne parcourue par une particule entre deux collisions successives. Elle s'écrit comme suit :

$$l_i = \frac{\bar{v}_i}{f_{i,col}} = \frac{1}{n_i \sigma} \quad (2.10)$$

2.2.4 Loi de neutralité électrique

Elle définit l'électroneutralité d'un milieu et s'écrit :

$$n_e = \sum_i Z_i n_i \quad (2.11)$$

avec :

Z_i : charge des différentes espèces chargées et de densité numérique n_i ,

n_e : La densité électronique.

2.2.5 Loi de Dalton

La loi de Dalton définit la pression totale d'un gaz et s'écrit :

$$P = \sum_i n_i k_B T \quad (2.12)$$

avec n_i la densité de l'espèce i .

2.2.6 Enthalpie

L'enthalpie H est une fonction d'état obéissant au premier principe de la thermodynamique. Lors d'une transformation à pression constante, la variation de l'enthalpie correspond à l'échange de chaleur avec le milieu extérieur.

$$H = k_B T \sum_i n_i P_i \left(\frac{d(\ln U_i)}{d(\ln T)} \right) + \sum_i n_i E_i \quad (2.13)$$

où U_i l'énergie interne et E_i l'énergie d'ionisation.

2.2.7 Chaleur spécifique

La chaleur spécifique à pression constante est égale à la dérivée partielle de l'enthalpie par rapport à la température et à pression constante.

$$C_p = \left(\frac{dH}{dT} \right)_p \quad (2.14)$$

2.3 Les coefficients de transport

Les coefficients de transport jouent un rôle important dans l'étude des plasmas et des lampes à décharge. En effet, ils traduisent les non-uniformités spatiales, ou gradients, qui apparaissent dans le milieu étudié. Ainsi, la conductivité thermique est liée au gradient de température, la conductivité électrique au gradient de potentiel et la viscosité, au gradient de vitesse.

2.3.1 La conductivité thermique

La conductivité thermique est définie comme étant la capacité d'un milieu à conduire de la chaleur, et qui correspond au transfert d'énergie thermique d'une zone chaude vers une zone froide. Autrement dit, l'existence d'un gradient de température engendre un transfert d'énergie des zones chaudes vers les zones froides. La conductivité thermique « totale » d'un mélange gazeux, selon la loi de Fourier qui relie la flux de chaleur et le gradient de température, s'écrit, en première approximation, comme suit [11] :

$$\vec{q} = -k\vec{\nabla}T,$$

Où \vec{q} est le flux de chaleur, $\vec{\nabla}T$ le gradient de température et k la conductivité thermique. Par ailleurs, cette conductivité thermique est la somme de quatre contributions qui sont les suivantes :

- La conductivité thermique de translation due au mouvement des particules lourdes k_{tr}^h et des électrons k_{tr}^e . Elle correspond à un mélange de particules ne réagissant pas entre elles et où le transfert d'énergie cinétique est assuré par les collisions élastiques (on néglige toutes les réactions chimiques et tous les échanges d'énergie entre les degrés de liberté).
- La conductivité thermique due aux diverses réactions chimiques k_{reac} , comme par exemple l'ionisation.
- La conductivité thermique due aux degrés de liberté moléculaires internes k_{int} . Elle correspond aux échanges d'énergie entre les degrés internes de liberté des particules

(vibration et rotation des molécules).

En somme, la conductivité thermique totale, s'écrit sous la forme de :

$$k_{tot} = k_{tr}^h + k_{tr}^e + k_{reac} + k_{int}.$$

La conductivité thermique de translation :

Comme mentionné plus haut, la conductivité thermique de translation est la somme de deux contributions [12, 13]. La première est celle liée aux particules lourdes, la seconde, est due aux électrons.

La conductivité thermique de translation des lourds : L'expression de la conductivité thermique des espèces lourdes est obtenue par une approximation à l'ordre 2 de la méthode de Chapman-Enskog [12, 13, 14] :

$$k_{tr}^h = \frac{\begin{bmatrix} L_{11} & \dots & L_{1\mu} & X_1 \\ \dots & L_{ii} & \dots & \dots \\ L_{\mu 1} & \dots & L_{\mu\mu} & X_\mu \\ X_1 & \dots & X_\mu & 0 \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} L_{11} & \dots & L_{1\mu} \\ \dots & L_{ii} & \dots \\ L_{\mu 1} & \dots & L_{\mu\mu} \end{bmatrix}} \quad (2.15)$$

Pour un milieu composé de μ espèces, les coefficients L_{ij} ont pour expression [14] :

$$L_{ii} = -4 \frac{(X_i^2)}{K_{ii}} - \sum_{k \neq i}^{\mu} \left(\frac{2X_i X_k}{K_{ik}} \frac{1}{(M_i + M_k)^2} \frac{1}{A_{ik}^*} \left[\frac{15}{2} M_i^2 + \frac{25}{4} M_k^2 - 3M_k^2 B_{ik}^* + 4M_i M_k A_{ik}^* \right] \right) \quad (2.16)$$

$$L_{ij} (i \neq j) = \frac{2X_i X_j}{K_{ij}} \frac{M_i M_j}{(M_i + M_j)^2} \frac{1}{A_{ij}^*} \left[\frac{55}{4} - 3B_{ij}^* - 4A_{ij}^* \right] \quad (2.17)$$

Les termes intervenant dans ces relations sont les fonctions A_{ij} et B_{ij} qui dépendent des intégrales de collision $\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$ en \AA^2 (particule i – particule j) [15].

$$X_i = \frac{n_i}{\sum_{j=1}^{\mu} n_j} ; A_{ij}^* = \frac{\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}}{\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} ; B_{ij}^* = \frac{5\bar{\Omega}_{ij}^{(1,2)} - \bar{\Omega}_{ij}^{(1,3)}}{\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} \quad (2.18)$$

$$K_{ij} = 0,33 k_b^{3/2} \frac{\sqrt{T}}{\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}} \left(\frac{M_i + M_j}{2M_i M_j} \right)^{1/2} ; K_{ii} = \frac{0,33 k_b^{3/2}}{\bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)}} \sqrt{\frac{T}{M_i}}$$

M_i : la masse de l'espèce i en unité de masse atomique,

X_i : la fraction molaire de l'espèce i ,

K_{ii} et K_{ij} : respectivement la conductivité thermique d'un gaz pur et celle d'un mélange binaire.

La conductivité thermique de translation des électrons : Comme pour les particules lourdes, nous utiliserons la méthode de Chapman-Enskog, mais avec une approximation d'ordre 3. Ainsi la conductivité thermique de translation des électrons s'écrit comme suit [12, 13] :

$$k_{tr}^e = \frac{75}{8} \frac{10^{20}}{n_e^2 k_B} \left(\frac{2\pi k_B T}{m_e} \right)^{1/2} \frac{q_{ej}^{22}}{q_{ej}^{11} q_{ej}^{22} - (q_{ej}^{12})^2} \quad (2.19)$$

Les expressions des coefficients $q_{ej}^{(l,s)}$ sont données dans le tableau 2.1 [13], avec n_e la densité électronique, n_j la densité de l'espèce et i_e l'indice correspondant à l'électron. $\bar{\Omega}_{ej}^{(l,s)}$ est l'intégrale de collision électron-particule lourde.

$q_{ej}^{00} = 8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i_e}}^{\mu} n_j \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)}$
$q_{ej}^{01} = 8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i_e}}^{\mu} n_j \left(\frac{5}{2} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} - 3 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} \right) = q_{ej}^{10}$
$q_{ej}^{02} = 8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i_e}}^{\mu} n_j \left(\frac{35}{8} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} - \frac{21}{2} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,2)} + 6 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,3)} \right)$
$q_{ej}^{11} = 8\pi \sqrt{2} n_e^2 \bar{\Omega}_{ee}^{(2,2)} + 8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i_e}}^{\mu} n_j \left(\frac{25}{4} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} - 15 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,2)} + 12 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,3)} \right)$
$q_{ej}^{12} = 8\pi \sqrt{2} n_e^2 \left(\frac{7}{4} \bar{\Omega}_{ee}^{(2,2)} - 2 \bar{\Omega}_{ee}^{(2,3)} \right) +$ $8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i_e}}^{\mu} n_j \left(\frac{175}{16} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} - \frac{315}{8} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,2)} + 57 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,3)} - 30 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,4)} \right) = q_{ej}^{21}$
$q_{ej}^{22} = 8\pi \sqrt{2} n_e^2 \left(\frac{77}{16} \bar{\Omega}_{ee}^{(2,2)} - 7 \bar{\Omega}_{ee}^{(2,3)} + 5 \bar{\Omega}_{ee}^{(2,4)} \right) +$ $8\pi n_e \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i_e}}^{\mu} n_j \left(\frac{1225}{64} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} - \frac{735}{8} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,2)} + \frac{399}{2} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,3)} - 210 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,4)} + 90 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,5)} \right)$

TABLE 2.1 – Les expressions des coefficients $q_{ej}^{(l,s)}$ intervenant dans le calcul des coefficients de transport

La conductivité thermique interne

Cette conductivité thermique représente la libération ou le stockage d'énergie sous forme d'énergie potentielle, le transport par excitation ou désexcitation des molécules sur des niveaux de rotation, de vibration liés à l'existence de degrés de liberté interne de vibration et de rotation des particules constituant le gaz. Ainsi, dans le cas d'un gaz ne contenant pas de molécules, cette composante de la conductivité thermique est nulle. Sinon, la contribution de la conductivité thermique interne se calcule à l'aide de l'équation 2.20 [16].

$$k_{int} = \sum_{i=1}^{\mu} \frac{(k_{int})_i}{1 + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{\mu} \frac{D_{ij}}{D_{ii}} \frac{X_j}{X_i}} \quad (2.20)$$

où :

$$(k_{int})_i = \frac{PD_{ii}}{RT} \left(C_{pi} - \frac{5}{2}R \right) = PD_{ii} \left(2 \frac{\partial \log(Q_i^{int})}{\partial T} + T \frac{\partial^2 \log(Q_i^{int})}{\partial T^2} \right)$$

$$C_{pi} = \frac{\partial \Delta H_i}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{5}{2}RT + RT^2 \frac{\partial \log(Q_i^{int})}{\partial T} \right)$$

Avec C_{pi} la chaleur spécifique de l'espèce i , μ le nombre d'espèces dans le milieu, X_i la fraction molaire de l'espèce i , D_{ij} le coefficient de diffusion binaire (espèce i dans j), H_i l'enthalpie de la réaction i et Q_i^{int} la fonction de partition interne de l'espèce i .

La conductivité thermique de réaction

C'est elle qui traduit le transport d'énergie lorsqu'il y a réaction chimique, dissociation ou recombinaison des molécules, ou bien l'ionisation des espèces.

Les réactions, qui se produisent dans le mélange gazeux, doivent être prises indépendamment les unes des autres et suivent le critère d'indépendance de Butler et Brokaw [11]. En conséquence, il nous faut déterminer et écrire les ν réactions concernées vérifiant ce critère. Soit :

$$\sum_{k=1}^{\mu} a_{ik} B_k = 0 \quad (2.21)$$

où :

i est l'indice de sommation allant de 1 à ν ,

B_k représente la $k_{i\grave{e}me}$ espèce chimique,

2.3. Les coefficients de transport

a_{ik} le coefficient stoechiométrique relatif à l'espèce k lors de la $i_{\text{ème}}$ réaction.

Ainsi, selon Butler et Brokaw [11], la conductivité thermique de réaction ne peut être calculée qu'au premier ordre de la méthode de Chapman-Enskog puisque la symétrie des coefficients de diffusion binaire ($D_{ij} = D_{ji}$) ne s'obtient qu'à cet ordre.

$$k_{\text{reac}} = -\frac{1}{RT^2} \frac{\begin{vmatrix} A_{11} & \dots & A_{1\nu} & \Delta H_1 \\ \dots & A_{ii} & A_{ij} & \dots \\ A_{\nu 1} & \dots & A_{\nu\nu} & \Delta H_\nu \\ \Delta H_1 & \dots & \Delta H_{1\nu} & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} A_{11} & \dots & A_{1\nu} \\ \dots & A_{ii} & \dots \\ A_{\nu 1} & \dots & A_{\nu\nu} \end{vmatrix}} \quad (2.22)$$

avec

$$A_{ij} = A_{ji} = \sum_{k=1}^{\mu-1} \sum_{l=k+1}^{\mu} \left(\frac{RT}{PD_{kl}} \right) X_l X_k \left(\frac{a_{ik}}{X_k} - \frac{a_{il}}{X_l} \right) \left(\frac{a_{jk}}{X_k} - \frac{a_{jl}}{X_l} \right)$$

$$D_{ij} = \frac{3 k_b^{3/2} T^{3/2}}{16\sqrt{\pi}P} \frac{1}{\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} \left(\frac{M_i + M_j}{2M_i M_j} \right)^2$$

où :

R : constante des gaz parfaits,

P : pression du gaz en Pascal,

ν : nombre de réactions chimiques considérées dans le gaz,

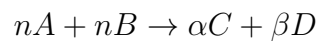
μ : nombre d'espèces considérées dans le gaz,

a_{ij} : coefficients stoechiométriques de l'espèce k ,

X_k : fraction molaire de l'espèce k ,

D_{kl} : coefficient de diffusion binaire,

ΔH_i : variation d'enthalpie de la réaction i . Supposons la réaction suivante :



Sa variation d'enthalpie se calcul comme suit :

$$\Delta H_{\text{réaction}} = \alpha \Delta H_C + \beta \Delta H_D - n \Delta H_A - m \Delta H_B$$

2.3.2 La viscosité

La viscosité traduit les forces de frottement entre les couches d'un fluide glissant l'une par rapport à l'autre et reflète le transfert de la quantité de mouvement des zones de grande vitesse vers les zones de faible vitesse. De plus, la viscosité est reliée au transport de quantité de mouvement et reste indépendante des propriétés électroniques, i.e. $\eta = \eta_e + \eta_h \approx \eta_h$. Elle s'écrit sous la forme [15] :

$$\eta = - \frac{\begin{vmatrix} H_{11} & \dots & \dots & H_{1\mu} & X_1 \\ \dots & H_{22} & H_{ij} & \dots & \dots \\ \dots & \dots & H_{ii} & \dots & \dots \\ H_{\mu 1} & \dots & \dots & H_{\mu\mu} & X_\mu \\ X_1 & \dots & \dots & X_\mu & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{11} & \dots & \dots & H_{1\mu} \\ \dots & H_{22} & H_{ij} & \dots \\ \dots & \dots & H_{ii} & \dots \\ H_{\mu 1} & \dots & \dots & H_{\mu\mu} \end{vmatrix}} \quad (2.23)$$

Les éléments matriciels H_{ii} et H_{ij} sont calculés à l'aide des viscosités des gaz purs η_i et des gaz binaires η_{ij} et s'expriment sous la forme suivante :

$$H_{ii} = \frac{X_i^2}{\eta_i} + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^{\mu} \left(\frac{2X_i X_k}{\eta_{ik}} \frac{M_i M_k}{(M_i + M_k)^2} \left[\frac{5}{3A_{ik}^*} + \frac{M_k}{M_i} \right] \right)$$

$$H_{ij} = - \frac{2X_i X_j}{\eta_{ij}} \frac{M_i M_j}{(M_i + M_j)^2} \left[\frac{5}{3A_{ij}^*} - 1 \right]$$

$$\eta_i = \frac{5 k_b^{3/2} \sqrt{M_i T}}{16\sqrt{\pi} \bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)}}$$

$$\eta_{ij} = \frac{5 k_b^{3/2} \sqrt{2 \left(\frac{M_i M_j}{M_i + M_j} \right) T}}{16\sqrt{\pi} \bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}}$$

avec :

$\bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)}$: intégrale de collision de la particule i,

M_i : masse molaire de l'espèce i en unité de masse atomique,

X_i : fraction molaire de l'espèce i (cf. l'équation 2.18),

η_i : viscosité d'un gaz pur,

η_{ij} : la viscosité d'un gaz binaire.

2.3.3 La conductivité électrique

La conductivité électrique traduit la capacité d'un gaz à conduire un courant électrique et détermine la puissance injectée dans le milieu suivant la loi d'Ohm ($\vec{j} = \sigma \vec{E}$). Compte tenu que la mobilité électronique est toujours très supérieure à la mobilité ionique, la contribution de cette dernière peut être négligée. Cependant, cette approximation devient fautive lorsque la densité des ions négatifs est importante. En effet, ces derniers sont créés par capture électronique et le transport des charges dans le plasma peut alors être assuré par ces ions. Pour obtenir un courant, les électrons doivent se déplacer globalement dans le même sens, ceci pouvant se faire sous l'application d'un champ électrique exerçant une force sur les électrons pour les diriger dans une direction avec un sens préférentiel. En l'absence d'un champ électrique, les électrons sont certes mobiles, mais leur mouvement se fait au hasard. Pour un électron se déplaçant dans une direction, un autre ira dans la direction opposée, le tout sans déplacement de charge observable macroscopiquement.

Le calcul est moins aisé pour les électrons en raison de leur faible masse. Par conséquent, la conductivité électrique s'écrit à partir de l'approximation d'ordre 3 de la méthode de Chapman-Enskog sous la forme [13] :

$$\sigma = \frac{3}{2} e^2 n_e^2 \left(\frac{2\pi}{m_e k_B T} \right)^{1/2} \frac{\begin{vmatrix} q_{ej}^{11} & q_{ej}^{12} \\ q_{ej}^{12} & q_{ej}^{22} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} q_{ej}^{00} & q_{ej}^{01} & q_{ej}^{02} \\ q_{ej}^{01} & q_{ej}^{11} & q_{ej}^{12} \\ q_{ej}^{02} & q_{ej}^{12} & q_{ej}^{22} \end{vmatrix}} \quad (2.24)$$

Avec $q_{ej}^{(l,s)}$ sont les fonctions d'intégrales de collision données dans le tableau 2.1[17].

2.4 Rayonnement thermique

Dans notre cas, le rayonnement concerne les ondes électromagnétiques dont la longueur d'onde couvre le spectre de l'ultraviolet à l'infrarouge (de 0,01 à 100 μm) en passant par le visible (0,38 à 0,76 μm). Lorsqu'un flux d'énergie rayonnée rencontre un corps, une partie de l'énergie peut être absorbée, une autre peut être réfléchie, une troisième partie

continue son trajet après avoir traversé le corps. Si seulement une partie de l'énergie est absorbée, mais que cette partie est constante quelque soit la longueur d'onde de l'énergie incidente, on dit que l'on a affaire à un corps gris. Enfin, si aucune énergie rayonnée ne traverse le corps, on dit que ce dernier est opaque.

2.4.1 La luminance

Soit un élément de surface dS_{\perp} centré en un point P, dans une région où se propage le rayonnement, et une direction \vec{s} normale à la surface dS_{\perp} comme montré sur la figure 2.3. L'intensité lumineuse énergétique monochromatique, au point P dans la direction \vec{s} , est

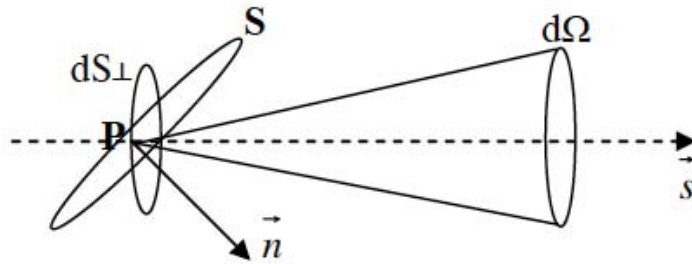


FIGURE 2.3 – La luminance.

définie comme étant la puissance dW_{ν} émise par unité de surface dS_{\perp} , par unité d'angle solide $d\Omega$, ce qui nous donne :

$$I_{\nu}(\vec{r}, \vec{s}) = \frac{dW_{\nu}}{d\Omega} \quad (2.25)$$

Quant à la luminance spectrale au point P suivant la direction \vec{s} , elle est définie comme étant l'intensité par unité de surface apparente dS_{\perp} et s'écrit comme suit :

$$L_{\nu}(\vec{r}, \vec{s}) = \frac{dI_{\nu}(\vec{r}, \vec{s})}{d\vec{S} \cdot \vec{n}} \quad (2.26)$$

Pour obtenir l'intensité totale, on intègre l'intensité spectrale sur toutes les fréquences, ce qui nous donne :

$$I(\vec{r}, \vec{s}) = \int I_{\nu}(\vec{r}, \vec{s}) d\nu \quad (2.27)$$

Le flux de rayonnement dans toutes les directions se calcule en intégrant l'intensité totale sur toutes les directions, ce qui nous donne :

$$F_R = \int I(\vec{r}, \vec{s}) d\Omega \quad (2.28)$$

2.4.2 Coefficient d'émission

Le coefficient d'émission $\varepsilon(r)$ représente la puissance rayonnée par un élément de volume lors d'une transition d'un niveau supérieur (h) vers un niveau inférieur (b).

$$\varepsilon_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} A_{hb} n_h P_h^\nu(r) \quad (2.29)$$

où A_{hb} représente la probabilité de transition, n_h est la densité locale du niveau émetteur et $P_h^\nu(r)$ le profil local normalisé d'émission.

2.4.3 Coefficient d'absorption

Lorsque une raie correspond à une transition du niveau inférieur (b) vers le niveau supérieur (h), le coefficient d'absorption exprime la fraction de rayonnement absorbé dans un élément de volume et s'écrit sous la forme suivante :

$$k_\nu(r) = \frac{h\nu_0}{c} A_{bh} n_b P_b^\nu(r) \quad (2.30)$$

En ajoutant la correction due à l'émission induite, on obtient finalement :

$$k'_\nu(r) = \frac{h\nu_0}{c} A_{bh} n_b P_b^\nu(r) \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \right) = k_\nu(r) \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \right) \quad (2.31)$$

$$\text{avec} \begin{cases} \frac{n_h}{n_b} = \frac{g_h}{g_b} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \\ g_b B_{bh} = g_h B_{hb} \end{cases}$$

A_{bh} : probabilité de transition d'un niveau d'énergie bas vers un niveau d'énergie haut,

n_b : densité du niveau d'énergie bas,

$P_b^\nu(r)$: profil local normalisé d'absorption.

2.4.4 Rayonnement du corps noir

Tous les corps émettent un rayonnement thermique. Un corps noir est défini comme étant un corps qui absorbe totalement tout le rayonnement quelles que soient la longueur d'onde et la direction. Son comportement est isotrope et il ne réfléchit ni ne transmet le rayonnement. Les lois qui caractérisent un tel corps sont les lois de Planck, Kirchhoff, Wien, et Stefan-Boltzmann :

Loi de Planck

La loi de Planck décrit la variation de la quantité d'énergie rayonnée en fonction de la température et de la longueur d'onde :

$$L_\nu^o(T) = \frac{2h\nu^3}{c_0^2} \left(\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1 \right)^{-1}$$

Avec $c = \frac{c_0}{n_\lambda}$, c_0 représente la célérité de la lumière et n_λ l'indice de réfraction du milieu qui entoure le corps noir.

Loi de Kirchhoff

La loi de Kirchhoff met en relation les coefficients d'émission et d'absorption corrigée de telle sorte que :

$$\frac{\varepsilon_\nu}{k'_\nu} = L_\nu^o(T) = \frac{2h\nu^3}{c_0^2} \left(\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (2.32)$$

Lois de Wien

La première loi de Wien relie la longueur d'onde qui correspond au maximum de la luminance spectrale du corps noir à sa température de surface et s'écrit :

$$\lambda_m T = 2,8998 \cdot 10^{-3} [m.K] \quad (2.33)$$

Quant à la seconde loi de Wien, elle permet de calculer l'ordonnée du maximum de l'émittance spectrale du corps noir pour une température donnée :

$$M_{\lambda_m} = BT^5 \quad (2.34)$$

Avec $B=1,287 \cdot 10^{-11} [W/m^2/\mu m/K]$, la longueur d'onde s'exprime en μm et la température en Kelvin. Ces deux lois permettent de connaître le domaine spectral où se situe le maximum d'émission pour une température donnée.

Lois de Stefan-Boltzmann

La loi de Stefan-Boltzmann exprime le flux total d'énergie rayonnée par un corps noir en intégrant la fonction de Planck sur tout le domaine spectral.

$$M(T) = \int_0^\infty \pi L_\nu^o(T) d\nu = \sigma_S T^4 \quad (2.35)$$

avec σ_S la constante de Stefan.

2.4.5 Equation du transfert radiatif en régime stationnaire

Considérons le volume élémentaire dV de la figure 2.4, limité en s et $s+ds$ par les surfaces $dS(s)$ et $dS(s+ds)$ normales à la trajectoire des photons :

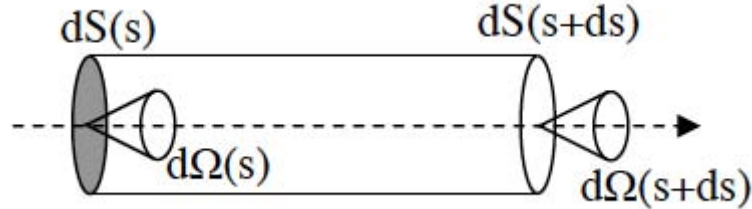
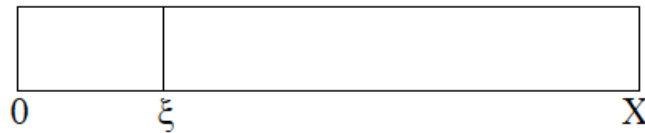


FIGURE 2.4 – Equation du transfert radiatif.

En négligeant la diffusion du rayonnement et en supposant l'ETL, l'indice de réfraction est uniforme et égal à 1. Le milieu est à l'état stationnaire et l'équation de transfert radiatif s'écrit :

$$\frac{dL_\nu(s)}{ds} = \varepsilon_\nu(s) - k'_\nu(s)L_\nu(T) \quad (2.36)$$

Pour une trajectoire rectiligne $[0, X]$, nous obtenons la luminance spectrale au point X par intégration de l'équation 2.36 :



$$L_\nu(x) = \underbrace{L_\nu(0) \exp\left(-\int_0^X k'_\nu(\xi) d\xi\right)}_{\text{Terme1}} + \underbrace{\int_0^X L_\nu^o(\xi) k'_\nu(\xi) \exp\left(-\int_\xi^X k'_\nu(\eta) d\eta\right) d\xi}_{\text{Terme2}} \quad (2.37)$$

- Le premier terme de l'équation 2.37 est la solution homogène de l'équation 2.36 qui représente la luminance initiale au point 0, c'est-à-dire l'énergie radiative provenant de l'extérieur dans la direction considérée et absorbée dans l'épaisseur X ,
- Le second terme de l'équation 2.37 est la solution particulière de l'équation 2.36 et il correspond à l'émission propre du milieu représentant le rayonnement émis en $d\xi$

et absorbée par le milieu d'épaisseur $(X-\xi)$.

En supposant que l'extérieur n'émet aucune énergie radiative vers le milieu, la luminance totale en X dépend seulement de l'émission propre du milieu ce qui nous donne :

$$L(X) = \int_0^\infty \int_0^X L_\nu^o(\xi) k'_\nu(\xi) \exp\left(-\int_\xi^X k'_\nu(\eta) d\eta\right) d\xi d\nu \quad (2.38)$$

2.5 Coefficient d'émission nette

Le calcul de l'énergie transportée par le rayonnement dans le plasma se fait par la résolution de l'équation du transfert radiatif, mais vu la dépendance spectrale qu'elle présente et sa dépendance spatiale (problème à 3D), sa résolution est difficile à réaliser dans des cas concrets. Pour y remédier, on a recours à des hypothèses et des approximations qui permettent la convergence vers une solution proche de la réalité. Parmi les méthodes disponible dans la littérature, le «coefficient d'émission nette», s'affranchit de la dépendance spatiale.

Cette méthode suppose un plasma homogène et isotherme. Partant de cette hypothèse, on définit une sphère de rayon R_p autour d'un point émetteur (son centre) et on calcule l'émission nette en ce point, c'est-à-dire la différence entre le rayonnement émis par l'élément de volume autour du centre et le rayonnement émis par le reste de la sphère et qui est absorbé par l'élément de volume central. Ainsi, sur la base de l'équilibre thermodynamique local, le coefficient d'émission nette peut s'écrire sous la forme suivante [18] :

$$\varepsilon_n = \frac{1}{4\pi} \vec{\nabla} F_R \quad (2.39)$$

avec F_R le flux radiatif.

Pour calculer le coefficient d'émission nette, on néglige le chevauchement des raies ainsi que leurs déplacements. Par conséquent, chaque raie est traitée séparément et leur auto-absorption est prise en compte par l'introduction d'un facteur dans le calcul de l'émission nette des raies, appelé facteur de fuite. Le CEN total se fait en sommant les différentes contributions des composantes du rayonnement du plasma. Cette méthode est valable uniquement pour des température supérieures à 5000 K.

2.5.1 Contribution du continuum

Le coefficient d'émission nette du continuum est obtenu en intégrant sur la fréquence le produit de la fonction de Planck (équation 2.6) et du coefficient d'absorption continu corrigé $k'_\nu(T)$ (équation 2.31). L'émission nette pour une température du plasma T et un rayon R_p est égale à :

$$\varepsilon_n^{cont}(T, R_p) = \int_0^\infty k'_{\nu,cont}(T) L_\nu^o(T) \exp(-k'_{\nu,cont}(T) R_p) d\nu \quad (2.40)$$

2.5.2 Contribution des raies

Le calcul du coefficient d'émission nette des raies en fonction du type de raie :

- autoabsorbées,
- non-autoabsorbées.

La différenciation entre elles se fait en se référant à la population du niveau inférieur. Si la transition de la raie fait intervenir un niveau bas, proche du fondamental, elle sera probablement auto-absorbée, c'est-à-dire que la raie sera partiellement ou totalement absorbée dans le plasma. Ces raies sont les raies de résonance (le niveau excité est couplé au fondamental) ou celles issues des transitions aboutissant à des niveaux proches du fondamental. Pour les autres raies, elles seront considérées comme étant non-autoabsorbées, ce qui signifie qu'elles traversent le plasma comme si ce dernier était optiquement "mince".

Raies autoabsorbées

Comme il a été mentionné plus haut, pour tenir compte du phénomène d'autoabsorption, on a recours au facteur de fuite, noté Λ_r , défini par le rapport entre le flux réel sortant et celui qui sortirait sans absorption. Suivant le type de profil de raie, Λ_r est calculé comme suit :

$$\Lambda_r = \int_0^\infty P_{hb}(\nu) \exp(-\bar{n}_h P(\nu) \sigma_{hb} R_p) d\nu \quad (2.41)$$

Si on introduit l'épaisseur optique τ_0 , au centre de la raie, l'équation du facteur de fuite devient [19] :

$$\Lambda_r = \int_0^\infty P_{hb}(\nu_0) \exp\left(\frac{-\tau_0 P(\nu)}{P(\nu_0)}\right) d\nu \quad (2.42)$$

et :

$$\tau_0 = \frac{\pi e_0^2}{m_e c} \bar{n}_h f_{hb} R_p P_{hb}(\nu_0) \text{ avec : } e_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (2.43)$$

$P_r(\nu)$: profil d'absorption normalisé de la raie,

\bar{n}_h : densité moyenne d'atomes excités sur le niveau haut de la transition,

σ_{hb} : section efficace d'absorption photonique,

m_e et c : masse électronique et vitesse de la lumière dans le milieu,

f_{hb} : force d'oscillateur de la transition en considérée.

Pour des raies émises avec un profil de Voigt, le facteur de fuite dépend du rapport des élargissements Gaussien et Lorentzien, α , ainsi que de l'épaisseur optique τ_0 . Le coefficient d'émission nette pour ces raies s'écrit :

$$\varepsilon_n^{auto}(T, R_p) = L_{\nu_0}^o(T) k'_{\nu,raie}(T) \Lambda_r(\alpha, \tau_0) \exp(-k'_{\nu_0,cont}(T) R_p) \quad (2.44)$$

Raies non-autoabsorbées

Ces raies ont souvent des forces d'oscillateur faibles, ce qui signifie qu'elles sont peu intenses et traversent le plasma quasiment sans être absorbées, ce qui fait que le rayon du plasma n'a plus d'influence ($R_p = 0$) et l'équation 2.44 se simplifie et on obtient la relation suivante :

$$\varepsilon_n^{non-auto}(T, R_p) = L_{\nu_0}^o(T) k'_{\nu,raie}(T) \left(1 - \exp\left(\frac{-h\nu_0}{k_B T}\right) \right) \quad (2.45)$$

enfin, le coefficient d'émission nette totale, en fonction de rayon du plasma R_p et de la température T , se calcul suivant cette équation :

$$\varepsilon_n(T, R_p) = \varepsilon_n^{cont}(T, R_p) + \varepsilon_n^{auto}(T, R_p) + \varepsilon_n^{non-auto}(T, R_p) \quad (2.46)$$

2.6 Application aux lampes à décharge haute pression

Dans la partie précédente, j'avait présenté les équations utilisées pour le calcul des coefficients de transport. Cependant, les intégrales de collision $\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$ nécessaire à leur résolution n'ont pas été définies. Ainsi, dans la partie qui suit, les interactions que j'ai pris en compte dans mes calculs, ainsi que les potentiels leur correspondant, seront présentées.

2.6.1 Intégrale de collision $\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$

Les propriétés de transport sont régies par les collisions inter-particulaires qui sont représentées au travers des intégrales de collision :

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{4(l+1)}{\pi(s+1)! [2l+1 - (-1)^l]} \int_0^{\infty} \exp(-x) x^{s+1} Q_{ij}^l(\varepsilon_r) dx \quad (2.47)$$

avec

$$x = \frac{\varepsilon_r}{k_b T}$$

ε_r est l'énergie relative des particules et $Q_{ij}^l(\varepsilon_r)$ la section efficace de transport.

Ainsi, le calcul des intégrales de collision se fait par une intégration numérique de l'équation 2.47, ce qui nécessite la connaissance de la section efficace de transport. Cependant, dans la littérature, on trouve principalement la section efficace relative aux interactions électrons-neutre. De ce fait, pour calculer les intégrales de collision pour les autres interactions, on aura recours aux potentiels d'interactions - que je détaillerai par la suite - décrivant les collisions entre les autres particules constituant le gaz.

2.6.2 Interaction Chargé – Chargé

Le potentiel utilisé pour les interactions chargé-chargé est le potentiel de Coulomb écranté. Les expressions correspondantes des $\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$ ont été établies par Devoto [20] à partir des calculs de Liboff [21] :

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(1,s)} = \frac{4}{s(s+1)} b_0^2 [\ln(\Lambda)] - \frac{1}{2} - 2\bar{\gamma} + \Psi(s) \quad (2.48)$$

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(2,s)} = \frac{12}{s(s+1)} b_0^2 [\ln(\Lambda)] - 1 - 2\bar{\gamma} + \Psi(s) \quad (2.49)$$

Où :

b_0 est la distance de plus courte approche donnée par :

$$b_0 = \frac{Z_i Z_j}{2k_b T} e^2 \quad (2.50)$$

$\bar{\gamma}$ est la constante d'Euler : $\bar{\gamma} = 0,5772$; Λ est une distance réduite égale à

$$\Lambda = \frac{2\lambda_D}{b_0} \quad (2.51)$$

λ_D est la longueur d'onde de Debye calculée en négligeant l'écrantage des ions tel que :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_b T}{4\pi n_e e^2}} \quad (2.52)$$

$\Psi(s)$ est donnée par :

$$\Psi(s) = \begin{cases} 0 & si \ s = 1 \\ \sum_{n=1}^{s-1} \frac{1}{n} & si \ s > 0 \end{cases}$$

2.6.3 Interaction Neutre – Neutre

Les intégrales de collision pour ce genre d'interactions ont été calculées à l'aide de l'intégrale de collision réduite $\Omega_{ij}^{*(l,s)}$, lesquelles ont été tabulées par Hirschfelder [15] en fonction de la température réduite $T^* = k_b T / \varepsilon$. Ainsi, le calcul des intégrales de collision se fait suivant la relation suivante :

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = (R_i + R_j)^2 \Omega_{ij}^{*(l,s)} \quad (2.53)$$

où R_i représente le rayon de la particule i .

Dans le cas où l'intégrale de collision réduite $\Omega_{ij}^{*(l,s)}$ n'est pas tabulée par Hirschfelder, on a recours au potentiel des sphères rigides qui se calcule comme suit :

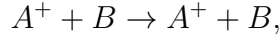
$$\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = (R_i + R_j)^2 \quad (2.54)$$

2.6.4 Interaction Ion – Neutre

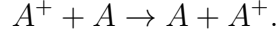
Dans ce cas, nous avons deux types de collisions :

- les collisions élastiques correspondant au cas où l'atome et l'ion appartiennent à

deux espèces différentes de genre :



- les collisions engendrant un transfert de charge correspondent au cas où l'atome et l'ion appartiennent à la même espèce de genre :



Collision élastique

Dans ce type de collision, le potentiel utilisé est le potentiel de polarisation de Maxwell, dont l'intégrale de collision se calcule comme suit [22] :

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \left(\frac{Z^2 e^2 \xi}{2\pi \varepsilon_0 k_b T} \right)^{1/2} \left[\frac{\Gamma(s + \frac{3}{2})}{(s+1)!} \frac{A_{(4)}^{(l)}}{[2l+1 - (-1)^l]} \frac{1}{2(l+1)} \right] \quad (2.55)$$

Où $A_{(4)}^{(l)}$ est un coefficient qui a été calculé par Kihara [22].

$$A_{(4)}^{(1)} = 0,6547 ; A_{(4)}^{(2)} = 0,3852 ; A_{(4)}^{(3)} = 0,7166$$

ξ est la polarisabilité de l'espèce neutre considérée,

Γ est la fonction gamma.

Transfert de charge

Plusieurs auteurs, notamment Mason [23], ont montré que la contribution à la section efficace totale du transfert de charge est de 10 à 20 fois plus important que la section efficace de collision élastique. Donc, dans ce cas, la contribution élastique sera négligée.

L'intégrale de collision correspondante se calcule suivant l'équation donnée par Devoto [13] :

$$\begin{aligned} \bar{Q}_n^{(l,s)} = & A_n^2 - A_n B_n x - \left(\frac{B_n x}{2} \right)^2 + \frac{B_n \zeta}{2} (B_n x - 2A_n) + \frac{B_n^2}{4} \left(\frac{\pi^2}{6} - \sum_{n=1}^{s+1} \frac{1}{n^2} + \zeta^2 \right) \\ & + \frac{B_n}{2} [B_n(x + \zeta) - 2A_n] \ln\left(\frac{T}{M}\right) + \left[\frac{B_n}{2} \ln\left(\frac{T}{M}\right) \right]^2 \end{aligned} \quad (2.56)$$

$$\text{Avec } \bar{\Omega}_n^{(l,s)} = \frac{\bar{Q}_n^{(l,s)}}{\pi}$$

où A_n et B_n sont des coefficients déduits des courbes, des sections efficaces de transfert résonant $Q_{tr}^{(n)}$ en fonction de la vitesse relative des espèces en collision g , de Rapp [24] et de l'équation suivante :

$$Q_{tr}^{(n)} = \frac{1}{2} (A_n - B_n \ln(g))^2 \quad (2.57)$$

R est la constante des gaz parfaits,

M est la masse molaire,

$$x = \ln(4R),$$

$$\zeta = \sum_{n=1}^{s+1} \frac{1}{n} - \bar{\gamma}.$$

2.6.5 Interaction e^- – Neutre

L'intégrale de collision entre une atome neutre et un électron est obtenue en intégrant la section efficace de transport de la quantité de mouvement (cf. équation 2.47).

Les potentiels d'interaction utilisés pour le calcul des intégrales de collision sont résumés dans les tableaux 2.6.5 et 2.6.5.

	e^-	Hg	Ar	Hg^+	Ar^+
e^-	P.C.E.	Nakamura [25]	Devoto [20]	P.C.E.	P.C.E.
Hg		S.R.	S.R.	T.R	P.M.
Ar			S.R.	P.M.	T.R
Hg^+				P.C.E.	P.C.E.
Ar^+					P.C.E.

TABLE 2.2 – Potentiels utilisés pour les différentes interactions pour le calcul des intégrales de collision dans une lampe à décharge haute pression à vapeur de mercure

P.C.E : le potentiel de Coulomb écranté,

P.M. : le potentiel de polarisation de Maxwell,

S.R. : le potentiel des sphères rigides,

T.R. : le transfert résonant,

2.6.6 Les pertes par radiation

L'équation de coefficient d'émission nette présentée dans le second chapitre se caractérise par sa complexité. Donc, pour pouvoir calculer les pertes d'énergie par rayonnement,

2.6. Application aux lampes à décharge haute pression

	e^-	Na	Hg	Xe	Na^+	Hg^+	Xe^+
e^-	P.C.E.	Nakamura [25]	Nakamura [25]	Suzuki [26]	P.C.E.	P.C.E.	P.C.E.
Na		S.R.	S.R.	S.R.	T.R.	P.M.	P.M.
Hg			S.R.	S.R.	P.M.	T.R.	P.M.
Xe				S.R.	P.M.	P.M.	T.R.
Na^+					P.C.E.	P.C.E.	P.C.E.
Hg^+						P.C.E.	P.C.E.
Xe^+							P.C.E.

TABLE 2.3 – Potentiels utilisés pour les différentes interactions pour le calcul des intégrales de collision dans une lampe à décharge haute pression à vapeur de sodium

il est nécessaire d'introduire un autre modèle mathématique plus abordable. Ainsi, pour le mercure, Elenbaas [3] a proposé l'équation suivante :

$$U_{rad} = n_n B \exp\left(-\frac{e\bar{V}}{k_b T}\right) \quad (2.58)$$

où \bar{V} est un potentiel d'excitation imaginaire, signifiant que l'atome Hg a été remplacé par un atome imaginaire ayant seulement deux niveaux d'énergie, le fondamental et le niveau plus élevé ayant un potentiel \bar{V} ,

$$\bar{V} = 7,80 \text{ V et } B = 1,07 \cdot 10^{-10}.$$

Ce modèle a été étendu au sodium et on a calculé le terme lui correspondant. Sachant que :

$$B = \sum_h \frac{g_h}{g_0} \exp\left(-\frac{eE_h}{k_b T}\right) \sum_b A_{hb} h_p \nu_{hb}$$

Et, en utilisant les transitions données par De Groot [5] on a trouvé $B = 1,8409 \cdot 10^{-10}$.

Quant à $\bar{V} = 4,1 \text{ V}$ [5].

g_h et g_0 désignent les poids statistiques du niveau h (niveau initial) et du fondamental respectivement,

E_h est l'énergie du niveau h,

A_{hb} désigne la probabilité de transition du niveau h au niveau b (niveau final),

ν_{hb} est la fréquence de transition entre les niveaux h et b,

n_n est la densité d'atome du niveau fondamental.

	e^-	Hg	Ar	Na	Xe
Diamètre atomique (Å)	-	2,898	3,36	3,1	3,92
Masse Molaire (g)	$5,4810^{-4}$	200,59	39,94	22,98	131,29
Constante ε/k_b	-	851 [15]	135 [27]	1550 [28]	256 [27]
Potentiel d'ionisation (ev)	-	10,43	15,75	5,13	12,12
Polarisabilité (Å ³)	-	12,1 [29]	1,64 [29]	24,4 [30]	4,01 [29]

TABLE 2.4 – Caractéristiques des espèces étudiées

2.7 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation de la physique des plasmas que nous rencontrons dans les lampes à décharge haute pression sous l'hypothèse de l'ETL. Cette hypothèse d'ETL est d'autant plus importante qu'elle est à la base du calcul de la composition du plasma, étape primordiale pour obtenir les coefficients de transport et le rayonnement du plasma.

Chapitre 3

Les résonances acoustiques

L'essor de l'électronique de puissance et la réduction des coûts de fabrication des composants de puissance, due à la maîtrise et à l'optimisation des processus de fabrication ont permis le développement des ballasts électroniques. L'utilisation de ces ballasts comme moyen d'alimentation des lampes à décharge haute pression s'est généralisé et ils remplacent progressivement les ballasts ferromagnétiques. En effet, l'avantage le plus important des ballasts électroniques et qui leur a permis de se développer, réside dans la possibilité qu'ils offrent d'alimenter les lampes en haute fréquence. Comme mentionné dans la première partie, le fait d'utiliser une alimentation en haute fréquence, augmente grandement le rendement du couple ballast-lampe et annule les effets indésirables causés par les alimentations inductives. Néanmoins, alimenter en haute fréquence revêt un autre intérêt : « la réduction des coûts de fabrication des ballasts ».

La figure 3.1 représente le coût de revient des ballasts électroniques en fonction de la fréquence [31]. Ainsi, on peut remarquer qu'on a un coût optimal pour une fréquence aux alentours de 300 kHz. Ceci est dû au fait qu'à hautes fréquences, il est possible d'utiliser un onduleur en demi-pont (et non un pont complet) en parallèle avec le circuit d'amorçage au lieu qu'il soit séparé.

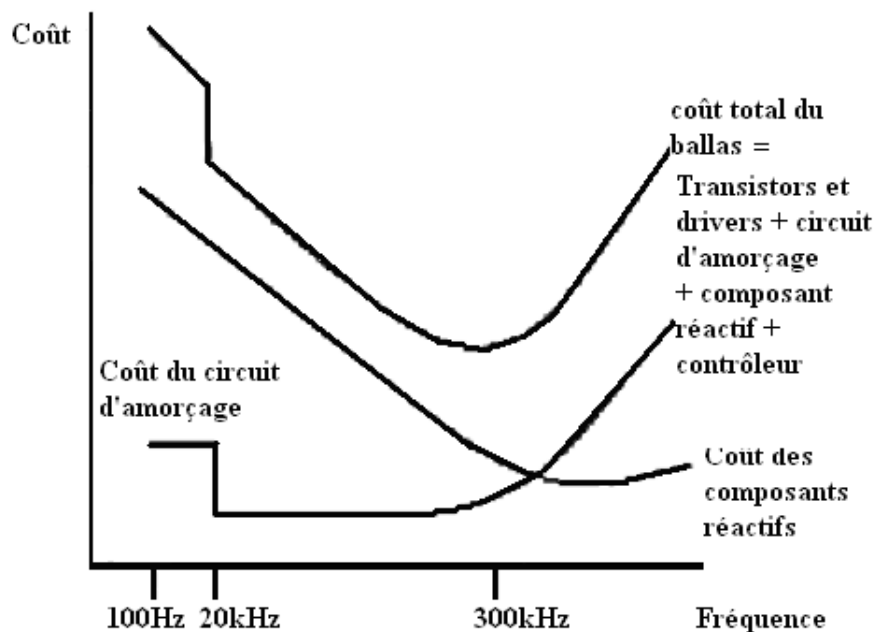


FIGURE 3.1 – Coût des ballasts électroniques en fonction de la fréquence d'alimentation [31].

Cependant, à hautes fréquences, on voit l'apparition d'effets indésirables rendant la décharge électrique dans le brûleur de la lampe instable. Ceci constitue un frein au développement des ballasts fonctionnant à hautes fréquences.

Ce chapitre sera consacré à la définition des origines de ces instabilités en essayant d'apporter une explication physique cohérente. De plus, on présentera certaines méthodes, qui permettent leur détection, en se basant sur la mesure des fluctuations des caractéristiques physiques, électriques et optiques de la décharge. Ces fluctuations traduisent également l'influence de ces instabilités sur le comportement de la lampe. La dernière partie de ce chapitre, sera consacrée aux différents modes d'alimentation existants pour assurer un bon fonctionnement des lampes également en zones instables.

3.1 Les résonances acoustiques

Quand une lampe à décharge est alimentée en haute fréquence, l'arc électrique dans le brûleur devient instable et distordu. Ces instabilités sont dues à un phénomène connu sous le nom de résonance acoustique. Elles peuvent se traduire par :

- le scintillement de la lumière ou son extinction [32],
- la fluctuation des paramètres électriques de la lampe [32, 33],
- une érosion plus rapide des électrodes, réduisant ainsi la durée de vie de la lampe [34],
- le changement de la couleur de la lumière à cause d'un changement de l'équilibre chimique (démixion) [35, 36, 37],
- une contraction de l'arc électrique [38],
- la possibilité d'une détérioration du ballast lors de l'extinction de la lampe [39],
- la destruction, voire explosion, de la lampe lorsque la décharge se déplace vers les parois du brûleur [40, 41],

Les deux dernières conséquences représentent les cas les plus indésirables.

Les instabilités dues aux résonances acoustiques sont générées par la propagation d'une onde acoustique et son interaction avec le plasma. En effet, lorsqu'une onde est générée, elle se propage vers les parois de brûleur, où elle sera atténuée avant d'être réfléchiée. Lorsque les ondes incidentes et réfléchies entrent en interaction, une onde stationnaire est engendrée [32, 42] comme l'illustre la figure 3.2. Quand la fréquence d'alimentation est égale ou proche de la fréquence de résonance du brûleur, l'onde stationnaire se développe et interagit avec la décharge conduisant à l'apparition des instabilités. Par ailleurs, ces fréquences de résonance sont liées à la température, à la nature et à la pression du gaz de remplissage et à la géométrie du brûleur [43, 44]. D'autres études sur les résonances acoustiques dans les lampes à décharge font référence à un phénomène appelé "streaming acoustique" qui est généré par l'onde stationnaire [38]. Néanmoins, c'est à Rayleigh qu'on

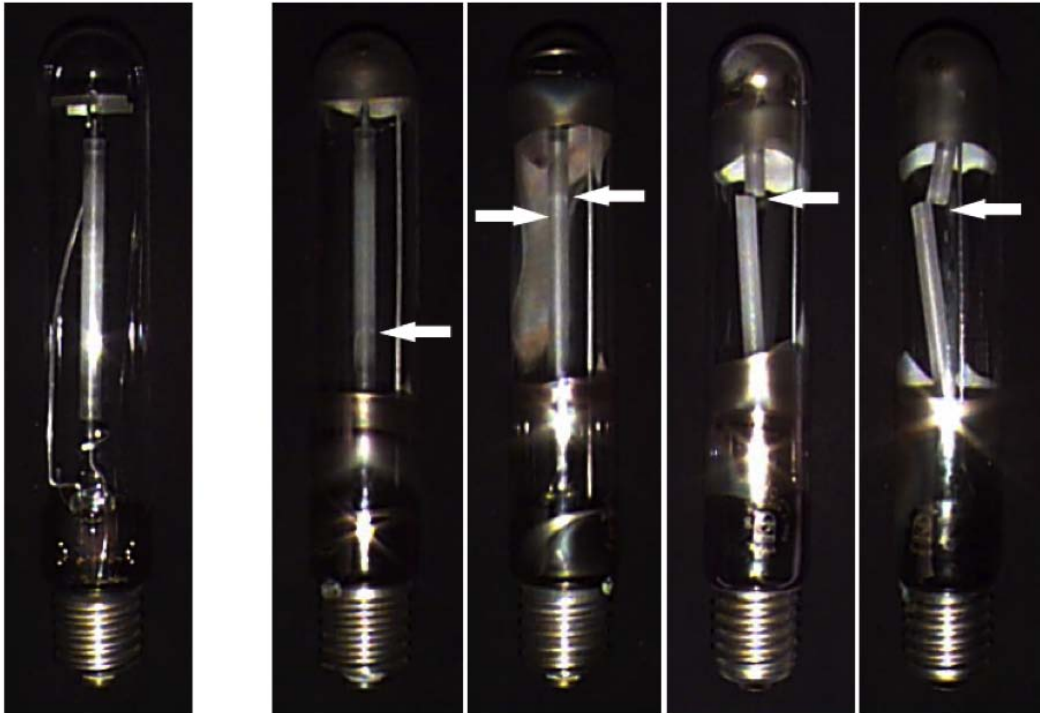


FIGURE 3.2 – Lampe sodium intacte aux côtés de plusieurs mêmes lampes détruites par les phénomènes acoustiques [1].

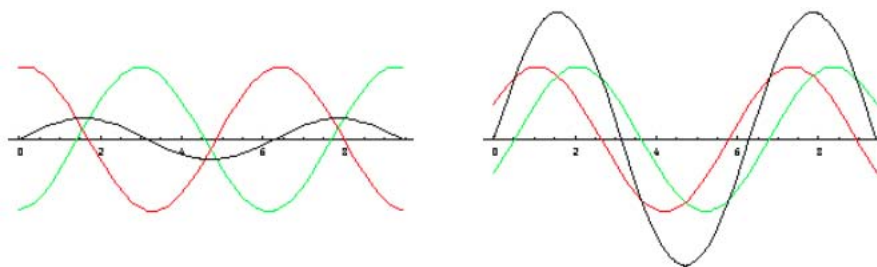


FIGURE 3.3 – Exemple de génération d’une onde stationnaire longitudinale et son développement. La courbe noire représente l’onde stationnaire et les courbes vertes et rouges, représentent les ondes incidentes et réfléchies.

doit ce terme, dans ses études sur la mécanique des fluides. Il a utilisé pour décrire les flux générés par une onde stationnaire dans un fluide contenu entre deux plans parallèles [45]. Ainsi, le "streaming acoustique" génère un flux de fluide avec une vitesse moyenne non nulle [38, 46]. Aussi, l'existence d'un gradient de température dans le brûleur de la lampe induit une inhomogénéité du champ acoustique qui se développe, et donne un second terme de la vitesse acoustique non nulle. Des flux de fluide sont alors générés par l'onde stationnaire [33]. De plus, le "streaming acoustique" dû à une force nette par unité de volume, causée par la variation spatiale du tenseur de Reynolds, induit une instabilité de la décharge électrique en agissant sur elle.

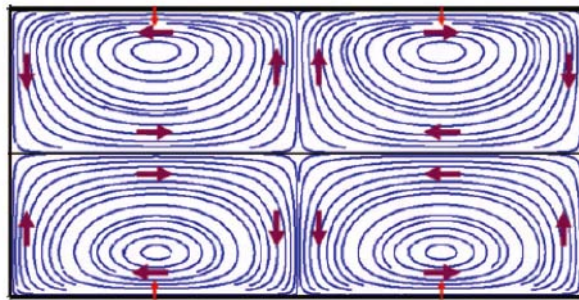


FIGURE 3.4 – Vitesse de convection générée par le streaming acoustique dans un tube lorsqu'on excite son premier mode de résonance longitudinal [38].

3.2 Aspect de l'arc électrique en présence des instabilités

L'aspect de la décharge électrique dans le brûleur d'une lampe à décharge alimentée en haute fréquence peut avoir différentes formes. Ces formes ne sont pas seulement dépendantes de la fréquence, mais aussi de la pression, de la géométrie du brûleur et de l'amplitude du courant entre autre. En effet, Stewart [47] remarque qu'à certaines fréquences et amplitudes du courant, la décharge électrique n'a plus un aspect lumineux uniforme, mais présente des variations de couleurs conjuguées à des fluctuations ayant des maxima se déplaçant vers l'une ou l'autre des électrodes comme on peut le voir sur la figure 3.5. De plus, il remarque un aspect strié de la décharge sous certaines conditions. En effet, il rapporte que ces stries semblent se déplacer d'une électrode à l'autre, le plus souvent de l'anode vers la cathode. Les mêmes types de stries dues aux résonances acoustiques sont aussi observées puis étudiées [48, 49] dans les décharges à haute pression. La

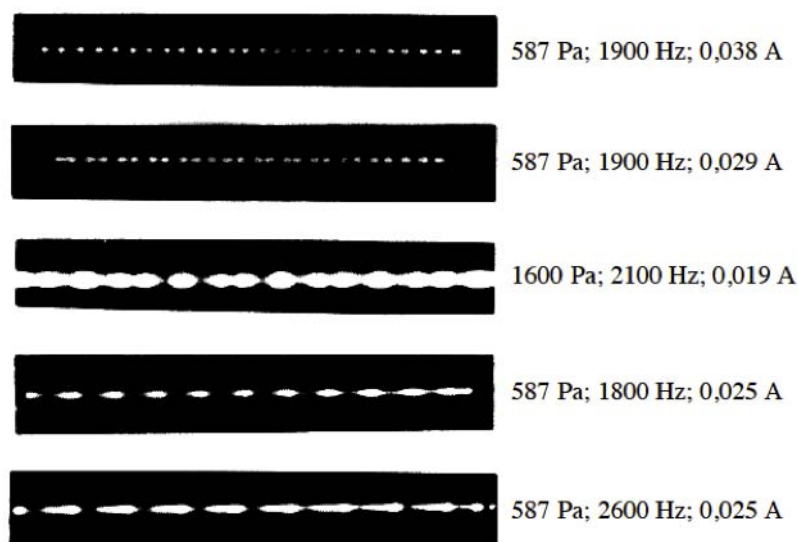


FIGURE 3.5 – Fluctuation de lumière dans une décharge argon pour différentes pressions, fréquences et amplitudes du courant [47].

photographie de la figure 3.6 montre cet aspect dans une décharge $CO_2/N_2/He$ à 105 Pa, et met en évidence les interactions entre la décharge et ces ondes acoustiques [50].

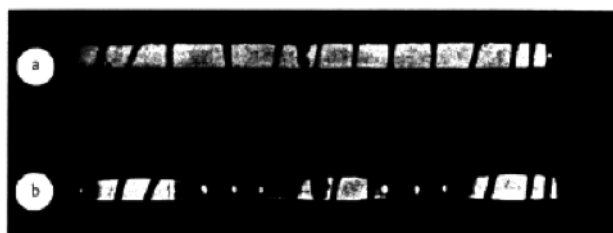


FIGURE 3.6 – Décharge électrique dans un mélange $CO_2/N_2/He$ sous l'effet des résonances acoustiques.

Mais l'effet majeur caractérisant les phénomènes acoustiques dans les lampes est l'oscillation de la décharge étudiée [51] où l'accent a été mis sur l'aspect "sinusoïdal" que peut présenter une décharge dans certaines gammes de fréquences. Cette distorsion de la décharge est montrée sur la figure 3.7 [1] dans les décharges haute pression à vapeur de sodium. Aux premières fréquences, le déplacement latéral de l'arc est de l'ordre du rayon du tube (la décharge "touche" l'enceinte) visualisé par une sinusoïde écrasée. Chaque instabilité est accompagnée d'ondes acoustiques audibles.

Enfin, l'autre phénomène visuel caractérisant l'influence des résonances acoustiques

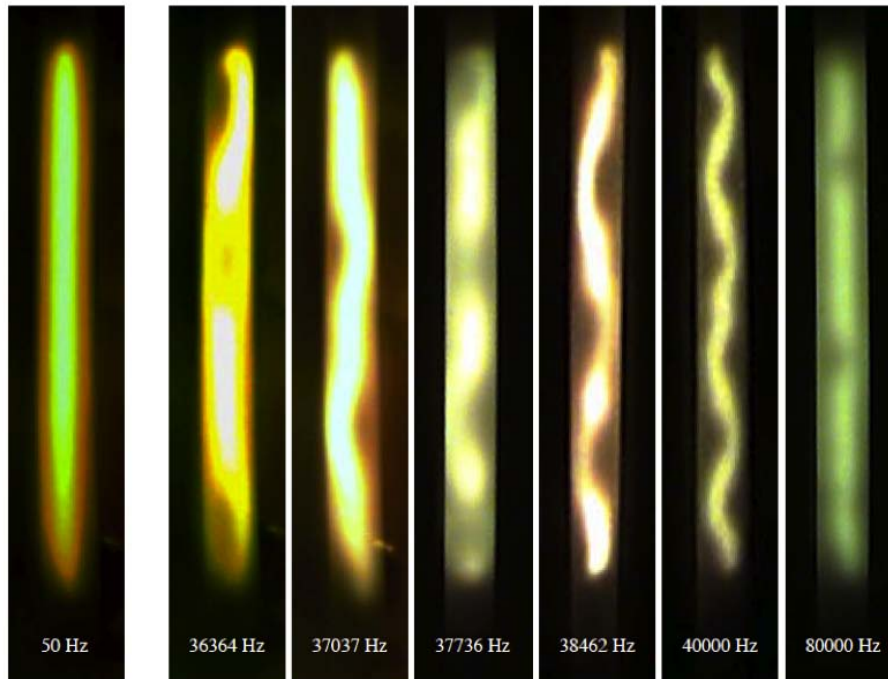


FIGURE 3.7 – Décharge haute pression à vapeur de sodium pour différente fréquence [1].

sur les décharges électriques est la contraction de certaines parties de cette dernière [52]. Cette contraction peut parfois s'accompagner d'un déplacement latéral de la décharge et "longer" la paroi du tube. Cette observation a été faite en 1980 par Lama et al. [53] dans des décharges gaz rares. Ils ont mesuré l'éclat relatif de la lampe (en %) en fonction des coordonnées radiales de celle-ci. Ces résultats sont reportés sur la figure 3.8 qui indique la déviation de l'arc dans le brûleur en fonction de son intensité lumineuse relative. Cependant, les résonances acoustiques ne sont pas toujours accompagnées de distorsions visuelles de la décharge électrique. En effet, on peut avoir une lampe sous l'effet des résonances acoustiques sans que les irrégularités soient visibles. Dans ce dernier cas, les résonances acoustiques ne sont pas dangereuses pour la lampe, néanmoins, il peut être utile de les détecter. Ceci se fait grâce à des mesures d'autres phénomènes mesurables :

- variation des paramètres électriques (courant, tension, champ électrique),
- variation de la température et de la densité d'électronique.

Ces fluctuations macroscopiques s'accompagnent également d'émissions acoustiques, elles aussi mesurables. Nous allons voir dans le prochain paragraphe les différentes manières de détecter les résonances acoustiques.

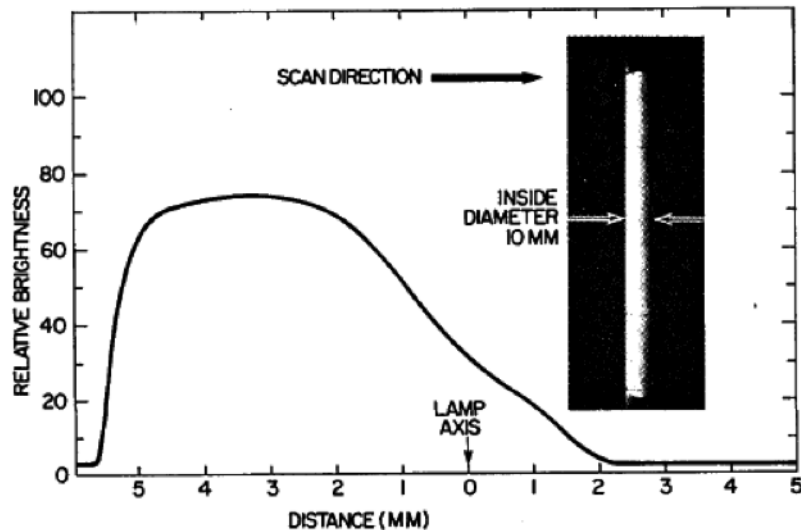


FIGURE 3.8 – Intensité lumineuse relative de l'arc en fonction des coordonnées radiales de la lampe. La photographie accompagnant ce graphique montre bien que l'arc est "poussé" vers la paroi du tube.

3.3 Détection des résonances acoustiques

3.3.1 Par mesures électriques

Lorsqu'une lampe est alimentée en hautes fréquences, la mesure des variations de courant ou de tension permet de détecter les fréquences de résonance acoustique. Dans les années 1990, Galechyan et al. [33, 54] et Aramyan et al. [42] ont effectué de tels travaux sur la décharge argon. Leurs résultats (figure 3.9) montrent ces variations à l'approche de deux fréquences précises nous indiquant deux résonances (190 Hz et 380 Hz).

Aramyan et al. [55] ont aussi étudié les variations de courant et de tension en fonction de l'intensité de l'onde acoustique à la première résonance (190 Hz). Un microphone placé à l'une des extrémités du tube collecte le signal acoustique envoyé par un émetteur placé à l'autre extrémité, ainsi, des ondes acoustiques d'intensités variables peuvent être produites pour étudier la "réponse" du plasma. La figure 3.10 montre ces variations qui ne débutent qu'à partir d'une certaine valeur critique de l'intensité acoustique I_{accr} .

Dans une situation de résonance pour une décharge argon, Galechyan [33] a montré que le champ électrique variait également en fonction de l'intensité de l'onde acoustique. Celle-ci est comprise entre 74 et 92 dB, c'est à dire entre 2 et 6,5 unités arbitraires.

D'autres travaux effectués dans les années 1990 montrent que le champ électrique est

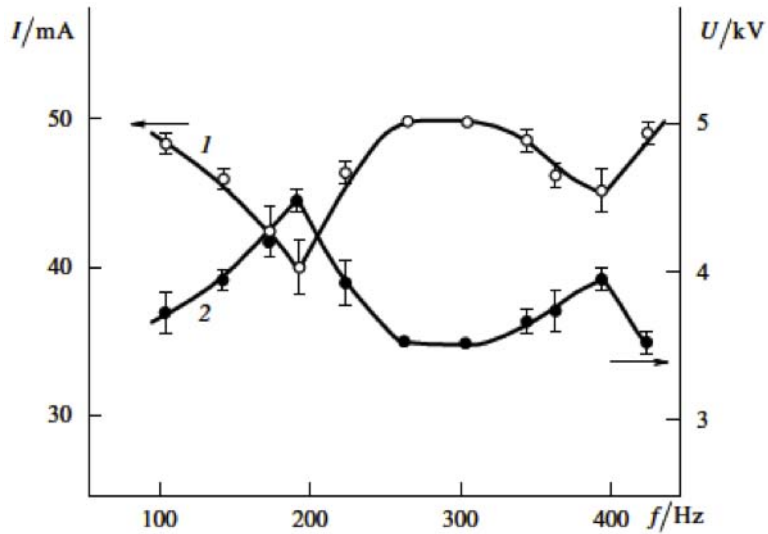


FIGURE 3.9 – Variation du courant et de la tension efficaces en fonction de la fréquence dans une décharge argon dans un tube de longueur $L=100$ cm et un diamètre $D=6$ cm.

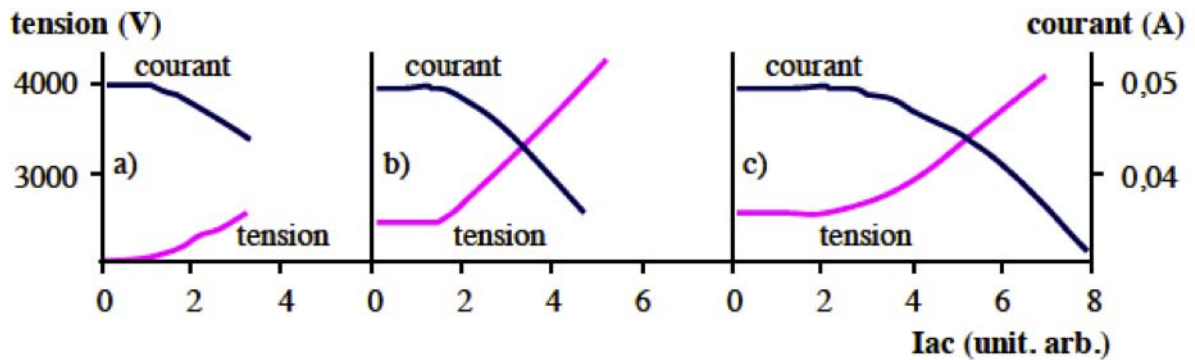


FIGURE 3.10 – Variation du courant et de la tension efficaces en fonction de l'intensité de l'onde acoustique dans une décharge argon : a) $I_{ac_{cr}} = 1$ unité arbitraire (69 dB à $0,053 \cdot 10^5$ Pa), b) $I_{ac_{cr}} = 1,5$ unité arbitraire (74 dB à $0,112 \cdot 10^5$ Pa et c) $I_{ac_{cr}} = 2$ unité arbitraire (76 dB à $0,164 \cdot 10^5$ Pa).

également modifié à l'approche des fréquences de résonance acoustique. Par ailleurs, pour une décharge oxygène, l'auteur trouve la première fréquence de résonance à 155 Hz et à 170 Hz pour l'azote. Sur la figure 3.11 sont reportés les résultats obtenus pour ces deux décharges soumises à des ondes acoustiques maintenues à 95 dB et 98 dB avec le même procédé.

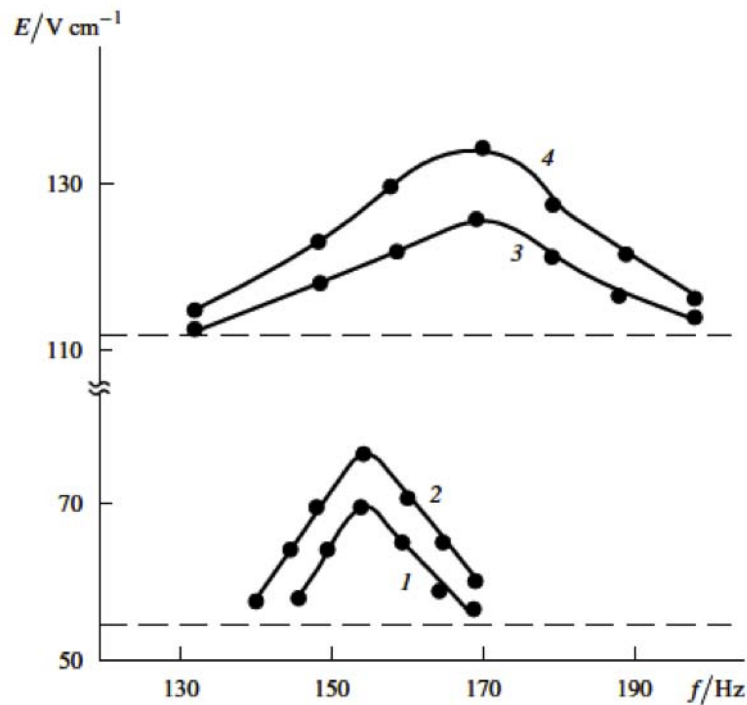


FIGURE 3.11 – Variation de l'intensité du champ électrique en fonction de la fréquence et pour différentes amplitudes des ondes sonores (95 dB pour les courbes 1 et 3, 98 dB pour les courbes 2 et 4) et pour des décharges électriques dans l'oxygène (1 et 2) et dans l'azote (3 et 4). Les lignes en pointillées représentent le champ électrique en l'absence d'onde sonore).

Par ailleurs, d'autres méthodes basées sur la variation des paramètres électriques peuvent être faites pour détecter les résonances acoustiques, comme, par exemple, en utilisant la FFT de la tension et du courant. En effet, lorsqu'une lampe est sous l'effet de la résonance acoustique, la tension et le courant à ses bornes subissent une ondulation d'amplitude à très basses fréquences de 5 à 20 Hz à cause de la fluctuation de l'arc de décharge. L'utilisation d'un filtre passe-bas à très faible bande passante permettrait de détecter les variations en très basses fréquences des amplitudes de tension et de courant [56]. Afin d'évaluer les résonances acoustiques, l'enveloppe obtenue par les mesures est numériquement analysée avec la transformée de Fourier par un microcontrôleur.

Une autre méthode, plus sensible aux résonances acoustiques, est basée sur le calcul de résistance équivalente de la lampe. Peng [57], montre que la fluctuation de la tension et du courant de la décharge électrique par les résonances acoustiques entraîne la fluctuation de la résistance équivalente de la lampe. Ainsi, il calcule les variations relatives de la tension, du courant et de la résistance par rapport à leurs valeurs nominales et il montre que la variation de la résistance est plus importante que celle de la tension et du courant comme montré dans le tableau 3.3.1. Ceci lui permet de détecter les plus petites perturbations dues aux résonances acoustiques.

f (kHz)	V (V)	I (A)	R (Ω)	$\frac{\Delta V}{V}$ (%)	$\frac{\Delta I}{I}$ (%)	$\frac{\Delta R}{R}$ (%)	AR	P (W)
22,9	79,2 ~ 84,9	0,74 ~ 0,84	94,3 ~ 114,7	6,2	13,0	17,2	Y	70
24,5	89,8 ~ 92,6	0,63 ~ 0,72	124,2 ~ 148,2	3,0	11,8	20,2	Y	70
26,9	91,2	0,76	119,0	0	0	0	N	70
28,0	89,0 ~ 91,8	0,7 ~ 0,8	118,1 ~ 130,1	3,0	8,9	10,1	Y	70
30,0	91,9	0,75	122,3	0	0	0	N	70
34,9	92,8	0,76	126,2	0	0	0	N	70
38,0	94,0	0,74	127,0	0	0	0	N	70
39,8	93,8 ~ 99,1	0,6 ~ 0,69	136,1 ~ 165,4	5,6	11,8	22,8	Y	70
45,9	94,7 ~ 98,6	0,61 ~ 0,66	143,9 ~ 160,6	4,1	6,7	12,6	Y	0

TABLE 3.1 – Fluctuation des paramètres électriques sous l’influence des résonances acoustiques dans une lampe à décharge aux halogénures métalliques.

3.3.2 Par mesures physiques

Les déformations des profils de température dans les décharges soumises à des perturbations acoustiques ont été observées dès 1964 par Berlande et al. [58]. De telles variations peuvent nous permettre de détecter une résonance acoustique lorsque l’arc est stable. On peut, par exemple, mesurer la température dans l’axe ou sur les parois, ou encore le profil radial de la température. La figure 3.12, montre la variation de la température de la décharge en fonction de la fréquence pour différentes intensités d’une onde sonore.

On peut aussi utiliser la mesure de la variation de la température électronique (figure 3.13) qui nous donne la même fréquence de résonance acoustique située à 170 Hz pour la décharge azote étudiée auparavant [33]. La température électronique, en présence des résonances acoustiques, augmente en fonction l’intensité des ondes acoustiques contrairement à la température du gaz, qui diminue.

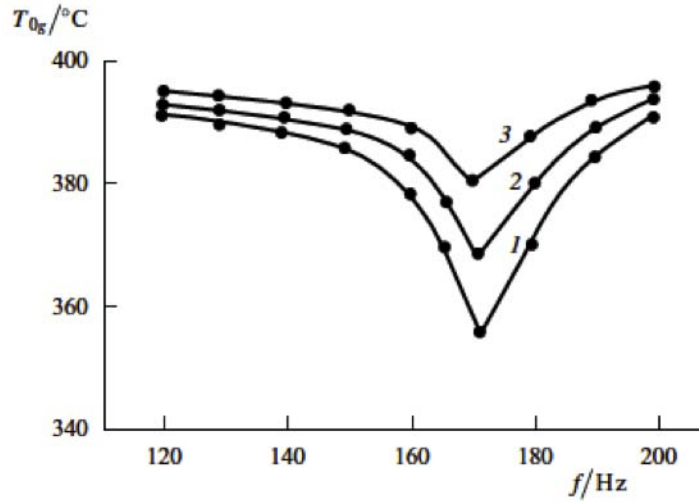


FIGURE 3.12 – Variation de la température dans l’axe d’une décharge azote en fonction de la fréquence pour différentes amplitudes de l’onde sonore (1 : 95 dB, 2 : 93 dB, 3 : 90 dB).

La mesure de la densité d’électrons est une autre méthode pour détecter les résonances acoustiques. Celle-ci peut en effet varier fortement au voisinage d’une fréquence de résonance acoustique. La figure 3.13 montre la décroissance de la densité électronique n_e dans l’axe de cette décharge, au voisinage de la première fréquence de résonance acoustique située à 170 Hz. Cette décroissance est d’autant plus prononcée que l’intensité de l’onde acoustique est élevée.

On peut aussi détecter les résonances acoustiques privées d’instabilités visibles de l’arc, en mesurant le spectre du son émis par la décharge au moyen d’un microphone [59].

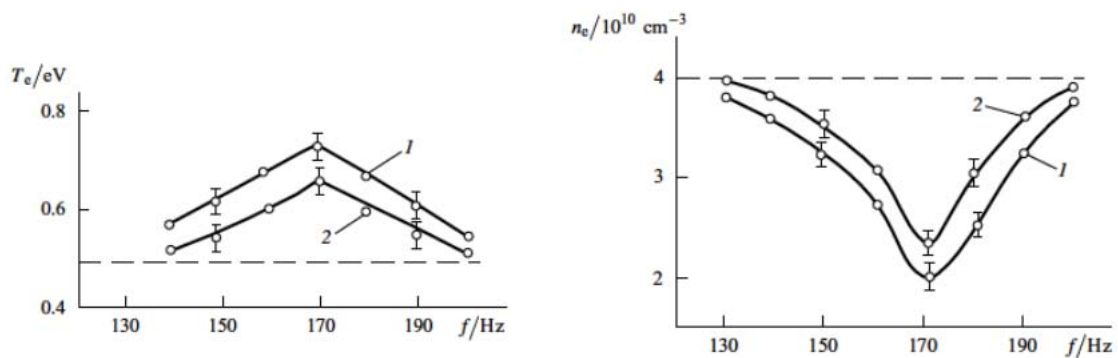


FIGURE 3.13 – Variation de la température et de la densité électroniques en fonction de la fréquence dans une décharge d’azote.

3.3.3 Par mesures optiques

C'est une technique de détection géométrique qui consiste à mesurer le degré de déformation de l'arc provoqué par les résonances acoustiques. Le principe consiste à mettre en place des capteurs optiques près de la lampe. Toutes les distortions du profil de l'arc font alors varier les signaux reçus au niveau des photorécepteurs [60]. La figure 3.14 illustre le dispositif de mesure des résonances acoustiques par cette méthode.

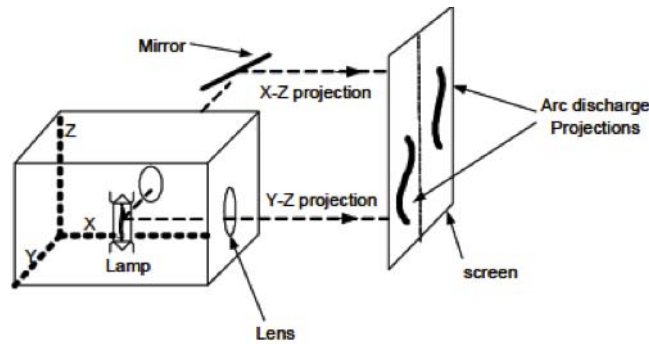


FIGURE 3.14 – Disposition de la mesure optique des résonances acoustiques par la méthode optique.

La lampe est alimentée en sinusoïdal par une source réglable. Les fréquences de la source peuvent varier entre 40 kHz et 95 kHz. La lumière émise par la lampe se projette via deux lentilles sur un écran pourvu de fibres optiques qui collectent les deux profils optiques de l'arc de décharge.

Ces mesures sont transmises vers un système d'acquisition et une centrale d'analyse au moyen des photodiodes. Les déviations des données mesurées dans le cas des résonances acoustiques par rapport aux résultats obtenus dans le cas d'un arc non perturbé, permettent de détecter les résonances acoustiques et d'établir les conditions de l'apparition de ces phénomènes.

La figure 3.15 présente les résultats de détection pour différentes puissances de fonctionnement d'une lampe sodium haute pression 70W. Les résonances acoustiques ont été repérées (marquées en ∇) à 40 kHz et 85 kHz pour différentes puissances d'alimentation. L'inconvénient principal de cette méthode est son coût d'implantation et la complexité dans la mise en place pratique des matériels (lentilles, miroir de projection) sur des ballasts électroniques (pour la mesure de l'intensité lumineuse de l'arc de décharge et l'évaluation des résonances acoustiques). Elle peut pourtant assurer une bonne sensibilité de détection, si les photodiodes utilisées sont bien réceptives. De plus, la projection et les fibres optiques doivent être correctement placés, surtout au niveau des extrémités de la décharge

qui sont principalement les points de commencement de l'instabilité. Cependant, un autre problème de la méthode consiste en la discrimination entre des déformations d'arc dues aux résonances acoustique et celles liées à d'autres perturbations lumineuses qui ne sont pas liées aux instabilités acoustiques.

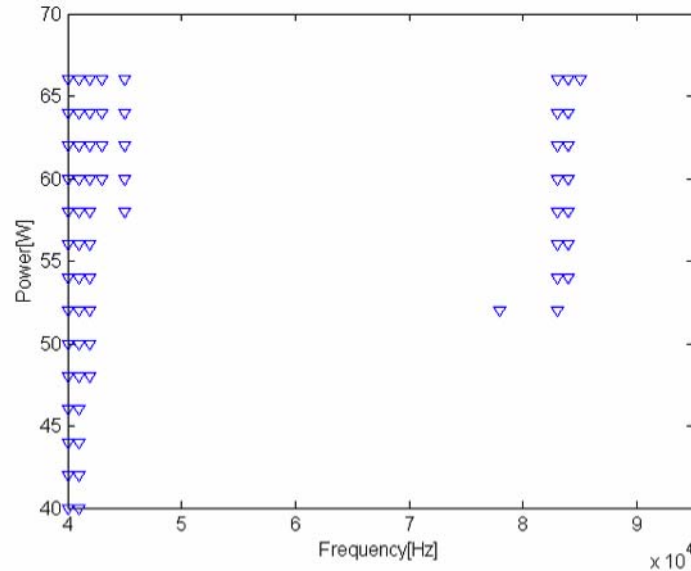


FIGURE 3.15 – Résultats expérimentaux de la détection des résonances acoustiques par la mesure optique.

En utilisant l'effet optogalvanique des décharges électriques on peut aussi mesurer les instabilités acoustiques non visible à l'œil nu. Jongerius [52] a utilisé la méthode optogalvanique pour détecter les résonances acoustiques. Pour cela, ils ont utilisé une lampe à vapeur de sodium alimentée en courant alternatif à fréquences et amplitudes variables, avec une composante continue (0,87 A, 160 V). Il montrent que l'arc devient instable au-dessus d'une valeur seuil de la puissance électrique P_{seuil} (figure 3.16), au voisinage d'une fréquence située vers 4 kHz, au minimum de la courbe. Cette fréquence de résonance se trouve au milieu d'une bande de fréquences d'instabilités, d'une largeur de 1100 Hz environ. Pour faire ces mesures, il a utilisé une source laser externe focalisée sur la décharge et réglée sur une longueur d'onde de 584 nm correspondant à un effet optogalvanique optimal. Le faisceau laser est tout d'abord "découpé" mécaniquement pour obtenir une fréquence de découpage variable de 150 à 30000 Hz. Le faisceau résultant vient ensuite perturber localement la densité électronique et la température de la décharge en excitant les atomes du gaz. L'amplitude VEOG et le déphasage Φ_{EOG} de la perturbation de la tension induite par le laser le long de la décharge peuvent être alors mesurés. Si la fré-

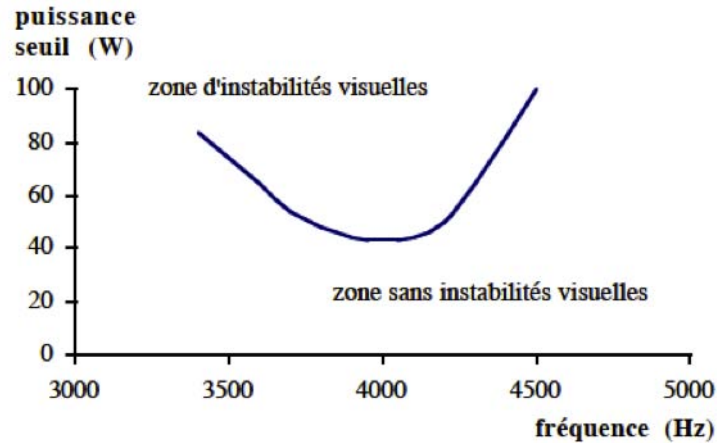


FIGURE 3.16 – Puissance seuil nécessaire à l’excitation des premières instabilités visuelles de l’arc autour de la résonance.

quence du laser et la fréquence de la résonance acoustique sont voisines, les mesures de V_{EOG} et de Φ_{EOG} présentent de forts écarts pour les différentes positions axiales du banc laser. Ceci permet alors de détecter la fréquence de résonance acoustique tout en ayant une décharge stable.

Les figures 3.17 et 3.18 suivantes donnent les mesures de V_{EOG} et de Φ_{EOG} en fonction de la fréquence de découpage pour trois différentes positions axiales du laser. Le signal optogalvanique apparaît comme indépendant de la fréquence de découpage pour $f < 700$ Hz. Pour les fréquences supérieures, V_{EOG} décroît tandis que Φ_{EOG} tend vers des valeurs négatives plus élevées. Les deux premières résonances acoustiques (harmoniques 1 et 2) ont été nettement détectées autour de 2 et 4 kHz respectivement.

Ces résultats montrent que l’excitation laser des résonances acoustiques est étroitement liée à la position axiale du laser. Mais la sensibilité de la détection optogalvanique pour une onde acoustique excitée est donnée par la perturbation de température ΔT enregistrée dans l’axe inter-électrodes. La figure 3.17 indique que la position II du laser ne détecte pas le premier harmonique situé vers 2 kHz, car aucune excitation n’est possible sur un point nodal d’une onde acoustique. En revanche, les positions I et III le détectent faiblement, mais en signe opposé. Ce résultat est en rapport avec le signe de la perturbation de température ΔT enregistrée aux extrémités de la décharge (près des électrodes). En effet, si la température de la décharge augmente ($\Delta T > 0$), la densité électronique et la conductance augmentent, entraînant alors une chute de la tension V_{EOG} . Inversement, une diminution de la température entraîne une augmentation de V_{EOG} .

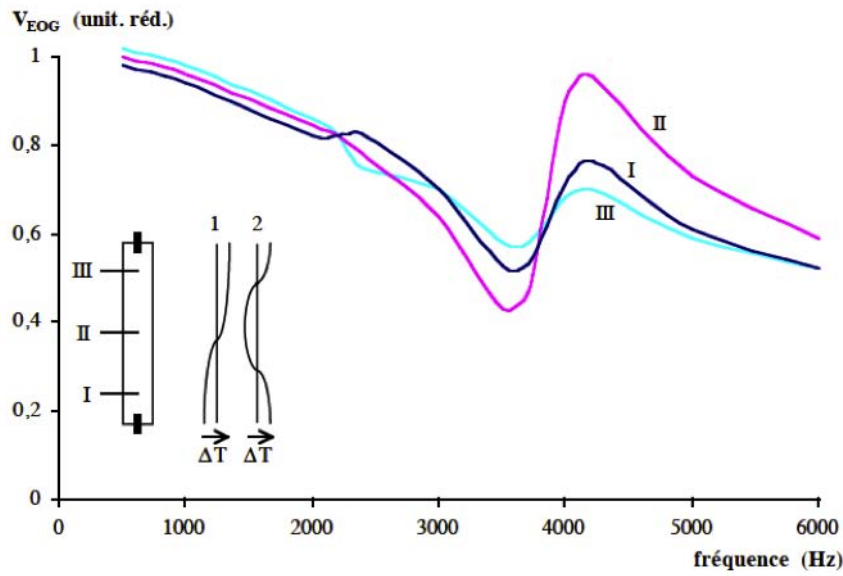


FIGURE 3.17 – Amplitude de la tension induite par l’effet optogalvanique (EOG), en fonction de la fréquence de découpage du laser. Les courbes I, II et III correspondent aux différentes position axiales du banc laser. Les variations de température ΔT des harmoniques 1 et 2 sont également représentées.

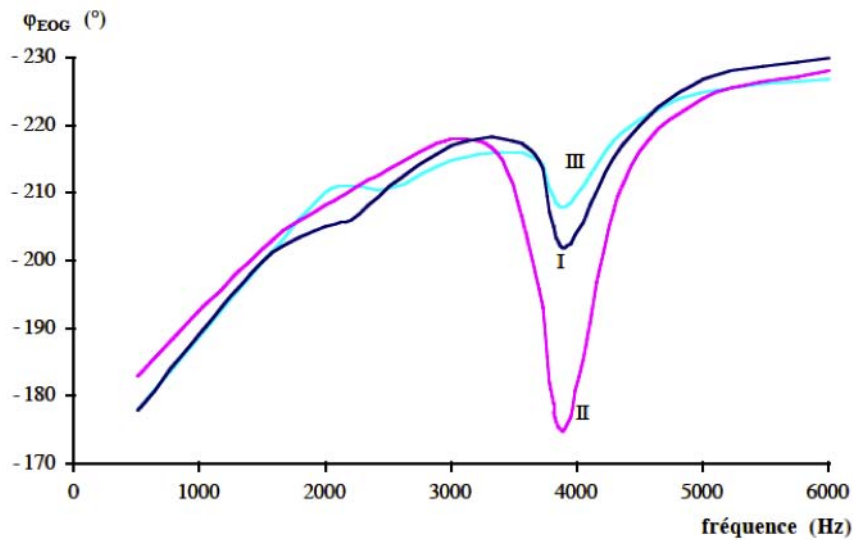


FIGURE 3.18 – déphasage de la tension induite en fonction de la fréquence de découpage du laser.

Le second harmonique à 4 kHz est par contre fortement détecté par la position II, mais également par les positions I et III. Ceci s'explique par les perturbations importantes de température attribuées aux phénomènes convectifs au voisinage des électrodes, ce qui a pour effet de déplacer les points nodaux vers les extrémités du tube à décharge. La figure 3.18 présente des conclusions similaires pour le déphasage Φ_{EOG} du signal optogalvanique, les effets des résonances acoustiques sur ce déphasage sont ici relativement importants.

3.3.4 Comparaison entre les différentes méthodes de détection

Après la description des différentes méthodes de détection des résonances acoustiques, le tableau 3.2 présente les avantages et inconvénients de chacune de ces méthodes. Ainsi, on a pu constater que grâce aux inconvénients induits par les résonances acoustiques, on peut détecter leur apparition plus au moins prononcée. Néanmoins, ces méthodes nécessitent un temps d'attente pour évaluer la présence des instabilités. Même si ce temps d'attente n'est pas un inconvénient lorsque l'apparition des résonances acoustiques n'est pas suivie d'une situation irréversible provoquant l'extinction de la décharge ou la destruction de la lampe, il faut néanmoins pouvoir les détecter pour éventuellement adapter la puissance fournie à la lampe et éviter le développement des instabilités.

En effet, l'intérêt de ces méthodes n'est pas seulement de détecter les résonances acoustiques lorsqu'elle apparaissent, mais les prévenir et pouvoir se prémunir contre les gènes qu'elles occasionnent en les implémentant dans le dispositif d'alimentation des lampes. Ainsi, il en ressort de la comparaison effectuée que la méthode basée sur la variation de la résistance est la plus appropriée compte tenue de sa très bonne sensibilité et de sa facilité d'implémentation par rapport aux autres méthodes. Par contre, la détection reste dépendante du point de fonctionnement de la lampe [2], lui-même lié à la puissance et au vieillissement de la lampe. Néanmoins, ce critère peut être négligé grâce au contrôle de la puissance par la régulation.

TABLE 3.2 – Comparaison entre les différentes méthodes de détection des résonances acoustiques.

Méthode de détection	Avantage	Inconvénient
Mesure de la température	Bonne sensibilité.	- Impossibilité d'une implémentation, - Mesure dépendante du vieillissement.
Mesure électrique : - Tension et courant : - Résistance équivalente :	- Implémentation simple sur ballast électronique, - Mesure indépendante du vieillissement. - Meilleure sensibilité .	- Mauvaise sensibilité aux faibles perturbations. - Dépendance au vieillissement.
Mesure optique : - Déformation de l'arc : - Effet optogalvanique :	- Bonne sensibilité, - Indépendant de vieillissement. - Détection des harmoniques élevée.	- Coût et complexité de l'implémentation. - Dépendance à la position du laser, - Coût et complexité de l'implémentation.

3.4 Evitement des résonances acoustiques

Actuellement, pour éviter l'apparition des résonances acoustiques dans les lampes à décharge haute pression, on utilise différentes structures d'alimentation en jouant sur la fréquence, la puissance électrique injectée et la forme d'onde de courant. Ainsi, plusieurs topologies d'alimentation existent selon le type de paramètre que l'on souhaite faire varier.

3.4.1 Alimentation en haute fréquence

Cette méthode consiste à alimenter la lampe à décharge avec un courant sinusoïdal à fréquence fixe en dehors des zones d'excitation des résonances acoustiques [61, 62, 63]. De ce fait, il faut au préalable calculer les fréquences associées aux résonances acoustiques. Cependant, la dépendance des résonances acoustiques à la géométrie, à la puissance électrique injectée et au vieillissement des lampes cause le déplacement des zones où les instabilités sont absentes ce qui complique la sélection fiable et constante d'une fréquence de fonctionnement.

Néanmoins, cette méthode peut être utilisée pour alimenter les lampes à vapeur de sodium qui présentent de larges fenêtres où les résonances acoustiques sont absentes.

3.4.2 Alimentation à très haute fréquence

C'est une méthode qui se rapproche de la précédente, puisqu'on alimente la lampe à une fréquence où les résonances acoustiques sont absentes. Mais, au lieu de localiser les zones de fréquences dépourvues d'instabilité, on alimente la lampe à très hautes fréquences. En effet, certaines recherches [57, 64, 65] ont montré que les résonances acoustiques disparaissent pour des fréquences d'alimentation supérieures à 100kHz. L'inconvénient de cette méthode est la commutation en très haute fréquence qui peut entraîner une augmentation importante des pertes par commutation, surtout pour les lampes à hautes puissances.

3.4.3 Alimentation en créneau de courant basse fréquence

Le principe d'une alimentation en créneau de courant est de fournir une puissance instantanée constante sans harmonique de puissance haute fréquence, ce qui permet d'éviter totalement les résonances acoustiques [57, 66, 67].

Afin d'avoir dans la lampe un courant en créneau alternativement positif et négatif, la lampe doit être alimentée par un onduleur en pont complet. L'alimentation en créneau, déjà commercialisée sur des ballasts électroniques pour des lampes à vapeur de sodium et

aux halogénures métalliques, est aujourd'hui la méthode la plus fiable et la plus répandue pour alimenter la plupart des lampes à décharge haute pression. L'efficacité totale du ballast est de 90 %. Néanmoins, compte tenu de sa structure globale, ce ballast est encore complexe et coûteux puisqu'il intègre 4 interrupteurs et donc 4 drivers ainsi qu'un circuit d'amorçage externe comme on peut le voir sur la figure 3.19.

Quant à la figure 3.20, elle représente les formes d'onde de la tension et du courant dans une lampe à décharge mesurées expérimentalement. Ainsi, on peut remarquer la présence d'ondulations et des pics de commutation sur la tension et le courant, qui sont dus à l'effet inductif du circuit d'amorçage [67]. Cependant, il a été prouvé expérimentalement qu'ils ne représentaient pas un problème.

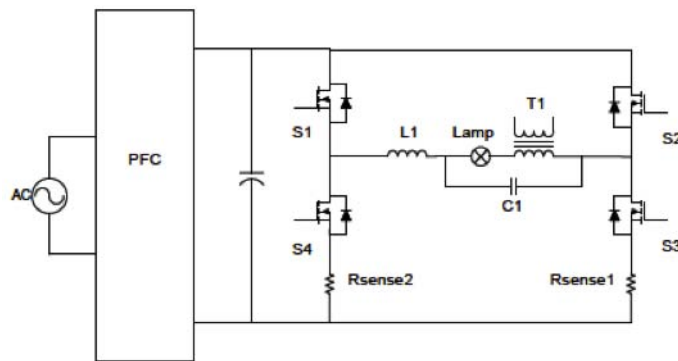


FIGURE 3.19 – Ballast électronique pour une alimentation en créneau à basse fréquence.

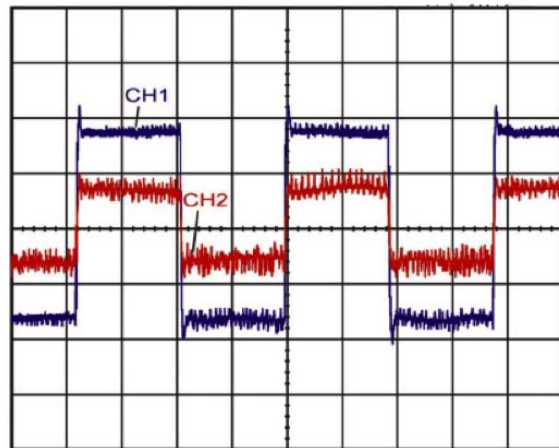


FIGURE 3.20 – Forme d'onde de la tension (CH 1 : 50 V/div) et du courant (CH 2 : 0.5 A/div) pour une lampe à décharge alimentée en créneau à basse fréquence [2].

3.4.4 Alimentation en quasi-créneau haute fréquence

Une autre méthode d'alimentation se rapprochant de la précédente, est l'alimentation en créneau haute fréquence qui permet aussi d'éviter totalement les résonances acoustiques et d'améliorer l'efficacité du ballast. Cependant, l'efficacité lumineuse est dans ce cas légèrement réduite par rapport à une alimentation à basse fréquence [57, 68].

La figure 3.21 présente certaines topologies de convertisseurs pour ce mode d'alimentation [69]. La figure 3.21.a, schématise un onduleur à un seul interrupteur. Cette structure présente l'avantage d'être simple et facile à mettre en œuvre. Néanmoins, il est difficile d'avoir un rapport cyclique égal à 0.5 sans lequel on ne peut pas avoir un courant moyen nul. La seconde structure (figure 3.21.b) utilise un onduleur à deux interrupteurs. Contrairement à l'onduleur à un seul interrupteur, elle permet plus facilement d'obtenir un rapport cyclique égal à 0.5. Dans la troisième structure (figure 3.21.c), il s'agit d'un onduleur avec quatre interrupteurs (pont complet). Là aussi, le rapport cyclique de 0.5 s'obtient facilement mais le temps mort nécessaire pour éviter la commutation croisée sur une branche, peut influencer l'ondulation du courant et la puissance de manière significative, ce qui peut engendrer des instabilités acoustiques.

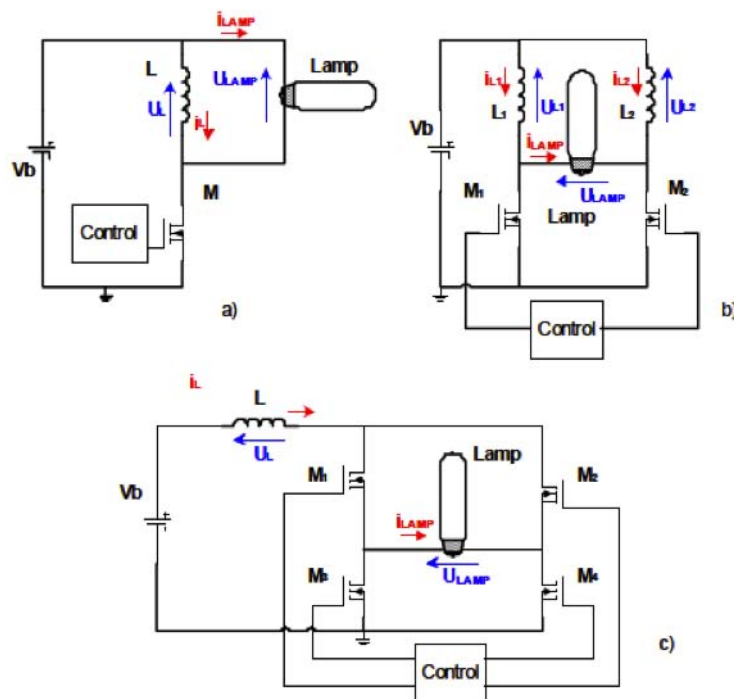


FIGURE 3.21 – Schéma d'alimentation de lampe à décharge en quasi-créneau haute fréquence avec un onduleur à (a) 1 interrupteur ; (b) 2 interrupteur et (c) 4 interrupteur.

Finalement, l'onduleur à deux interrupteurs est le plus adapté parmi les trois structures présentées. Par ailleurs, il permet de minimiser les puissances harmoniques à des valeurs inférieures à 5% afin d'éviter les résonances acoustiques mais possède l'inconvénient de générer des interférences électromagnétiques, de produire un dépassement du courant lors des commutations et d'engendrer des pertes par commutation à haute fréquence, surtout dans le cas où on travaille avec des lampes ayant des puissances électriques importantes.

3.4.5 Alimentation par la modulation fréquentielle

Une autre méthode d'éviter les résonances acoustiques consiste à utiliser une modulation de phase [39] de manière à ce que les composantes spectrales de puissances harmoniques soient étalées dans une bande passante large et que leurs amplitudes restent inférieure aux puissances de seuil des résonances acoustiques.

3.4.6 Comparaison entre les différentes méthodes d'alimentation

Ayant présenté les différents modes d'alimentation pour éviter des résonances acoustiques, nous pouvons mettre en évidence les principaux avantages et inconvénients de chaque méthode. Cette comparaison est récapitulée dans le tableau 3.3. Ainsi, les différents résultats ont mis en évidence que l'alimentation en créneau de courant reste la plus efficace pour l'élimination totale des résonances acoustiques. Néanmoins, la structure du ballast associé est encore complexe et coûteuse. Par ailleurs, elle génère des interférences électromagnétiques et nécessite une taille assez volumineuse des composants passifs.

La technique de modulation fréquentielle permet de réduire significativement les harmoniques de puissance. Cependant la relation entre l'indice de modulation et la disparition des résonances acoustiques n'est pas encore bien connue. En effet, certaines harmoniques mal contrôlées peuvent être nuisibles si elles dépassent la puissance seuil des résonances acoustiques.

3.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation des résonances acoustiques dans les lampes à décharge haute pression alimentées à hautes fréquences, ainsi que leur influence sur les paramètres de la décharge et les différentes méthodes d'alimentation pour éviter leur apparition. On a vu que les instabilités acoustiques sont dues à la génération d'ondes de

TABLE 3.3 – Comparaison entre les différents modes d'alimentation des lampes à décharge.

Mode d'alimentation	Avantage	Inconvénient
Sinusoïdale à fréquence fixe	- Structure simple	- Faible fiabilité pour l'évitement des résonances acoustiques - Dépendant du vieillissement
Créneau de courant basse fréquence	- évitement total des résonances acoustiques	- Structure du ballast complexe et onéreuse
Créneau de courant haute fréquence	- Structure en demi-pont	- Nécessite une grande inductance - Pertes par commutation - Problème de compatibilité électromagnétique
Modulation de fréquence	- Réduction spectrale de la puissance harmonique - Onduleur demi-pont	- Difficulté pour contrôler la puissance harmonique

pression stationnaires résultantes de l'interaction des ondes incidentes et réfléchies générées dans le brûleur de la lampe. Par ailleurs, nous avons abordé différentes techniques de détection des résonances acoustiques qui permettent d'évaluer l'influence des instabilités sur le comportement de la lampe. Quant aux méthodes d'alimentation, on a vu que l'alimentation en créneau basse fréquence reste la plus appropriée. Elle est d'ailleurs la méthode la plus utilisée actuellement malgré les inconvénients qu'elle présente dus essentiellement à la structure du ballast, qui est volumineux et coûteux.

Malgré les nombreuses études menées sur ce sujet pour améliorer la compréhension de ce phénomène et l'appréhender, il n'existe pas de solution permettant de travailler dans les zones de hautes fréquences. Dans ce qui suit, on va présenter un modèle numérique d'une lampe à décharge incluant les résonances acoustiques dans le but de définir et prévoir le mode d'interaction de la décharge électrique et des résonances acoustiques.

Chapitre 4

Modélisation

La modélisation stationnaire des lampes à décharge incluant l'influence des résonances acoustiques se fait en résolvant dans un premier temps les système d'équation composé de :

- l'équation de conservation de l'énergie,
- l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation incompressible de Navier-Stokes),
- l'équation de continuité du courant.

Ces trois équations sont résolues en même temps du fait qu'elles soient très dépendantes l'une de l'autre. En effet, pour résoudre l'équation de conservation de l'énergie qui nous permet d'avoir la distribution de la température dans le brûleur de la lampe à décharge, on a besoin de la vitesse de convection, laquelle est obtenue à l'aide de l'équation de conservation de la quantité de mouvement, et du champ électrique, représentant le terme source, qui est obtenu en résolvant l'équation de continuité du courant. Cette étape est représentée par la partie "Fluide" de la figure 4.1.

La seconde étape du modèle consiste à résoudre l'équation homogène de Helmholtz. Cette dernière nous permet de calculer les fréquences de résonance ainsi que les grandeurs acoustiques correspondant au brûleur étudié (pression acoustique et vitesse acoustique) représenté par "Acoustique" sur la figure 4.1. Quant aux amplitudes acoustiques elles seront calculées en "Post-traitement". Enfin, l'influence des résonances acoustiques ("Instabilités" sur la figure 4.1) est introduite dans le modèle en calculant la force générée par le streaming acoustique.

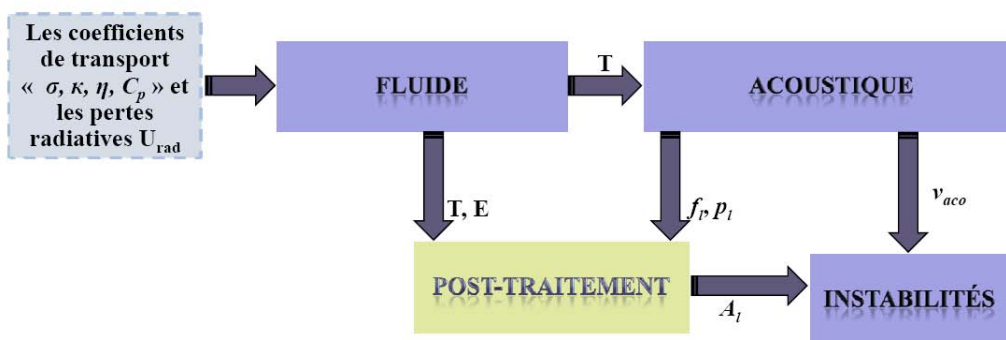


FIGURE 4.1 – Schéma du modèle stationnaire.

Par ailleurs, ces équations ont été résolues en faisant, dans un premier temps, les hypothèses suivantes :

- simplification de la géométrie du brûleur à une géométrie à deux dimensions axisymétrique,
- utilisation de la méthode des éléments finis pour la discrétisation des équations (logiciel Comsol),
- le couplage entre le plasma et les électrodes a été négligé,
- le plasma est supposé en équilibre thermodynamique local (ETL),
- les équations sont résolues en stationnaire.

4.1 Géométrie du brûleur

La géométrie du brûleur est généralement cylindrique comme présenté sur la figure 4.2. Elle est constituée de trois domaines :

- le plasma,
- les électrodes,
- les parois du brûleur.

La modélisation du brûleur est faite pour une position verticale qui permet d’avoir une symétrie de révolution, facilitant ainsi la résolution des équations. En effet, la symétrie de révolution permet la résolution des équations en deux dimensions seulement. Par ailleurs, les équations de conservation de la quantité de mouvement et de continuité du courant ne seront appliquées qu’au domaine contenant le plasma. Puisque la vitesse de convection et le terme source sont nuls dans les deux autres domaines (électrodes et les parois du brûleur).

4.2 Le modèle fluide

4.2.1 La température

Le calcul de la température dans le brûleur de la lampe, se fait en résolvant l’équation de conservation de l’énergie, appelée aussi équation d’Elenbaas-Heller, qui s’écrit sous sa forme stationnaire comme suit :

$$\rho C_p \vec{u} \vec{\nabla} T = \sigma \vec{E}^2 - \nabla \cdot (k \vec{\nabla} T) - U_{rad} \quad (4.1)$$

$\sigma \vec{E}^2$: terme source représentant la puissance électrique fournie à la lampe par unité de volume (chauffage par effet Joule),
 $-\nabla \cdot (k \vec{\nabla} T)$: terme représentant les pertes par conduction thermique par unité de volume,
 U_{rad} : terme radiatif représentant les pertes par radiation.

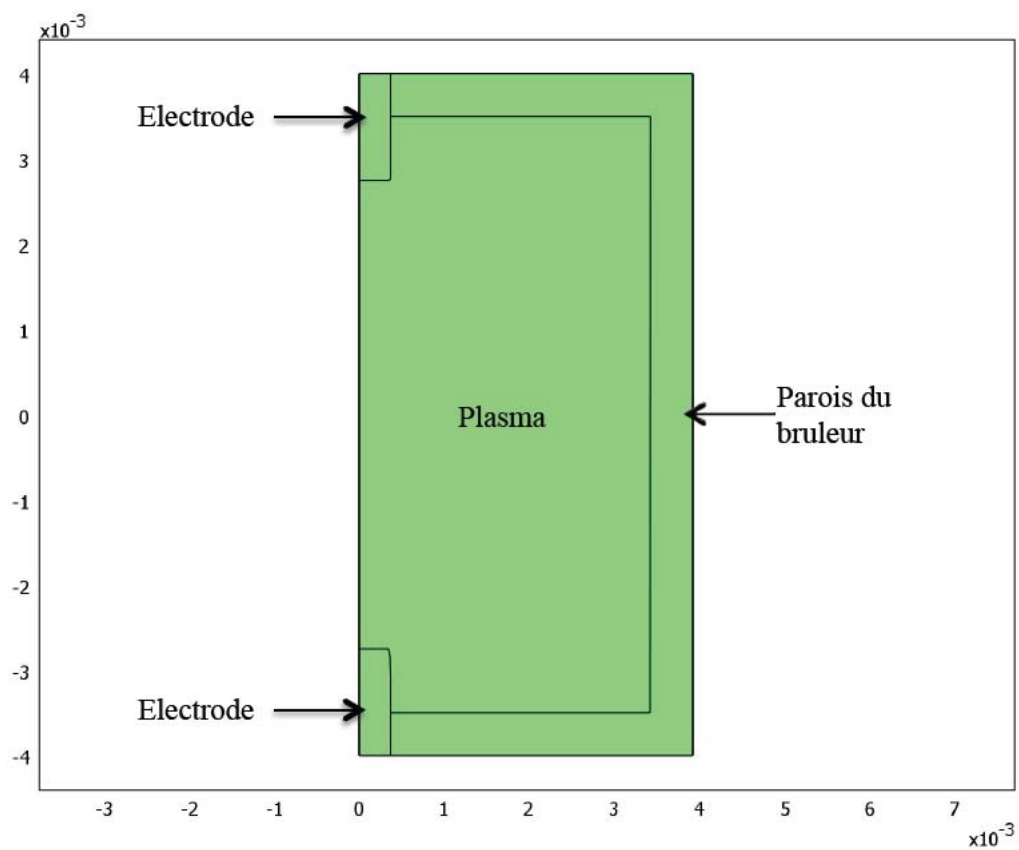


FIGURE 4.2 – Géométrie typique d'un brûleur d'une lampe à décharge (dimensions en m).

Où :

T est la température,

ρ est la densité de masse,

\vec{u} est la vitesse de convection,

C_p est la capacité calorifique à pression constante,

σ est la conductivité électrique,

E est le champ électrique.

La résolution de cette équation nécessite l'utilisation d'une condition initiale de la température comme présentée sur la figure 4.3. Bien que l'utilisation de cette température initiale n'affecte pas la solution finale, elle permet :

- d'éviter l'obtention de solutions irréalistes,
- de réduire le temps de calcul,
- d'accélérer la convergence du système d'équations.

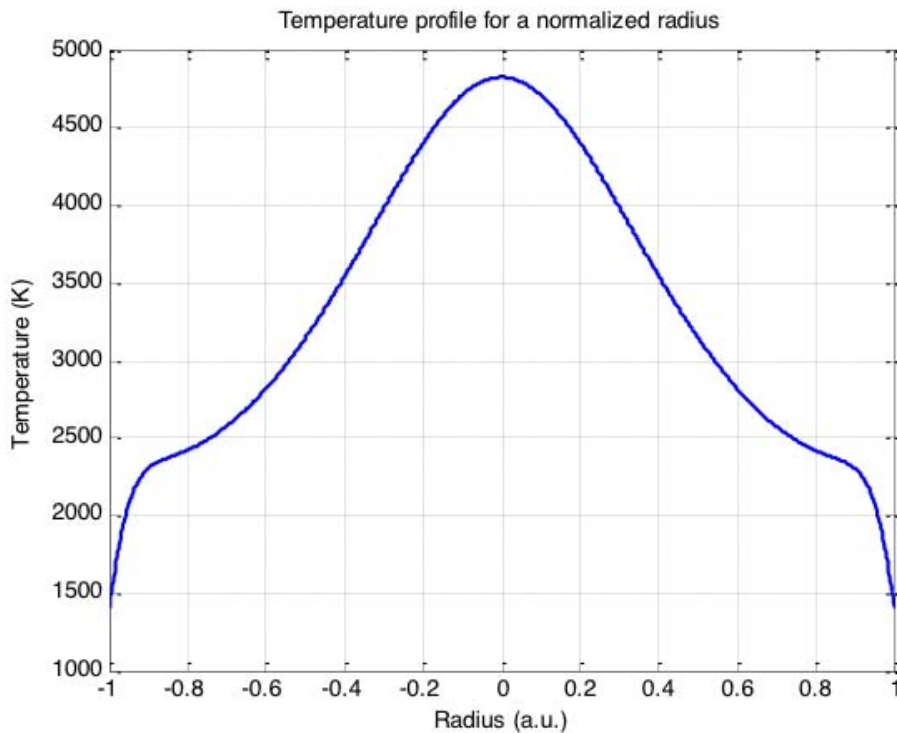


FIGURE 4.3 – Profil de température initial en fonction du rayon de brûleur normalisé [70].

Conditions aux limites de l'équation de bilan d'énergie

Les conditions aux limites (figure 4.4) imposées pour la résolution de l'équation du bilan d'énergie sont comme suit :

1. **la limite 1** correspond à l'axe de symétrie du domaine contenant le plasma, de ce fait, la condition aux limites imposée est un gradient de température nul, c'est-à-dire :

$$\vec{n}.(-k\vec{\nabla}T + \rho C_p u T) = 0 \quad (4.2)$$

2. **les limites 9 et 15** correspondent à l'axe de symétrie des électrodes et elles ont la même condition que pour la limite 1, à la différence que la vitesse est égale à zéro dans ce cas. C'est-à-dire :

$$\vec{n}.(-k\vec{\nabla}T) = 0 \quad (4.3)$$

3. **les limites 10 et 14** correspondent aux faces externes des électrodes. Dans ce cas, la température est supposée constante et fixée à $T_0 = 1000K$. En réalité, elle correspond à une valeur approximative lorsque la lampe atteint son régime permanent. Néanmoins, la valeur de cette température a peu d'influence sur le calcul de la température dans le plasma. C'est la raison pour laquelle une valeur rigoureuse n'est pas nécessaire.

4. **les limites 11, 12 et 13** correspondent aux faces externes du brûleur. Comme ce dernier se trouve dans un volume sous vide (dans le bulbe de la lampe), ses faces externes sont sujettes uniquement à des pertes par radiation. De ce fait, sa condition aux limites suit la loi de Stefan-Boltzmann (équation 2.35) et s'écrit comme suit :

$$\vec{n}.(-k\vec{\nabla}T) = \sigma T^4 \quad (4.4)$$

5. **les limites 2, 3, 4, 5, 6, 7 et 8** correspondent aux faces internes du brûleur. La condition dans ce cas, est un flux continu, c'est-à-dire :

$$\vec{q}_1 - \vec{q}_2 = 0 \quad (4.5)$$

$$\vec{q}_1 = \vec{n}.(-k\vec{\nabla}T + \rho C_p u T) \quad (4.6)$$

$$\vec{q}_2 = \vec{n}.(-k\vec{\nabla}T) \quad (4.7)$$

4.2.2 La vitesse de convection

Le calcul de la vitesse de convection \vec{u} qui intervient dans l'équation de conservation de l'énergie se fait en résolvant l'équation incompressible de Navier-Stokes, en stationnaire,

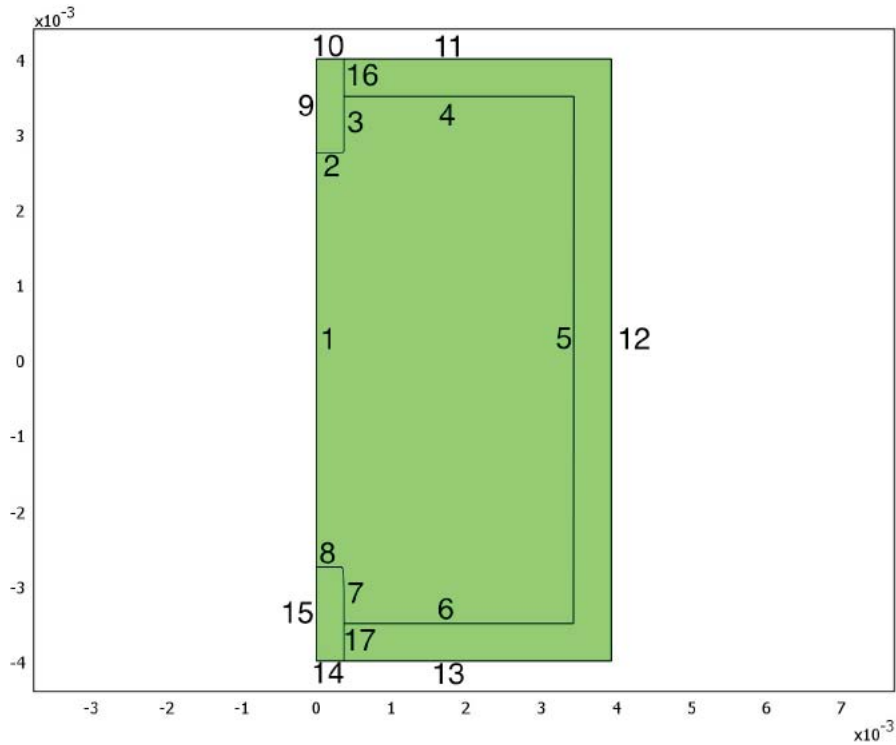


FIGURE 4.4 – Domaine d’application des conditions aux limites.

qui s’écrit comme suit :

$$\rho(\vec{u}\vec{\nabla})\vec{u} = \nabla(-p + \eta\vec{\nabla}\vec{u}) + \vec{F} \quad (4.8)$$

Et l’équation de continuité est simplifiée à

$$\Delta\vec{u} = 0 \quad (4.9)$$

Où :

η est la viscosité dans le plasma,

\vec{F} est la force dans le volume avec $\vec{F} = -\rho\vec{g}$, dans le cas où le plasma est sous l’influence de la force gravitationnelle seulement,

p est la pression stationnaire dans le brûleur,

ρ est la densité de masse,

L’hypothèse d’un fluide incompressible (hypothèse valable pour les plasmas) nous permet donc de calculer la densité de masse suivant la loi des gaz parfaits comme suit :

$$\rho = \frac{P_0 M}{RT} \quad (4.10)$$

Avec :

P_0 : représente la pression statique dans le brûleur,

M : représente la masse molaire du gaz contenu dans le brûleur,

R : représente la constante des gaz parfaits.

Les conditions aux limites de l'équation de conservation de la quantité de mouvement

Comme cette équation n'est appliquée qu'au domaine contenant le plasma, on ne prend en compte que les limites internes du brûleur et les conditions aux limites s'écrivent comme suit :

1. **la limite 1** qui correspond à l'axe de symétrie a pour condition :

$$\vec{t} \cdot \vec{u} = 0 \quad (4.11)$$

2. **les limites 2, 3, 4, 5, 6, 7 et 8** qui correspondent aux faces internes du brûleur ont pour condition :

$$\vec{u} = 0 \quad (4.12)$$

4.2.3 La puissance électrique de la lampe

La puissance électrique locale par unité de volume de la lampe est égale à :

$$P = \sigma E^2 \quad (4.13)$$

où :

σ : est la conductivité électrique du gaz,

E : est le champ électrique dans le plasma calculé à l'aide de l'équation de continuité du courant et qui s'écrit comme suit :

$$\nabla(-\sigma \vec{\nabla} V) = \nabla(\sigma E) = \nabla \vec{j} = 0 \quad (4.14)$$

où :

V : est le potentiel électrique,

\vec{j} : est la densité du courant électrique.

Les conditions aux limites de l'équation de conservation du courant électrique

Comme pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement, elle ne sera appliquée qu'au domaine correspondant au plasma avec les limites suivantes :

1. **la limite 1** qui correspond à l'axe de symétrie a pour condition :

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} V = 0 \quad (4.15)$$

2. **la limite 2** qui correspond à la pointe de l'électrode supérieure (anode) a pour condition :

$$\vec{n} \cdot (\sigma \vec{\nabla} V) = J_0 \quad (4.16)$$

J_0 représente la densité du courant électrique qui est calculée en divisant le courant électrique I appliquée à la lampe par la surface verticale de l'électrode S_{elec} :

$$J_0 = \frac{I}{S_{elec}}$$

3. **la limite 8** qui correspond à la pointe de l'électrode inférieure (cathode) a pour condition :

$$\vec{n} \cdot (\sigma \vec{\nabla} V) = -J_0 \quad (4.17)$$

4. **la limite 7** sa condition aux limites a pour expression

$$V = 0 \quad (4.18)$$

Cette condition signifie que l'électrode est reliée à la masse.

5. **les limites 2, 3, 4, 5 et 6** qui correspondent aux limites internes du brûleur ont pour condition :

$$-\sigma \vec{\nabla} V = 0 \quad (4.19)$$

Correspondant à une condition d'isolation électrique.

Le tableau 4.1, résume les conditions aux limites appliquées au système d'équation utilisé pour le calcul de la température dans le brûleur.

TABLE 4.1 – Conditions aux limites pour le calcul de la distribution de la température dans le brûleur.

Limite	\mathbf{T}	\mathbf{u}	\mathbf{E}
1	$\vec{n} \cdot (-k\vec{\nabla}T + \rho C_p u T) = 0$	$\vec{t} \cdot \vec{u} = 0$	$\vec{n} \cdot \vec{\nabla}V = 0$
2	$q_1 - q_2 = 0$	$\vec{u} = 0$	$\vec{n} \cdot (-\sigma\vec{\nabla}V) = J_0$
3 à 6	$q_1 - q_2 = 0$	$\vec{u} = 0$	$-\sigma\vec{\nabla}V = 0$
7	$q_1 - q_2 = 0$	$\vec{u} = 0$	$V=0$
8	$q_1 - q_2 = 0$	$\vec{u} = 0$	$\vec{n} \cdot (-\sigma\vec{\nabla}V) = -J_0$
9	$\vec{n} \cdot (-k\vec{\nabla}T) = 0$	-	-
10	$T_{parois} = 10000K$	-	-
11 à 13	$\vec{n} \cdot (-k\vec{\nabla}T) = \sigma T^4$	-	-
14	$T_{parois} = 1000K$	-	-
15	$\vec{n} \cdot (-k\vec{\nabla}T) = 0$	-	-

4.3 Le modèle acoustique

4.3.1 Calcul de la distribution de la pression

Le calcul des fréquences de résonances se fait à l'aide de la résolution de l'équation de Helmholtz, sans pertes, qui s'écrit comme suit [71] :

$$\Delta p_l + k_l^2 p_l = i \frac{(\gamma - 1)\omega_l}{c_s^2} N \quad (4.20)$$

Où :

l : le numéro du mode propre de résonance,

p_l : est la pression acoustique,

k_l : le nombre d'onde qui s'écrit comme suit :

$$k_l = \frac{\omega_l}{c_s} \quad (4.21)$$

c_s : la vitesse du son. Dans le modèle, cette vitesse est calculée selon la relation, correspondant à un gaz parfait,

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad (4.22)$$

ω_l : est la pulsation angulaire propre liée à la fréquence propre f_l de système avec :

$$\omega_l = 2\pi f_l \quad (4.23)$$

γ : le rapport de la capacité calorifique à pression et volume constants

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (4.24)$$

N : le terme source égal à [32] :

$$N = \sigma E^2 - \nabla \cdot (k \vec{\nabla} T) - U_{rad} \quad (4.25)$$

Pour réduire le temps de calcul et éviter des problèmes de convergence, la valeur du terme source N a été fixé à zéro. De ce fait, la solution obtenue par la résolution de l'équation de Helmholtz ne permet d'accéder qu'aux fréquences de résonances ainsi qu'aux amplitudes relatives des grandeurs acoustiques (pression acoustique et vitesse acoustique). Les amplitudes absolues seront calculées à part en post-traitement.

Conditions aux limites pour l'équation de Helmholtz

Comme l'équation de Helmholtz n'est résolue que pour le domaine contenant le plasma, les limites concernées sont :

1. **la limite 1** correspondant à l'axe de symétrie avec la condition suivante

$$\vec{t} \left(\frac{1}{\rho} \nabla p \right) = 0 \quad (4.26)$$

2. **les limites 2, 3, 4, 5, 6, 7 et 8** correspondant aux faces internes du brûleur ont pour condition :

$$\vec{n} \left(\frac{1}{\rho} \nabla p \right) = 0 \quad (4.27)$$

Cette condition, signifie que la vitesse acoustique aux parois du brûleur est nulle, c'est-à-dire sa composante normale aux parois est égale à zéro.

4.4 Post-traitement

Après avoir fait toutes ces étapes et trouvé les modes de résonance, il est nécessaire de calculer les amplitudes des pressions acoustiques. En effet, comme il a été mentionné plus haut, l'équation de Helmholtz ne contient pas de terme source. Il manque également le terme dû à l'absorption dans le volume du plasma et aux parois de brûleur (l'amortissement des ondes de pression). De ce fait, il est important de faire un post-traitement des résultats, en tenant compte de cette absorption et du terme source, pour avoir les vraies valeurs des amplitudes des pressions acoustiques (ou des vitesses acoustiques).

La contribution du terme source et de l'absorption (ou amortissement) des ondes de pression dans la lampe se fait via l'introduction de deux grandeurs, qui sont :

- le facteur de normalisation, qui permet d'avoir une amplitude relative de pression homogène entre les différents modes propres,
- le facteur de qualité, qui permet d'introduire l'amortissement des ondes de pression dans le brûleur de la lampe à décharge.

4.4.1 Le facteur de normalisation

Les amplitudes acoustiques, obtenues à l'aide de l'équation de Helmholtz, ont des valeurs arbitraires à cause de fait que le terme source a été fixé à zéro. Ainsi, pour homogénéiser ces amplitudes, j'introduis le facteur de normalisation, qui se calcule suivant

l'équation suivante [72, 73] :

$$p_l = \sqrt{\frac{V_B}{\int |\tilde{p}_l|^2 dV}} \tilde{p}_l = F_l \tilde{p}_l \quad (4.28)$$

Où :

\tilde{p}_l est la pression calculée par COMSOL,

F_l est le facteur de normalisation,

V_B est le volume du brûleur.

4.4.2 Le facteur de qualité

Le facteur de qualité traduit les pertes (ou l'amortissement) des ondes acoustiques lorsque elles se déplacent dans le volume du brûleur ou lorsqu'elles sont réfléchies par les parois. Ces pertes sont dues essentiellement à la conductivité thermique et à la viscosité du plasma. Cependant, dans mon modèle, j'ai négligé les pertes dans le volume par rapport aux pertes aux parois (les pertes surfaciques).

Pertes due à la conductivité thermique

Les pertes dues à la conduction thermique dans le plasma se calculent suivant cette équation [71] :

$$\frac{1}{Q_l^k} = \frac{1}{2}(\gamma - 1) \frac{d_l^k}{V_B} \int_{S_B} |p_l|^2 dS \quad (4.29)$$

Où :

Q_l^k est le facteur de qualité de la conduction thermique,

S_B est la surface interne du brûleur,

d_l^k est la longueur caractéristique qui se calcule comme suit :

$$d_l^k = \sqrt{\frac{k}{\pi C_p \rho f_l}} \quad (4.30)$$

Par ailleurs, cette relation reste valable lorsque la conductivité thermique du plasma est inférieure à celle des parois du brûleur. Ce qui est le cas dans les lampes à décharge.

Pertes due à la viscosité dynamique

Quant aux pertes de viscosité, on les calcule comme suit [71] :

$$\frac{1}{Q_l^\eta} = \frac{1}{2} \left(\frac{c_s}{2\pi f_l} \right)^2 \frac{d_l^\eta}{V_B} \int_{S_B} |\vec{\nabla}_{tp_l}|^2 dS \quad (4.31)$$

Mais, comme dans notre cas la vitesse du son c_s est non uniforme, elle doit être recalculée comme suit :

$$\bar{c}_s = \frac{\int_{S_B} c_s dS}{S_B} \quad (4.32)$$

On obtient finalement

$$\frac{1}{Q_l^\eta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{c}_s}{2\pi f_l} \right)^2 \frac{d_l^\eta}{V_B} \int_{S_B} |\vec{\nabla}_{tp_l}|^2 dS \quad (4.33)$$

Avec :

Q_l^η : le facteur de qualité dû à la viscosité,

$\vec{\nabla}_{tp_l}$: la composante tangentielle de la pression aux parois du brûleur,

d_l^η : la longueur caractéristique qui s'écrit comme suit :

$$d_l^\eta = \sqrt{\frac{\eta}{\pi \rho f_l}} \quad (4.34)$$

Enfin, le facteur de qualité total, se calcule comme suit :

$$\frac{1}{Q_l} = \frac{1}{Q_l^k} + \frac{1}{Q_l^\eta} \quad (4.35)$$

Après avoir calculé le facteur de qualité, on peut passer au calcul de l'amplitude de la pression acoustique pour chaque mode de résonance en utilisant l'équation suivante [72, 73] :

$$a_l = \frac{(\gamma - 1)}{V_B} \int_{V_B} p_l^* N dV \quad (4.36)$$

Où a_l représente l'amplitude de la pression acoustique pour chaque mode "l" sans absorption. L'amplitude absolue A_l est calculée par l'équation suivante

$$A_l = \frac{a_l Q_l}{2\pi f_l} \quad (4.37)$$

Et pour finir, le calcul des amplitudes absolues A_l en fonction de la fréquence f se fait à l'aide de l'équation suivante [32, 73] :

$$A_l(f) = i \frac{1}{2\pi} \frac{a_l f}{f^2 - f_l^2 + i \frac{f f_l}{Q_l}} \quad (4.38)$$

4.5 Les instabilités acoustiques

Jusqu'à maintenant, on a seulement calculé les fréquences de résonances ainsi que les amplitudes des pressions acoustiques sans mettre en évidence leurs interactions avec le plasma. De plus, les différents modèles des lampes à décharge incluant les résonances acoustiques ne se limitaient qu'au calcul des modes de résonance sans donner une explication sur la façon avec laquelle elles interagissent avec la décharge électrique. Ceci est dû au fait que la non-linéarité du phénomène acoustique été négligé. En effet, c'est la prise en compte de la non-linéarité des résonances acoustiques qui nous permet d'introduire le streaming acoustique. Lequel est responsable de la génération des flux de vitesse de particules avec une valeur moyenne non nulle. Ainsi, Afshar [38] a attribué les instabilités dans la lampe à un vortex acoustique généré par un phénomène appelé streaming acoustique. Il explique que son apparition est rendue possible par le fait que le second ordre de la vitesse acoustique est non nul. Quant à Lighthill [46], il définit le streaming acoustique comme étant une variation spatiale du tenseur de Reynolds par la génération d'une force nette par unité de volume qui génère des flux de fluide. Cette force s'écrit comme suit [46] :

$$F_j = - \sum_i \frac{\partial \overline{\rho v_i v_j}}{\partial x_i} \quad (4.39)$$

où :

F_j est la force due au streaming acoustique suivant l'axe j ,

v_i et v_j sont les vitesses acoustiques suivant les axes x_i et x_j , respectivement,

$\overline{\rho v_i v_j}$ est la moyenne temporelle du tenseur de Reynolds.

Pour un système à deux dimensions, cette force s'écrit :

– Suivant l'axe x :

$$F_{S_x} = - \frac{\partial \overline{\rho v_x v_x}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{\rho v_y v_x}}{\partial y}$$

– Suivant l'axe y :

$$F_{S_y} = - \frac{\partial \overline{\rho v_x v_y}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{\rho v_y v_y}}{\partial y}$$

Comme les équations utilisées dans le modèle ont été résolues en stationnaire, et que la moyenne temporelle est nécessaire pour le calcul de la force générée par le streaming acoustique, il faut introduire la composante temporelle des vitesses acoustiques. Ceci se fait en multipliant la vitesse acoustique $v(\vec{r})$ en stationnaire par $e^{-i\omega t}$, ce qui nous donne :

$$v(\vec{r}, t) = v(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (4.40)$$

Et sachant que

$$v(\vec{r}) = w_{aco} \quad (4.41)$$

l'équation 4.40 devient

$$v(\vec{r}, t) = v_b(\sin(\omega t) + i \cos(\omega t)) \quad (4.42)$$

Et, comme le calcul se fait avec les parties réelles, on réécrit l'équation précédente comme suit :

$$v(\vec{r}, t) = v_b \sin(\omega t) \quad (4.43)$$

De plus, les vitesses acoustiques ont la même représentation mathématique, de ce fait, la multiplication de deux vitesses nous donne :

$$\Re(v_x(\vec{r}, t)) \cdot \Re(v_y(\vec{r}, t)) = v_{b_x} v_{b_y} \sin^2(\omega t) \quad (4.44)$$

Sachant que $\overline{\sin^2(\omega t)} = 1/2$, la force générée par le streaming acoustique est simplifiée et qu'on peut réécrire comme suit :

– Suivante l'axe x :

$$F_{S_x} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \rho v_{b_x} v_{b_x}}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_{b_y} v_{b_x}}{\partial y} \right) \quad (4.45)$$

– Suivante l'axe y :

$$F_{S_y} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \rho v_{b_x} v_{b_y}}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_{b_y} v_{b_y}}{\partial y} \right) \quad (4.46)$$

pour calculer les flux de vitesse générées par le streaming acoustique, la force \vec{F} dans l'équation incompressible de Navier-Stokes (l'équation 4.8) devient :

– La composante suivant l'axe x :

$$F_x = F_{S_x} \quad (4.47)$$

– La composante suivant l'axe y :

$$F_y = F_{S_y} - \rho g \quad (4.48)$$

La figure 4.5 représente l'interface réalisée permettant à l'utilisateur de s'affranchir des étapes décrites précédemment. Elle constitue une boîte noire, dans laquelle il suffit

4.6. Conclusion

d'insérer les paramètres de la lampe que nous souhaitons modéliser (géométrie du brûleur, pression du gaz ...).

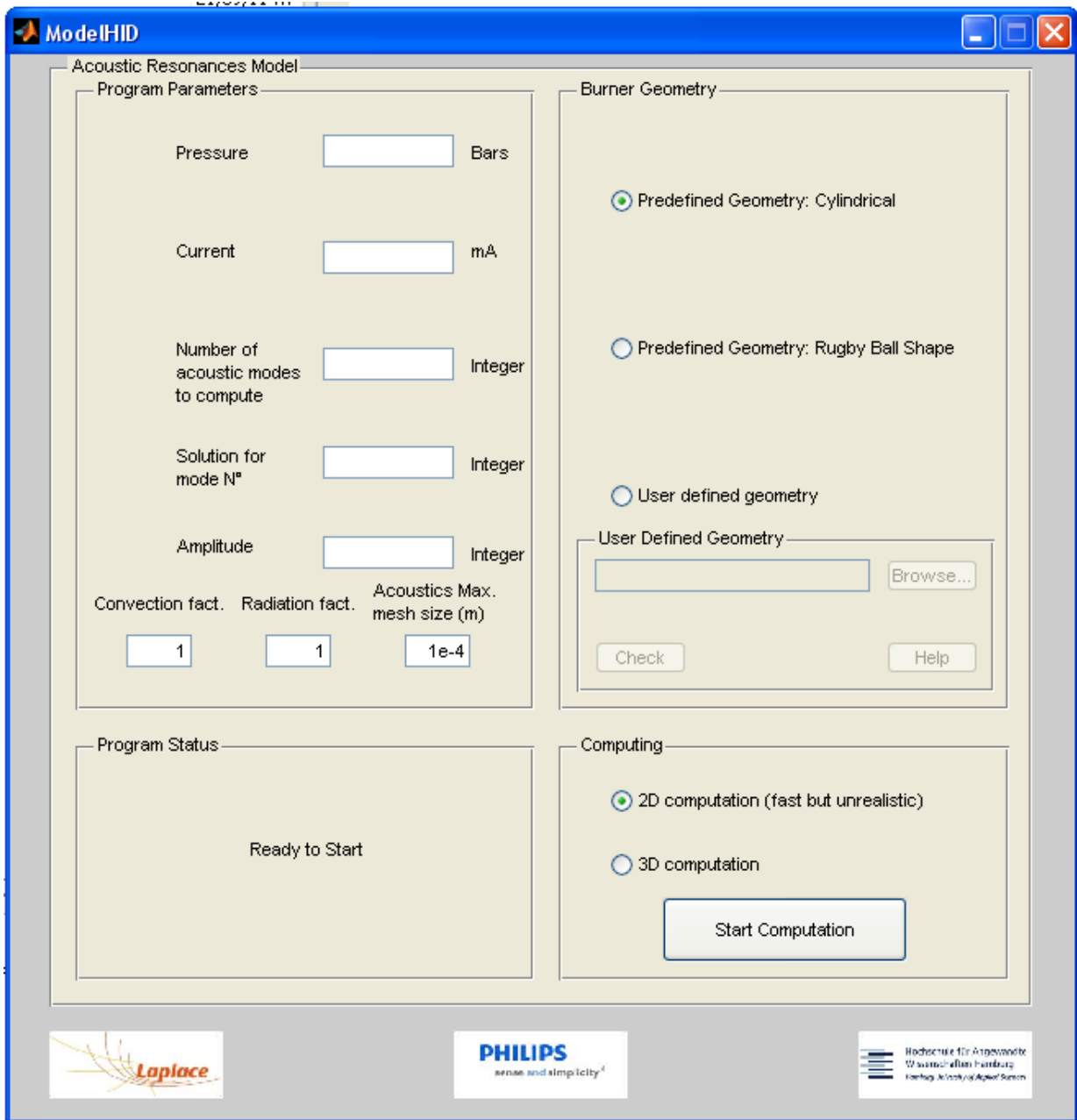


FIGURE 4.5 – Interface du modèle de la lampe à décharge.

4.6 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation du modèle stationnaire d'une lampe à décharge. Ainsi, la première étape consistait à la résolution des trois équations différentielles

qui sont :

- l'équation de conservation de l'énergie, qui nous permet d'accéder à la température dans le brûleur,
- l'équation de conservation de la quantité de mouvement, qui nous donne la vitesse de convection,
- l'équation de continuité de courant, utilisée pour le calcul du champ électrique dans un premier temps, et la puissance électrique fournie à la lampe dans un second temps.

Cette étape nous permet d'avoir la température T dans le brûleur et le terme source N dont on a besoin pour résoudre l'équation de Helmholtz. En effet, cette dernière est nécessaire pour calculer les modes propres du brûleur ainsi que des grandeurs acoustiques (c'est la deuxième étape). S'ensuit alors le calcul des amplitudes de ces dernières en post-traitement, puisque lorsqu'on a résolu l'équation de Helmholtz le terme source a été fixé à zéro et les pertes négligées. Ceci se fait en introduisant le facteur de qualité qui tient comptes des pertes. La dernière étape consiste à calculer la force générée par le streaming acoustique qui représente la nouveauté introduite dans la modélisation des instabilités des lampes à décharge à hautes fréquences. Cette force sera injectée dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour avoir les nouvelles vitesses de convection en tenant compte de l'influence des résonances acoustiques.

Dans le chapitre qui suit, on présentera les résultats issus du modèle et nous verrons comment les résonances acoustiques interagissent avec le plasma dans l'enceinte du brûleur de la lampe à décharge.

Chapitre 5

Les résultats

Après avoir présenté, dans le chapitre précédent, le modèle numérique utilisé pour l'étude des résonances acoustiques dans les lampes à décharge, cette partie sera consacrée à la présentation des résultats issus de ce même modèle et à leur discussion. Mais avant cela, on va confronter ces résultats à des données expérimentales pour vérifier la validité de notre modèle et les hypothèses qui nous ont permis de le réaliser. Ainsi, pour la température, on va utiliser les mesures réalisées par Zollweg [74] et Zalach [75]. De même pour la vitesse, pour laquelle on utilisera les calculs de Zollweg [74] comme référence (compte tenue de fait qu'on n'a pas trouvé dans la littérature des mesures expérimentales de celle-ci). Quant aux résultats relatifs aux résonances acoustiques, nous nous baserons sur l'étude expérimentale de Epron [1] sur les résonances acoustiques. La seconde partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude de l'influence des résonances acoustiques sur les lampes à décharge en faisant varier différents paramètres de la lampe comme la pression, le rayon du brûleur ou bien la distance inter-électrodes.

5.1 Validation des résultats

5.1.1 La température

Pour vérifier la validité du modèle, nous l'avons appliqué à une lampe au mercure pur étudiée par Zollweg [74] et à une lampe contenant de mercure avec de l'argon comme gaz de chauffage étudiée par Zalach [75]. La lampe étudiée par Zollweg a pour caractéristique une pression de mercure de 3 bars et un courant d'amplitude égale à 3 A. Quant à la seconde lampe étudiée par Zalach, la pression partielle de mercure est estimée à 5,8 bars et celle de l'argon égale à 60 mbar et ayant un courant égal à 2,23 A.

La figure 5.1, montre le profil radial de la température calculé et mesuré pour les deux lampes, et les figure 5.2 et 5.3 la distribution de la température calculée dans le brûleur. Ainsi, on peut remarquer que les mesures et les calculs sont en bon accord dans l'ensemble, même si il y a certaines différences. En effet, le modèle de la lampe de Zollweg s'accorde parfaitement dans l'axe du brûleur mais diffère quand on s'en éloigne. Par contre, dans le cas de la lampe de Zalach, c'est l'inverse qui se produit, c'est-à-dire que les mesures et les calculs concordent quand on s'éloigne de l'axe. Néanmoins, l'écart entre le modèle et les mesures reste raisonnable et ne dépassant pas les 200 K.

5.1.2 La vitesse de convection

La figure 5.4 montre l'évolution de la composante axiale de la vitesse de convection en fonction de la distance inter-électrodes. On remarque que la vitesse est presque constante sur l'ensemble de l'axe hormis aux voisinages de l'électrode où elle présente un maximum.

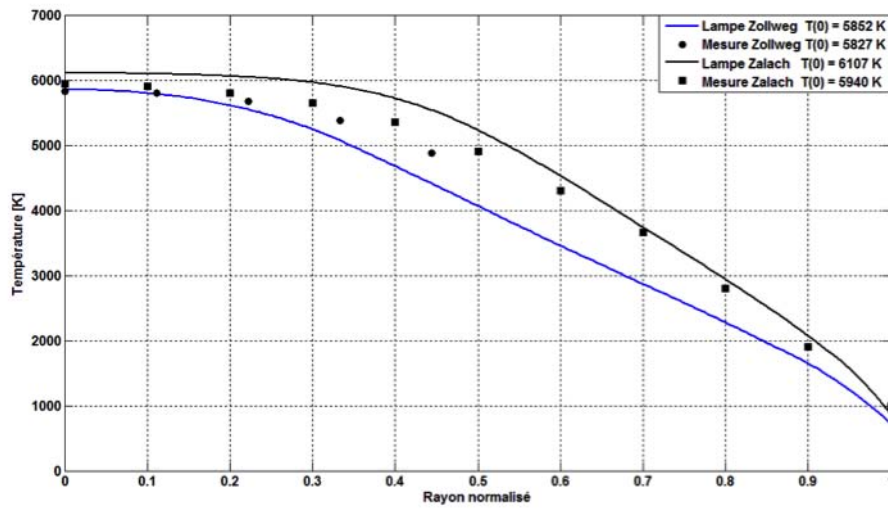


FIGURE 5.1 – Profils radiaux de la température mesurés et calculés en fonction du rayon normalisé. Lampe Zollweg : $p_{Hg}=3$ bar et $I=3$ A. Lampe Zalach : $p_{Hg}=5,8$ bar, $p_{Ar}=60$ mbar et $I=2,23$ A.

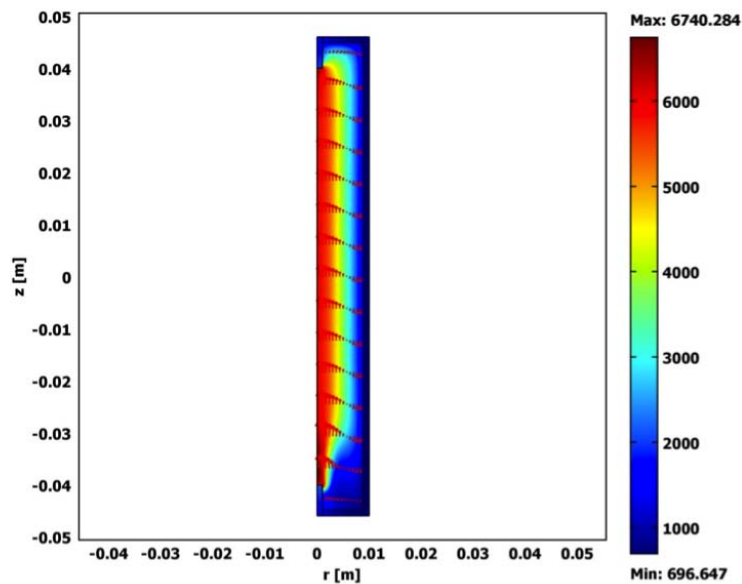


FIGURE 5.2 – Distribution de la température dans le brûleur de la lampe étudiée par Zollweg ainsi que les vecteurs vitesse ($p_{Hg}=3$ bar et $I=3$ A).

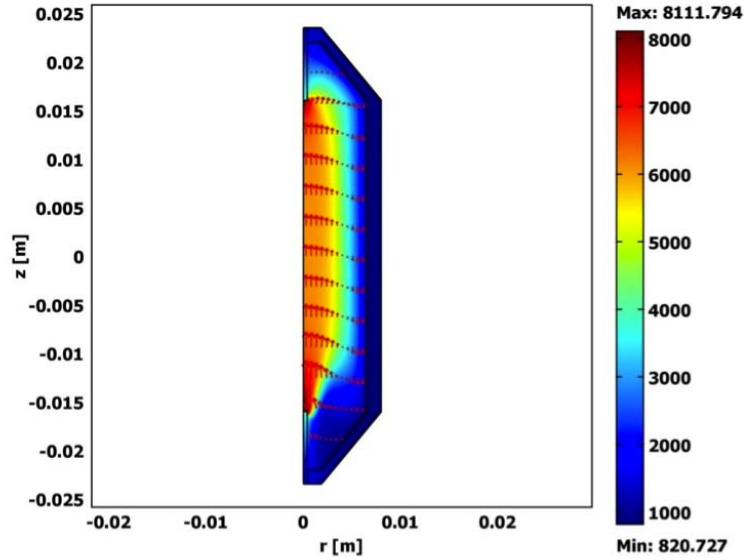


FIGURE 5.3 – Distribution de la température dans le brûleur de la lampe étudiée par Zalach ainsi que les vecteurs vitesse ($p_{Hg}=5,8$ bar, $p_{Ar}=60$ mbar et $I=2,23$ A).

Pour expliquer l'allure de la vitesse, on doit réécrire l'équation de conservation de l'énergie sous une forme plus simplifiée [74], où on néglige la composante axiale de la conduction thermique par rapport à sa composante radiale et la composante radiale de la convection par rapport à sa composante axiale. L'équation de bilan d'énergie, sous sa forme enthalpique devient :

$$\sigma E^2 - U_{rad} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k_b \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} (\rho v h) \quad (5.1)$$

Où h , v et U_{rad} sont, respectivement, l'enthalpie la composante axiale de la vitesse de convection et les pertes par radiation. Si on intègre sur tout le volume les pertes par convection (le terme de droite de l'équation 5.1) on obtient l'énergie totale transférée par convection. L'évaluation de cette intégrale se fait à l'aide d'un modèle canal où le rayon R_c délimite le cœur chaud de la décharge entouré par une zone froide. Comme le flux de masse est montant dans le cœur de la décharge et descendant dans les zones froides, la solution rapprochée de l'intégrale s'écrit comme suit [74] :

$$\int \frac{\partial}{\partial z} (\rho v h) = \pi \frac{d}{dz} [(\bar{\rho v})_c \bar{h}_c R_c^2] - \pi \frac{d}{dz} [(\bar{\rho v})_f \bar{h}_f (R_f^2 - R_c^2)] \quad (5.2)$$

L'indice c indique la zone chaude et f la zone froide.

Et comme le flux axial net de masse est nul en régime stationnaire, Zollweg [74] déduit

que :

$$(\bar{\rho v})_c \bar{h}_c R_c^2 = (\bar{\rho v})_f \bar{h}_f (R_f^2 - R_c^2) \quad (5.3)$$

En intégrant l'équation 5.1 on obtient :

$$(\bar{\rho v})_c(z) = \left[\pi R_c^2 (\bar{h}_c - \bar{h}_f) \right]^{-1} \int_0^z (\sigma E^2 - U_{rad} - Q) dz \quad (5.4)$$

Le terme Q désigne les pertes par conduction thermique.

Cette relation montre que la vitesse moyenne de la partie centrale de la décharge augmente lorsque R_c diminue et que pour une valeur constante, la vitesse augmente en fonction de z .

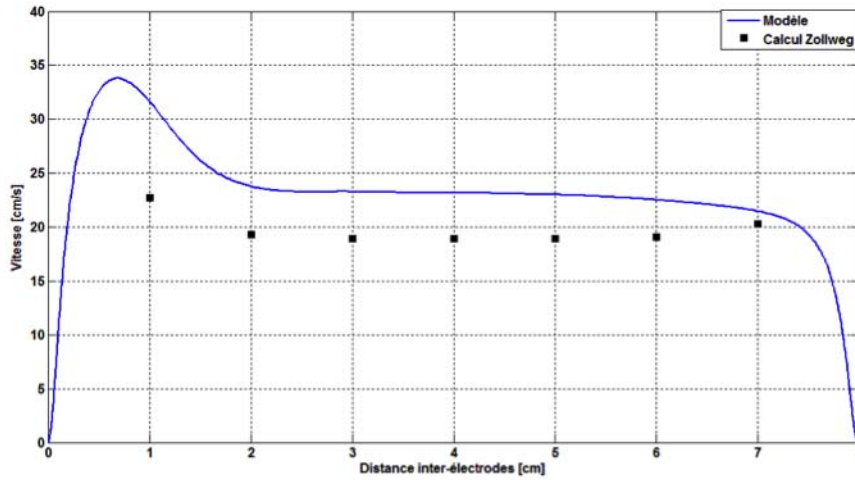


FIGURE 5.4 – Vitesse de convection calculée dans l'axe de la décharge mercure étudiée par Zollweg ($p_{Hg}=3$ bar et $I=3$ A).

5.1.3 Les résonances acoustiques

Pour comparer nos calculs relatifs à l'influence des résonances acoustiques sur les lampes à décharge, on va utiliser les photographies prises par Epron [1] d'une lampe sous l'influence d'instabilités. En effet, par manque de données expérimentales concrètes, on va se fier à notre appréciation visuelle en comparant la forme de la décharge perturbée constatée par Epron avec les vitesses de convection (puisque ce sont elles qui imposent le positionnement de la décharge dans le brûleur). La lampe étudiée a pour caractéristique

une masse de mercure égale à 70 mg et une pression partielle de l'argon égale à 10 torr et ses dimensions sont :

- Longueur : 8 cm,
- Rayon : 0.9 cm,
- Distance inter-électrodes : 7 cm.

La pression de la vapeur de mercure correspondant à 70 mg, a été calculée à l'aide d'une relation empirique qui s'écrit comme suit :

$$p_{Hg} \cong 0,75 \frac{P^{0,25}}{s_e} \frac{M^{0,9}}{s_t} (2R)^{-2,1} \quad (5.5)$$

Avec :

P : la puissance électrique en Watt,

M : la masse du mercure en milligramme,

R : le rayon de la décharge en centimètre,

s_e : la distance inter-électrodes en centimètre,

s_t : la longueur de brûleur en centimètre.

La pression ainsi calculée est égale à 5,4 bars. Cette valeur sera utilisée pour modéliser la lampe.

Les figures 5.5 et 5.6 présentent les vitesses de convection, ses flux et la pression acoustique en amplitude relative calculés avec le modèle et les photographies prises par Epron [1]. Les résultats de la figure 5.5 correspondent au premier mode de résonance longitudinal et une fréquence de 2,7 kHz. La fréquence à laquelle la photographie a été prise est égale à 3 kHz. Quant à la figure 5.6, elle correspond au troisième mode longitudinal de fréquence égale 7,70 kHz et la photographie correspond à une fréquence d'alimentation de 6 kHz.

Par ailleurs, ces vitesses de convection ont été obtenues en ajoutant la force générée par le streaming acoustique à la force de gravitation dans l'équation de Navier-Stokes. Finalement, la comparaison des résultats issus de notre modèle avec des données expérimentales nous permet de considérer notre modèle suffisamment fiable, malgré les différentes hypothèses, pour entreprendre une étude plus approfondie de l'interaction de la décharge électrique avec les résonances acoustiques.

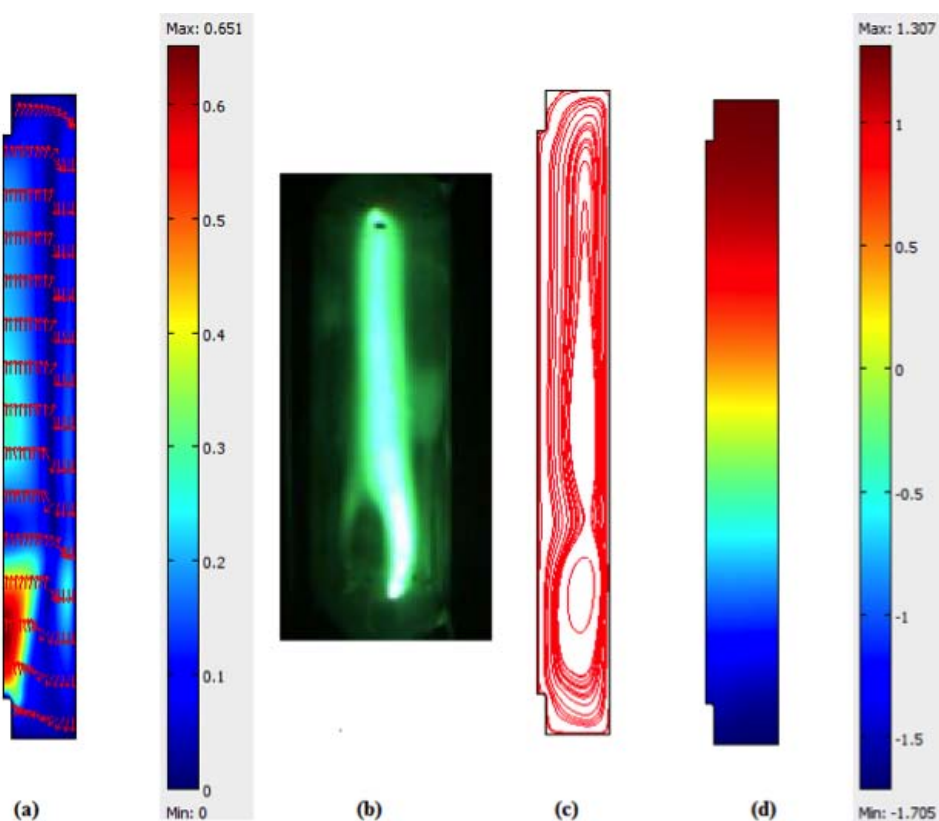


FIGURE 5.5 – Vitesse de convection dans le brûleur pour une lampe à décharge contenant 70 mg de mercure et 10 torr d’argon.(a) vitesse de convection, (b) photographie de la lampe prise pour une fréquence d’alimentation égale à 3 kHz, (c) flux de la vitesse de convection et (d) pression relative dans le brûleur correspondant au premier mode de résonance avec une fréquence $f = 2,76$ kHz.

5.2 Influence des paramètres de la lampe sur les résonances acoustiques

Pour étudier l’influence des paramètres de la lampe sur les résonances acoustiques nous allons utiliser, dans un premier temps, une lampe à décharge avec les caractéristiques suivantes :

- Rayon interne : 3,43 mm,
- Longueur interne : 7 mm,
- Distance inter-électrodes : 5,5 mm,
- Rayon d’une électrode : 0,37 mm,
- Epaisseur du brûleur : 0,5 mm,
- Courant : 2 A.

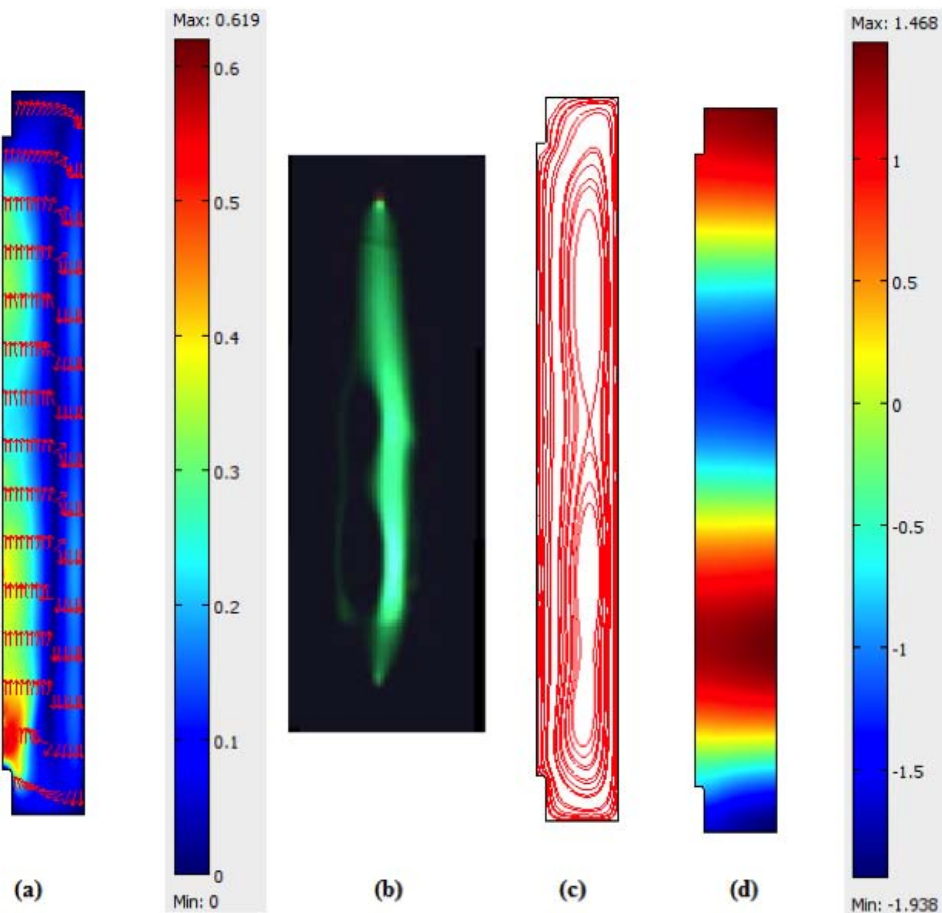


FIGURE 5.6 – Vitesse de convection dans le brûleur pour une lampe à décharge contenant 70 mg de mercure et 10 torr d’argon. (a) vitesse de convection, (b) photographie de la lampe prise pour une fréquence d’alimentation égale à 6 kHz, (c) flux de la vitesse de convection et (d) pression relative dans le brûleur correspondant au premier mode de résonance avec une fréquence $f = 7,70$ kHz.

L’avantage de la géométrie de cette lampe pour notre étude est qu’elle nous permet d’utiliser un maillage plus fin. Une lampe avec des dimensions plus importantes nécessiterait un temps de calcul plus important. Elle nous permet également de l’utiliser pour la modélisation des lampes aux halogénures métalliques, qui ont les mêmes dimensions de brûleur.

5.2.1 Influence de la pression

Pour ressortir l’influence de la pression (ou de la masse de mercure contenue dans le brûleur) sur les résonances acoustiques, on a résolu le système d’équation qui compose le modèle pour trois pressions (5, 10 et 15 bar). Les amplitudes des résonances acoustiques, pour les 20 premiers modes propres, obtenues pour ces pressions sont présentées sur la

figure 5.7. On peut constater, à première vue, que les amplitudes des pressions acoustiques augmentent en fonction de la pression. Ceci s'explique par l'augmentation du terme source en fonction de la pression. En effet, lorsque la pression de mercure augmente, en gardant le courant constant, la puissance électrique (σE^2) injectée augmente à cause de l'augmentation du champ électrique due à la diminution de la mobilité électronique. Les pertes par radiation (dans notre cas, ce n'est pas vraiment des pertes, puisque le but recherché dans les lampes est d'avoir le rayonnement le plus important possible), sont données dans le tableau 5.1 pour 5, 10 et 15 bar. Cependant, il y a certains modes propres qui ne reflètent pas ce comportement général comme, par exemple, le second mode longitudinal pour une pression de 15 bar et une fréquence de 57 kHz (non visible sur la figure car de faible amplitude). De plus, comme la distribution de la pression dans le brûleur n'est pas la même pour tous les modes, les intégrales utilisées pour calculer ces amplitudes ne sont pas identiques et se retrouvent sur les valeurs des amplitudes.

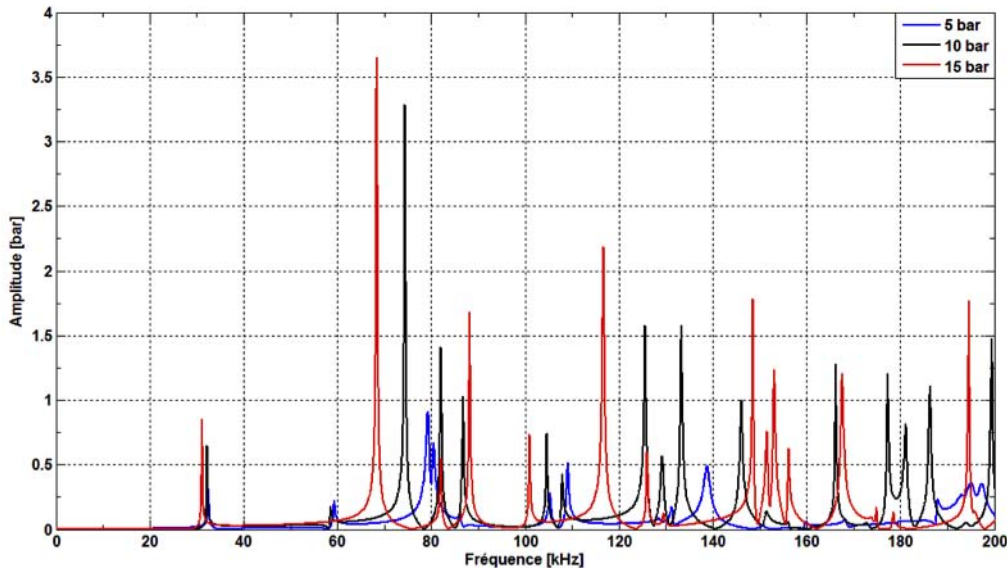


FIGURE 5.7 – Spectre des amplitudes des pressions acoustiques en fonction de la fréquence de résonance pour différentes pressions.

L'autre remarque que l'on peut faire sur la figure 5.7, est que le spectre se décale vers la gauche en augmentant la pression. C'est-à-dire que les fréquences des résonances acoustiques diminuent et que les instabilités apparaissent pour de plus petites fréquences. D'ailleurs, c'est l'une des raisons pour laquelle dans les lampes à décharge basse pression, les instabilités acoustiques n'apparaissent pas, puisque la première fréquence de résonance est située loin des fréquences auxquelles elles sont généralement alimentées.

Pour comprendre ce décalage qui se produit, nous allons recourir aux équations que l'on

TABLE 5.1 – Les composantes du terme source en Watt pour différentes pression. P_{ele} : la puissance électrique, P_{rad} : les pertes par rayonnement et P_{con} : les pertes dues à la conduction thermique.

	$P_{ele}[W]$	$P_{rad}[W]$	$P_{con}[W]$
5 bar	59,85	19,13	2,70
10 bar	76,93	34,70	2,58
15 bar	92,76	48,76	2,58

utilise pour calculer les fréquences de résonance d'un cylindre de longueur L et de rayon R . Cette équation s'écrit comme suit :

$$f_{nml} = \sqrt{f_{nm}^2 + f_l^2} \quad (5.6)$$

$$\text{avec } f_l = \frac{l\bar{c}_s}{2L} \text{ et } f_{nm} = \frac{a_{nm}\bar{c}_s}{2\pi R}$$

Où :

n , m et l : désignent, respectivement, les modes de résonance azimutaux, radiaux et longitudinaux,

f_{nm} , f_l et f_{nml} : sont respectivement les fréquences de résonance transverses, longitudinales et globales,

a_{nm} : est les zéros de la dérivée de la fonction de Bessel de première espèce,

\bar{c}_s : représente la vitesse moyenne du son (cf. équation 4.32).

Dans les termes composant l'équation 5.6, il n'y a que la vitesse du son qui est dépendante de la pression via la température (cf. équation 4.22) et qui est inversement proportionnelle à cette dernière. En résumé, les fréquences de résonance sont proportionnelles à la vitesse du son. Le tableau 5.2 donne les valeurs de ces vitesses pour les trois pressions et confirme que le fait d'augmenter la pression, diminue leurs valeurs et donc,

les valeurs des résonances acoustiques.

TABLE 5.2 – les vitesses moyennes du son pour différentes pressions.

Pression (bar)	5	10	15
\bar{c}_s (m/s)	490	485	474

La figure 5.8 montre les vitesses de convection naturelles pour les trois pressions. Ainsi, on peut remarquer que ces vitesses augmentent en fonction de la pression, passant d'un maximum égal à 4,83 cm/s pour une pression de 5 bar à 15 cm/s pour une pression de 15 bar. Quant aux figures 5.9, 5.10 et 5.11, elles montrent les vitesses de convection en incluant l'influence du streaming acoustique sur la convection totale. Ces figures ont été obtenues en ajoutant la force générée par le streaming acoustique à la force naturelle de gravitation avec laquelle on a obtenu les vitesses précédentes. Par ailleurs, pour garder l'hypothèse d'une pression constante dans le brûleur pour le calcul des coefficients de transport, on n'a pris que les amplitudes qui ne dépassaient pas 5% de la pression totale, de telle sorte que ces coefficients ne soient pas grandement influencés par la prise en compte des pressions acoustiques. En effet, dans le cas où on aurait négligé ce paramètre, les coefficients de transport ne seraient plus, uniquement, fonction de la température en chaque point du brûleur, mais aussi fonction de la pression en chaque point.

On voit que sous l'influence des résonances acoustiques, au travers du streaming acoustique, la distribution de la vitesse n'est plus la même dans le brûleur. En effet, il y a apparition de plusieurs flux de vitesse, avec des amplitudes plus importantes et qui sont responsable des instabilités qui apparaissent à hautes fréquences dans les lampes à décharge. Toutefois, dans le cas de la figure 5.10.b, il n'y a qu'un flux de vitesse qui apparaît mais atteignant une amplitude de 29 m/s et avec un sens opposé à la vitesse de convection naturelle. Bien que la distribution de la vitesse reste la même qu'en l'absence de résonances, cette valeur importante de la vitesse va engendrer des pertes par convection plus importante et faire diminuer la température dans le brûleur, ce qui va amener à l'extinction de la décharge électrique.

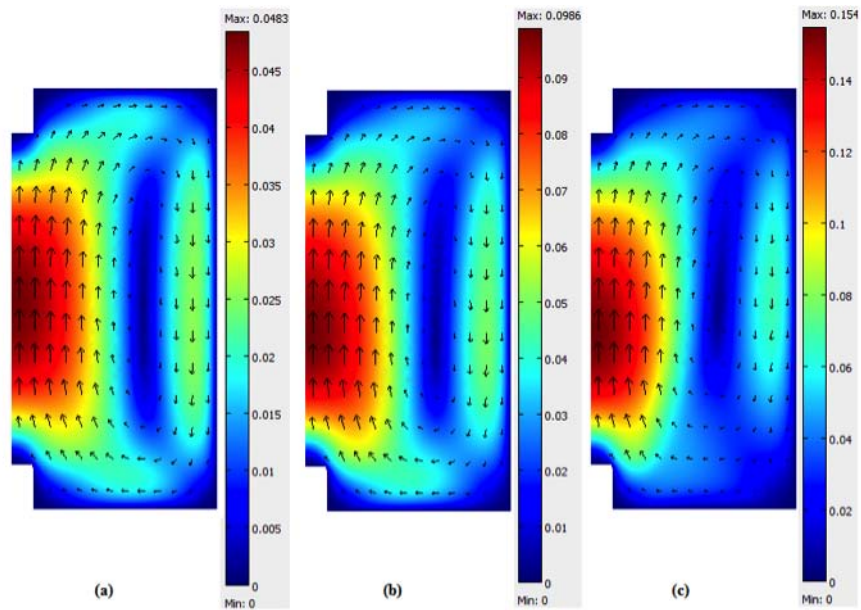


FIGURE 5.8 – Vitesse de convection (m) dans le brûleur pour différentes pressions. Les flèches correspondent aux vecteurs vitesses. a) $p = 5$ bar, b) $p = 10$ bar et c) $p = 15$ bar.

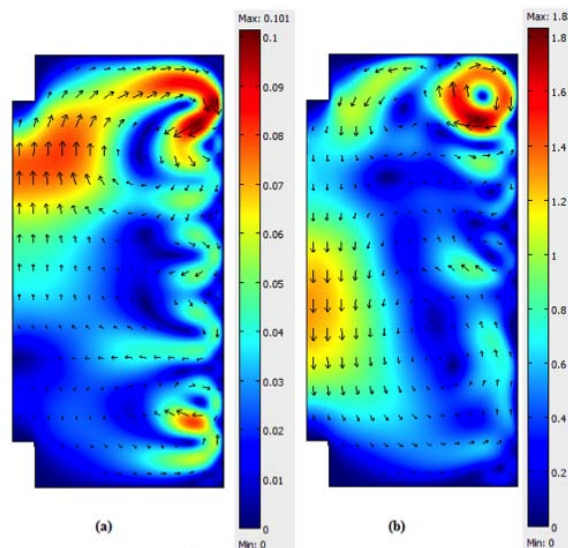


FIGURE 5.9 – Vitesse de convection dans le brûleur pour différentes pressions en incluant l'influence du streaming acoustique correspondant au 13^{ème} mode de résonance $f \approx 140$ kHz. a) $p = 5$ bar et b) $p = 10$ bar.

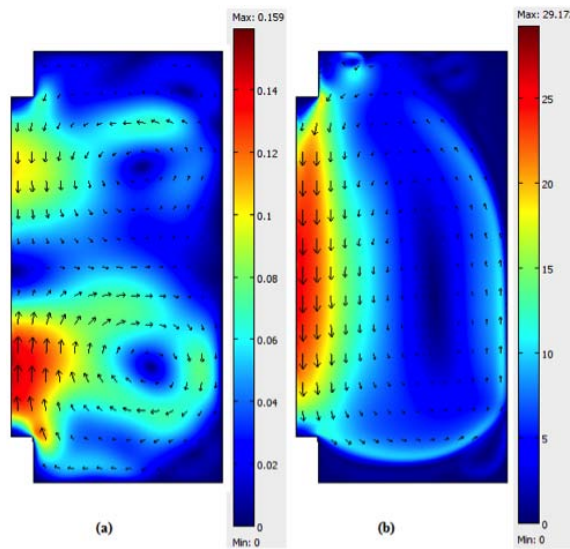


FIGURE 5.10 – Vitesse de convection dans le brûleur pour différentes pressions en incluant l’influence du streaming acoustique correspondant au 22^{ème} mode de résonance $f \approx 203$ kHz. a) $p = 5$ bar et b) $p = 10$ bar.

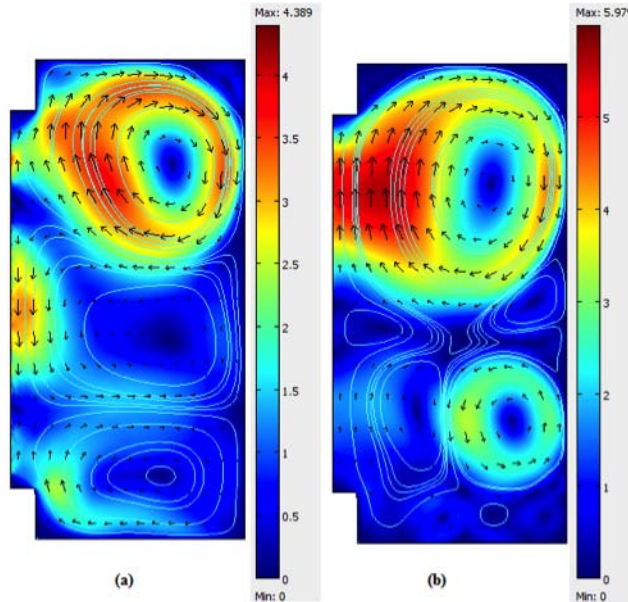


FIGURE 5.11 – Vitesse de convection dans le brûleur pour différentes pressions en incluant l’influence du streaming acoustique correspondant au 28^{ème} mode de résonance $f \approx 240$ kHz. a) $p = 5$ bar et b) $p = 10$ bar.

5.2.2 Influence de la distance inter-électrodes

Dans cette partie, on va étudier l'influence de la distance inter-électrodes sur les résonances acoustiques. On a pris la lampe avec la pression de 5 bar comme référence et on a fait varier la distance inter-électrodes (5.5 mm, 4.5 mm et 3.5 mm). Le profil radial de la température pour les trois distances est présenté sur la figure 5.12 et le profil radial de la vitesse, sur la figure 5.13. On remarque qu'au centre de la décharge, la température est inversement proportionnelle à la distance inter-électrodes et quand on s'éloigne de la colonne positive, la température est proportionnelle à la distance entre les électrodes. Par contre, la vitesse de convection est inversement proportionnelle à la distance inter-électrodes dans son ensemble, hormis au centre de la décharge.

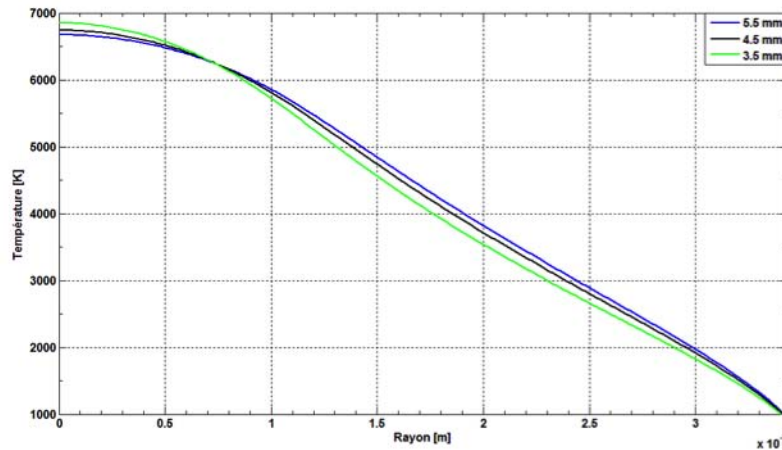


FIGURE 5.12 – Profil radial de la température pour différentes distances inter-électrodes ($p = 5$ bars).

L'amplitude de la pression acoustique en fonction de la fréquence est donnée par la figure 5.14. On remarque que la lampe avec une distance inter-électrodes de 4,5 mm est plus sensible aux résonances acoustiques en ayant les amplitudes les plus grandes par rapport aux autres distances. Néanmoins, cet écart ne se reflète pas par la valeur du terme source qui est rapportée sur le tableau 5.3. En effet, on remarque que la puissance utilisée pour le chauffage de la lampe est presque identique ($\sigma E^2 - U_{rad}$). Cependant, les amplitudes sont moins importantes pour une petite distance inter-électrodes.

En outre, on remarque un léger décalage du spectre de pression vers la gauche quand la distance inter-électrodes diminue. Comme dans le cas de changement de la pression dans le brûleur, ce décalage est dû à la diminution de la vitesse du son comme il est rapporté

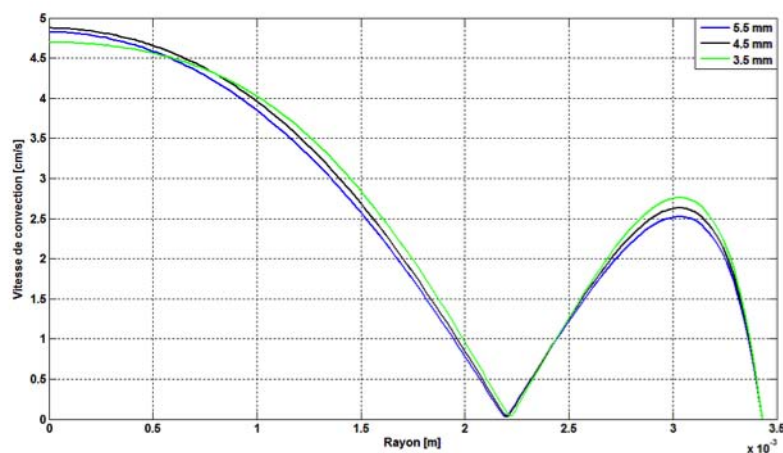


FIGURE 5.13 – Profil radial de la vitesse de convection pour différentes distances inter-électrodes ($p = 5$ bars).

TABLE 5.3 – Les composantes du terme source en Watt pour différentes distances inter-électrodes. P_{ele} : la puissance électrique, P_{rad} : les pertes par rayonnement et P_{con} : les pertes dues à la conduction thermique.

	$P_{ele}[W]$	$P_{rad}[W]$	$P_{con}[W]$
5,5 mm	59,85	19,13	2,70
4,5 mm	54,48	15,75	2,46
3,5 mm	49,23	12,28	2,20

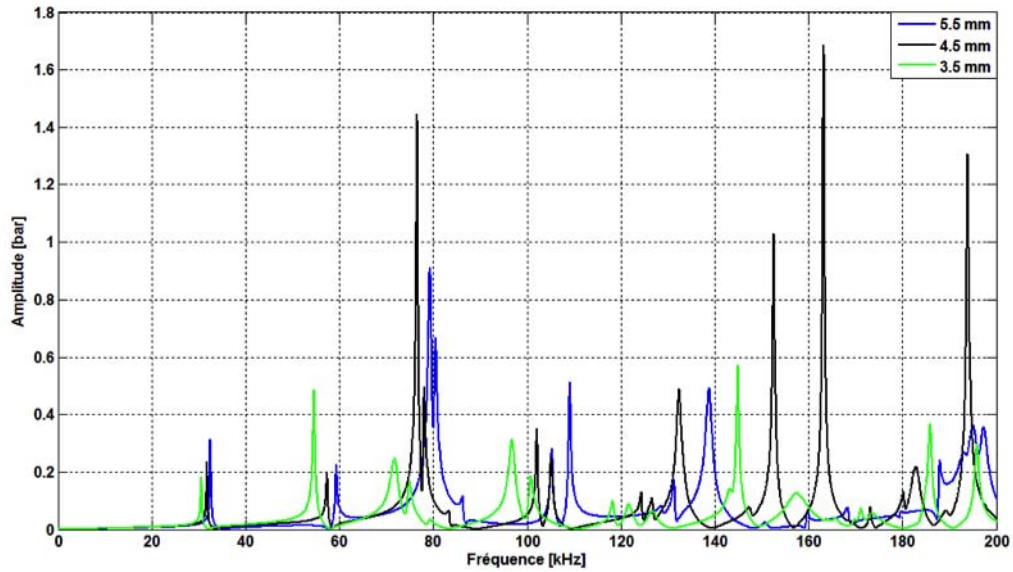


FIGURE 5.14 – Spectre des amplitudes des pressions acoustiques en fonction de la fréquence pour différentes distances inter-électrodes.

sur le tableau 5.4.

TABLE 5.4 – La vitesse moyenne du son pour différentes distances inter-électrodes.

Distance (mm)	5,5	4,5	3,5
\bar{c}_s (m/s)	490	485	474

Les vitesses de convection en présence des instabilités acoustiques pour les différentes distances inter-électrodes sont données par la figure 5.15. La fréquence de résonance correspond au cinquième mode de résonance et une valeur aux alentours de 80 kHz. Si l'allure générale de la vitesse de convection n'est pas très influencée par la distance inter-électrode, son amplitude est fortement dépendante. Passant d'un maximum égal à $5,258 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour une distance de 5,5 mm à $0,71 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour une distance de 3,5 mm.

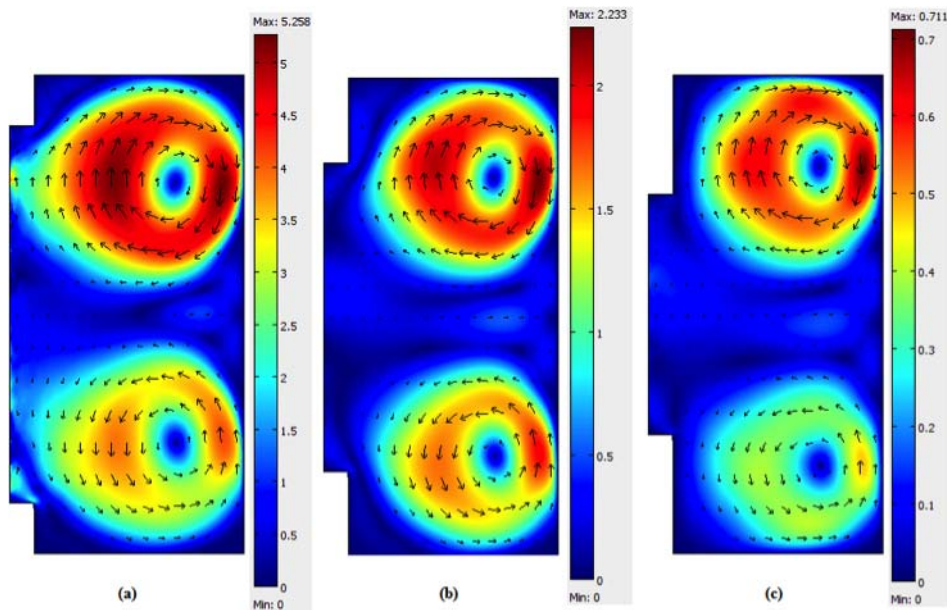


FIGURE 5.15 – Vitesse de convection dans le brûleur pour différentes distances inter-électrodes incluant l’influence du streaming acoustique et correspondant au 5ème mode de résonance et de fréquence $f \approx 80$ kHz. a) $D_e = 5,5$ mm, b) $D_e = 4,5$ mm et c) $D_e = 3,5$ mm.

5.2.3 Influence du rayon

Pour étudier l’influence du rayon du brûleur sur les résonances acoustiques, on a pris trois lampes avec du mercure pur, une pression de 5 bar et des rayons de 3,43mm, 3 mm et 2,5 mm. Le profil de température calculé pour ces trois rayons est donné par la figure 5.16. On remarque que la température est inversement proportionnel au rayon. Par contre, la vitesse de convection, représentée sur la figure 5.17 pour les trois rayons sans les résonances acoustiques, est proportionnelle au rayon, à cause du gradient de température dont elle dépend.

Les amplitudes des pressions acoustiques en fonction de la fréquence sont données par la figure 5.18. On remarque que le fait de diminuer le rayon du brûleur, cause l’augmentation des fréquences de résonance en décalant le spectre des amplitudes vers les hautes fréquences, lequel est causé par l’augmentation de la vitesse du son comme il est rapporté sur le tableau 5.6. Cette figure nous apprend, aussi, que les amplitudes des pressions ne suivent pas un comportement homogène par rapport au rayon, comme dans le cas de la température ou de la vitesse de convection. En effet, malgré que le terme source a presque la même valeur, dans les trois cas étudiés, les amplitudes calculées ne sont pas égales, car dans ce cas, c’est la distribution de la pression qui influence leur valeur au travers de leurs

intégrales utilisées pour calculer les amplitudes.

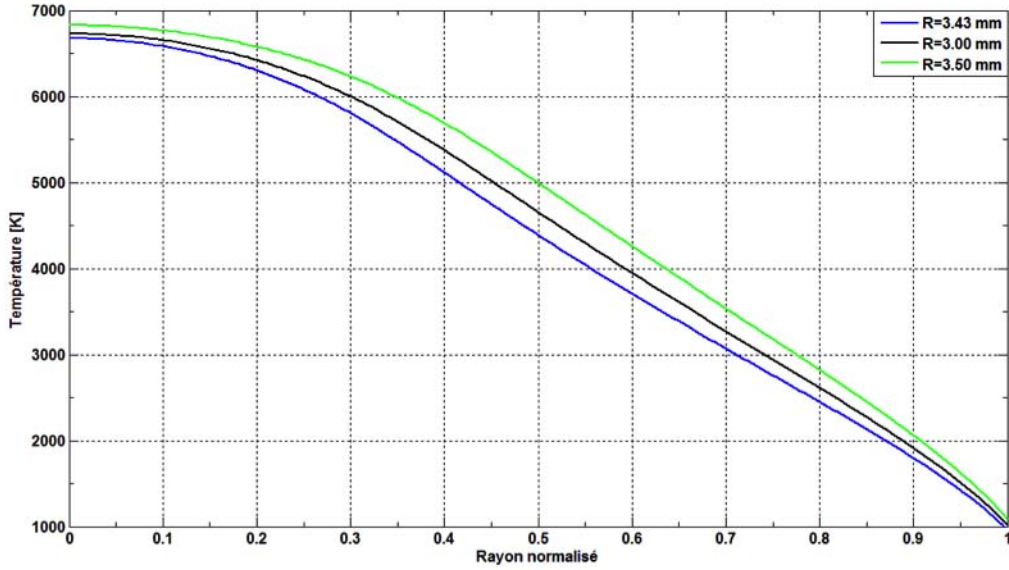


FIGURE 5.16 – Profil radial de la température en fonction du rayon normalisé.

En comparant la distribution de la pression dans le brûleur pour les trois rayons (cf. figure 5.19), on constate que pour le premier mode de résonance, la distribution de la pression est la même. C'est pour cette raison que sur la figure 5.18, l'amplitude de ce mode est la même pour les trois brûleurs. Par contre, pour le troisième mode de résonance la distribution de la pression n'est plus la même, donc quand on l'intègre sur la surface, les valeurs obtenues sont différentes, ce qui nous donne des amplitudes différentes. Par ailleurs, on remarque que les modes acoustiques ne sont pas les mêmes. En effet, hormis les deux premiers modes longitudinaux qui apparaissent en premier dans les trois lampes, l'ordre des autres modes est différent. Par exemple, le premier mode radial, correspond au troisième mode de résonance pour la lampe ayant un rayon de 3,45 mm, au quatrième pour le rayon de 3 mm et au cinquième pour le rayon de 2,5 mm. Si R diminue, la fréquence f_{nm} augmente (cf. eq. 5.6) et le premier mode radial n'apparaît que plus tard.

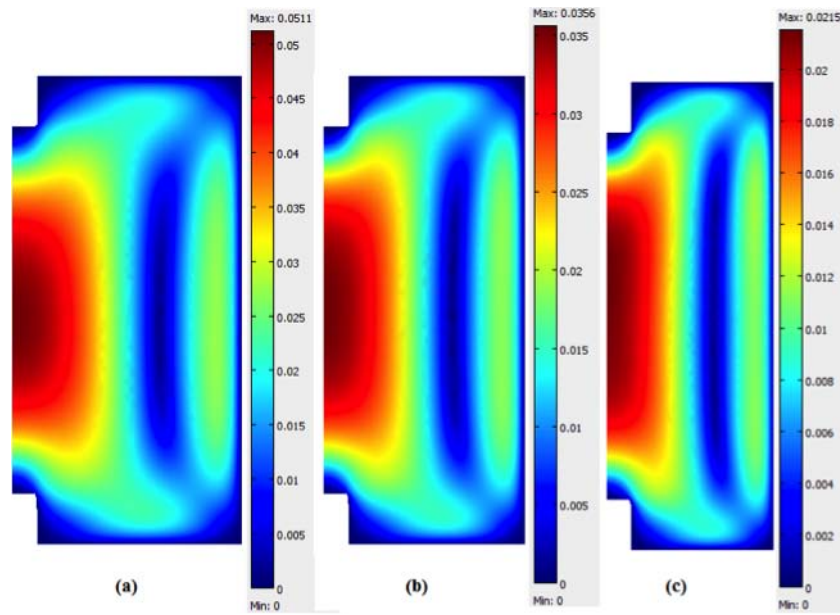


FIGURE 5.17 – Vitesse de convection en l’absence d’instabilité acoustique pour différents rayons du brûleur (a : $R = 3,43\text{mm}$, b : $R = 3\text{ mm}$ et c : $R = 2,5\text{ mm}$).

TABLE 5.5 – Les composantes du terme source en Watt pour différentes rayons du brûleur. P_{ele} : chauffage par effet joule, P_{rad} : les pertes par rayonnement et P_{con} : les pertes dues à la conduction thermique.

	$P_{ele}[W]$	$P_{rad}[W]$	$P_{con}[W]$
3,43 mm	60	19	2,69
3,00 mm	61	19	2,68
2,50 mm	61	19	2,68

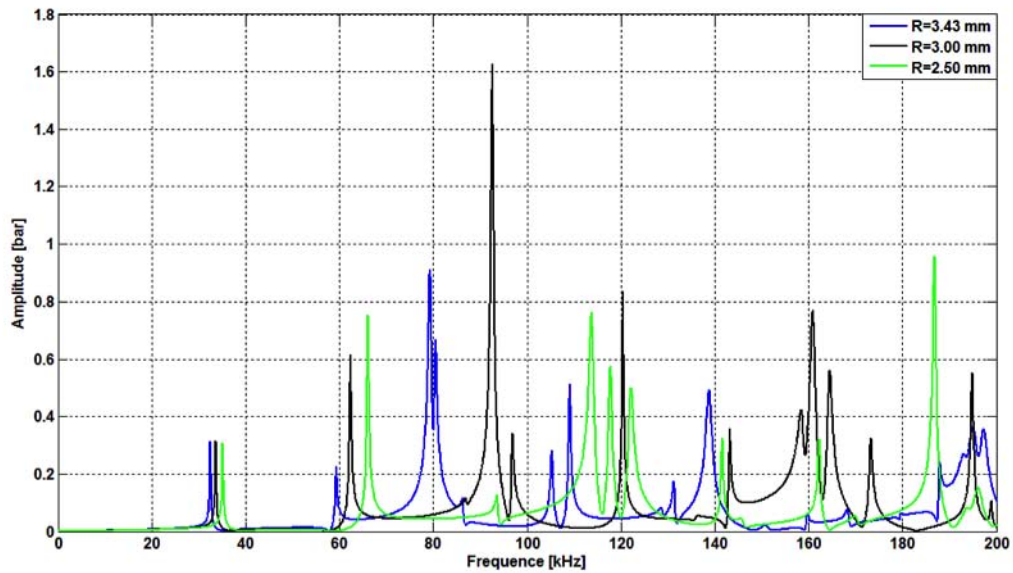


FIGURE 5.18 – Spectre des amplitudes des pressions acoustiques en fonction de la fréquence pour différents rayons du brûleur.

TABLE 5.6 – La vitesse moyenne du son pour différents rayons du brûleur.

Rayon (mm)	3,43	3,00	2,5
\bar{c}_s (m/s)	490	502	517

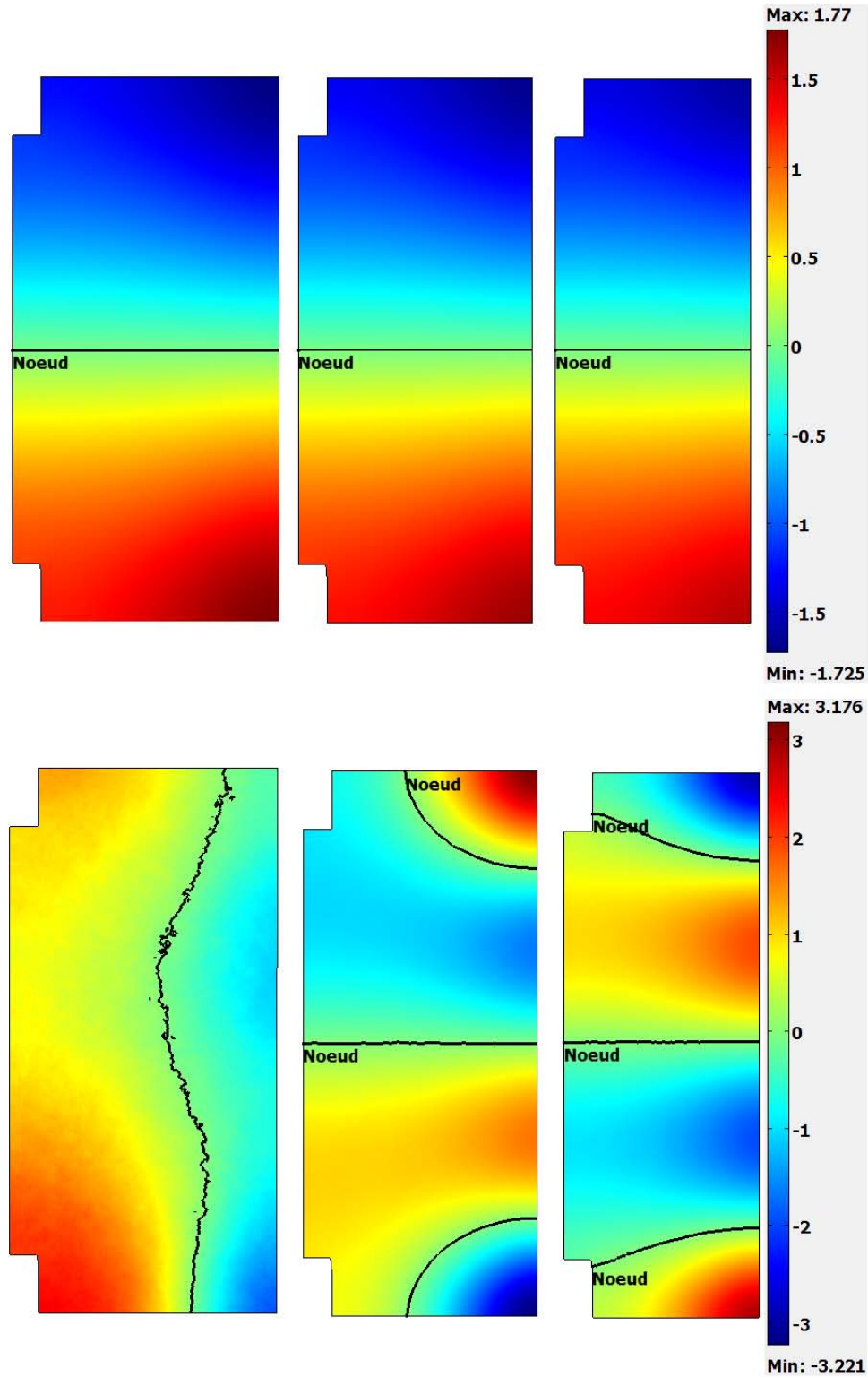


FIGURE 5.19 – Distribution de la pression acoustique dans le brûleur dans le cas du premier mode de résonance (haut) et de troisième mode (bas). Les traits noirs correspondent aux nœuds ($p=0$). (a) $R = 3,43$ mm, (b) $R = 3$ mm et (c) $R = 2,5$ mm.

5.3 Lampe sodium

Pour étudier les résonances acoustiques dans les lampes à décharge haute pression à vapeur de sodium, on a modélisé une lampe de 400W ayant les caractéristiques suivantes :

- Courant : 4,6 A,
- Rayon : 0,4 cm,
- Longueur : 10,2 cm,
- Distance inter-électrodes : 8,2 cm.

Par ailleurs, pour voir l'influence du gaz tampon (Hg) et du gaz d'amorçage (Xe) sur les instabilités acoustiques, on a pris quatre mélanges, en gardant la pression partielle de sodium constante et égale à $p_{Na} = 0,1$ bar.

- Lampe 1 : $p_{Hg} = 0,8bar$ et $p_{Xe} = 0,2bar$, qui sont les proportions utilisées dans la lampe commerciale étudiée,
- Lampe 2 : $p_{Hg} = 0,6bar$ et $p_{Xe} = 0,4bar$,
- Lampe 3 : $p_{Hg} = 1bar$ et $p_{Xe} = 0bar$,
- Lampe 4 : $p_{Hg} = 0bar$ et $p_{Xe} = 1bar$.

La distribution de la température calculée pour ces quatre lampes est donnée par la figure 5.20 et son profil radial par la figure 5.21. On remarque que la température est inversement proportionnelle à la pression partielle du xénon. En effet, lorsque la proportion de xénon présent dans la lampe augmente, la température baisse. Comme la section efficace de transport de quantité de mouvement de xénon est inférieure à celle de mercure, la mobilité électronique dans la décharge baisse (donc la conductivité électrique) en augmentant la proportion de mercure (ou en abaissant celle de xénon) et le champ électrique augmente (la puissance électrique injectée). Autrement dit, l'augmentation de la proportion de xénon dans la lampe fait chuter la tension de l'arc électrique et diminue sa température.

La figure 5.23 montre la distribution de la vitesse de convection dans le brûleur et la figure 5.24 sa composante axiale. Contrairement à la température, la vitesse est proportionnelle à la proportion de xénon. En effet, comme la viscosité diminue, en augmentant la pression partielle de xénon, la vitesse diminue.

Le spectre des amplitudes acoustiques calculé pour ces quatre lampes est donné par la figure 5.26. On remarque que les amplitudes sont plus importantes pour la lampe qui ne contient pas de xénon. En effet, comme la viscosité est plus importante dans cette lampe, le facteur de qualité qui lui est associé est plus important. Par ailleurs, ces modes de résonances correspondent à des modes longitudinaux. Comme le rayon de la lampe est très petit par rapport à sa longueur, les modes azimutaux et radiaux apparaissent à des fréquences plus importantes (vers 80 kHz pour le premier mode azimutal).

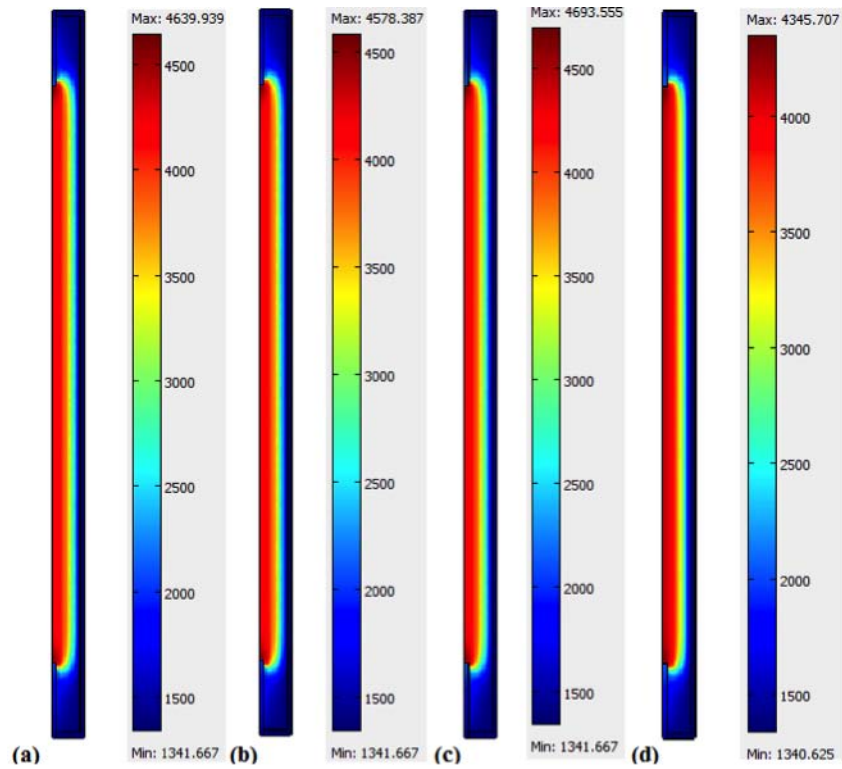


FIGURE 5.20 – Distribution de la température dans le brûleur de la lampe sodium. (a) lampe 1, (b) lampe 2, (c) lampe 3 et (d) lampe 4.

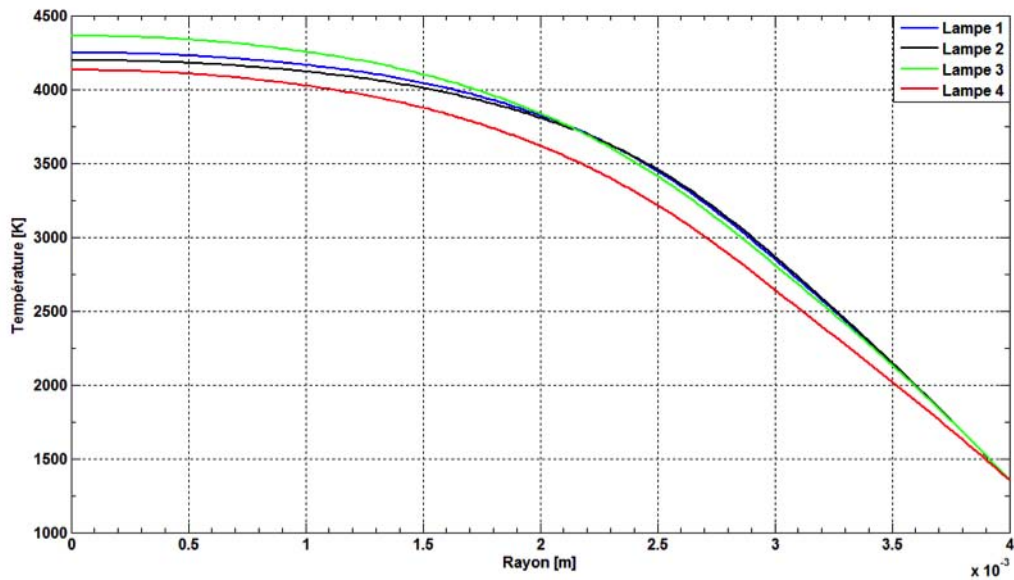


FIGURE 5.21 – Profil radial de la température dans le brûleur de la lampe sodium.

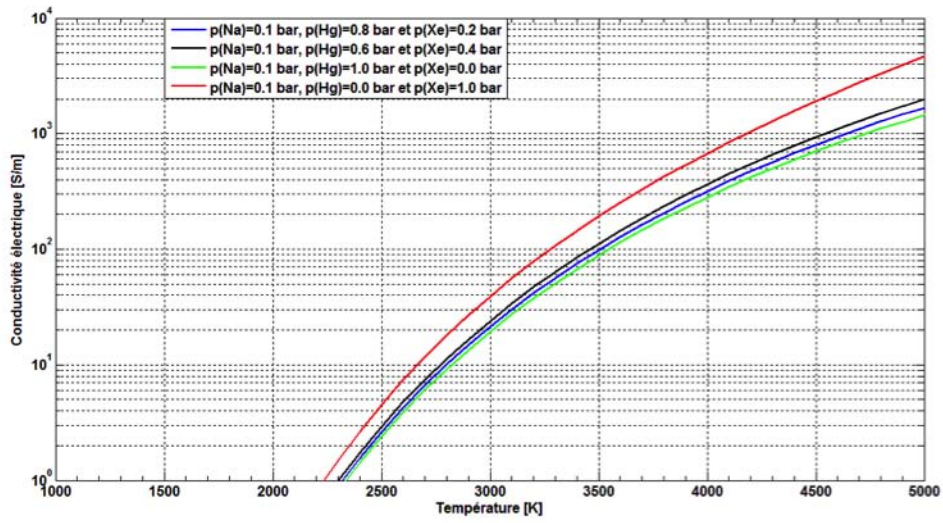


FIGURE 5.22 – Conductivité électrique en fonction de la température.

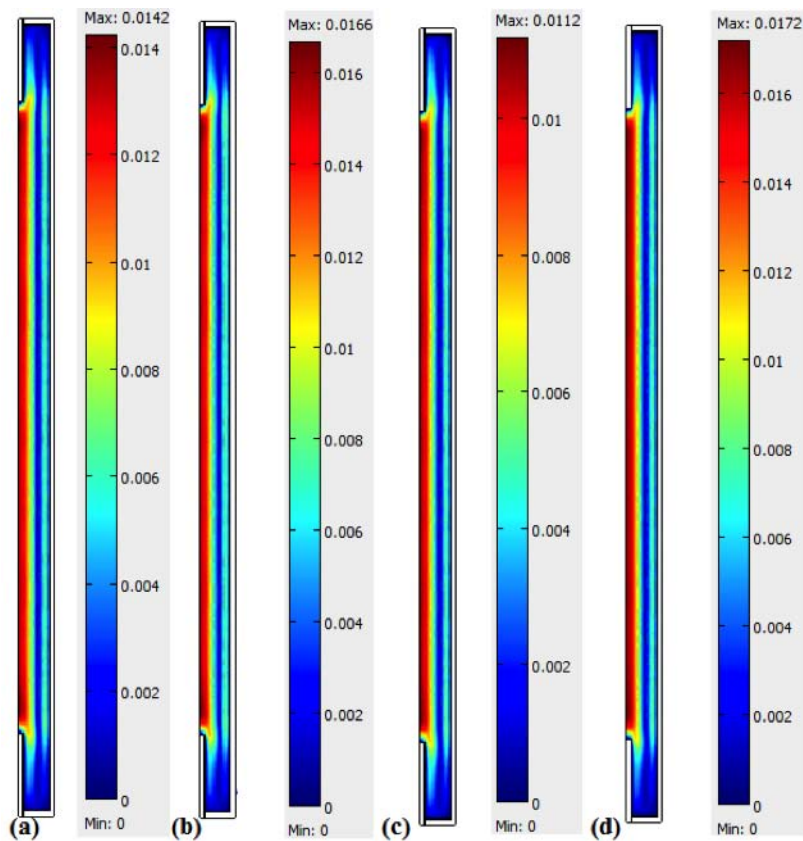


FIGURE 5.23 – Distribution de vitesse de convection (a) lampe 1, (b) lampe 2, (c) lampe 3 et (d) lampe 4.

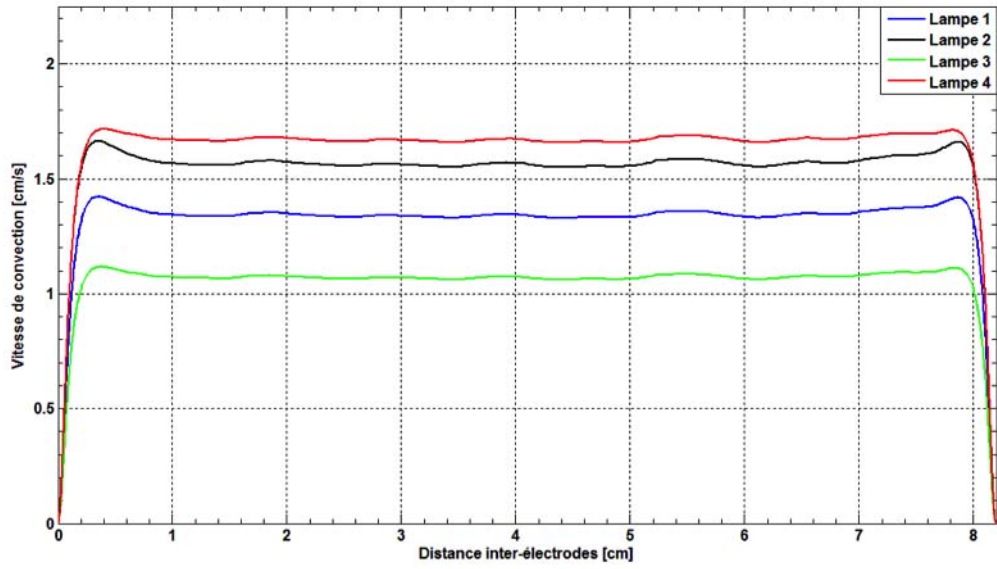


FIGURE 5.24 – Vitesse de convection entre les électrodes (axiale). (a) lampe 1, (b) lampe 2, (c) lampe 3 et (d) lampe 4.

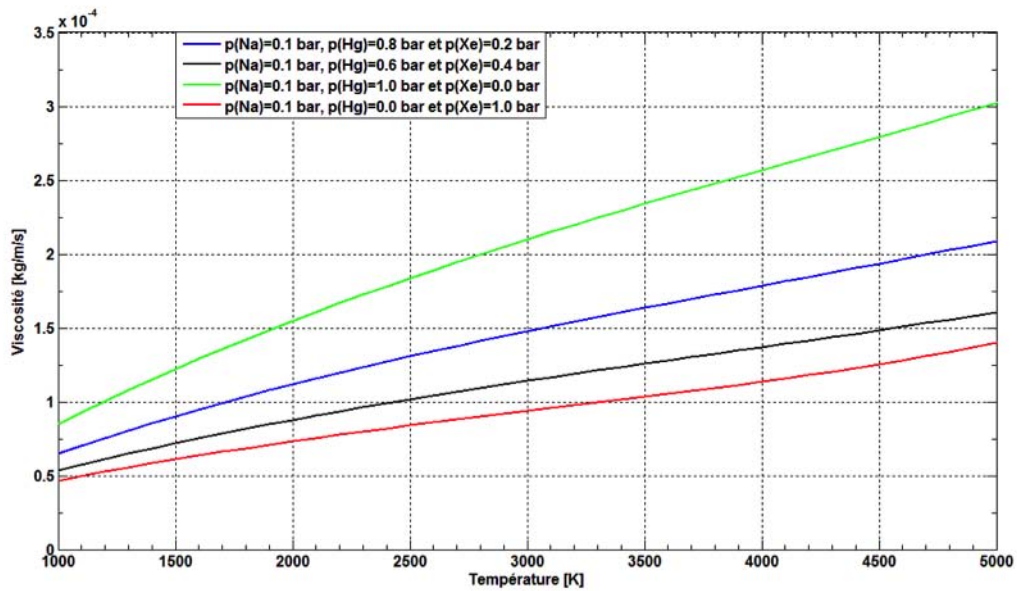


FIGURE 5.25 – La viscosité en fonction de la température.

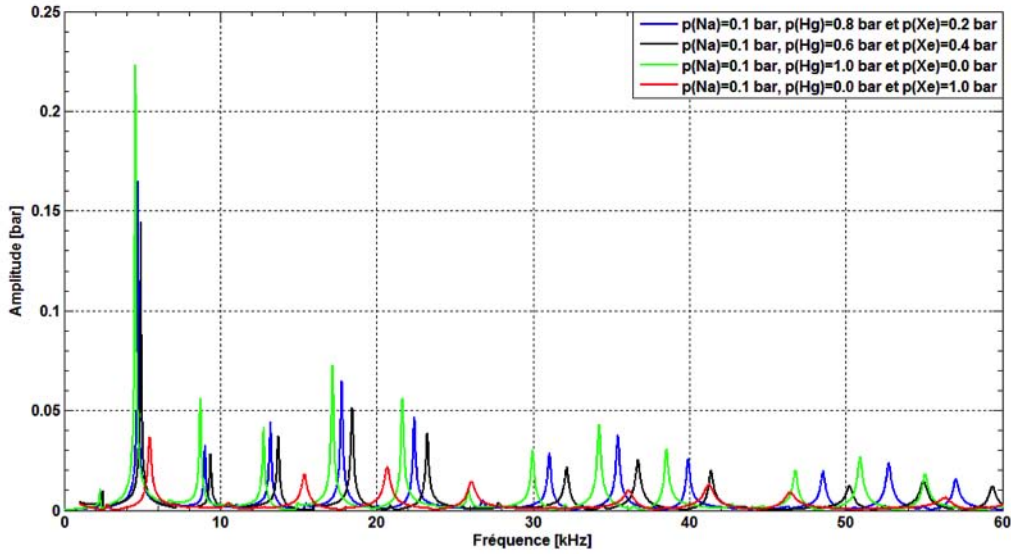


FIGURE 5.26 – Spectre des amplitudes acoustiques en fonction de la fréquence.

En isolant le spectre de lampe de la figure 5.26 de la même façon que sur la figure 5.27, on remarque que les modes longitudinaux pairs ont des amplitudes négligeables. D'ailleurs, Epron, dans son étude sur les résonances acoustiques dans les lampes sodium, avait remarqué que les fréquences auxquelles les instabilités acoustiques, apparaissaient, correspondaient aux modes longitudinaux pairs. La raison pour laquelle il n'y a que les modes pairs qui sont excités, est due au fait que l'intégrale de la pression utilisée pour le calcul du facteur de qualité est plus importante pour ces modes comme il est montré sur la figure 5.28.

La vitesse de convection calculée en incluant l'influence des résonances acoustiques, est donnée par la figure 5.29. On remarque que l'ordre de grandeur de la vitesse passe de l'ordre du cm/s, sans résonance, au m/s pour les lampes avec du mercure à cause de sa viscosité importante. Par contre, dans la lampe 4, qui ne contient pas de mercure, la vitesse est « seulement multipliée par 20 » mais avec l'apparition de plusieurs flux de vitesse.

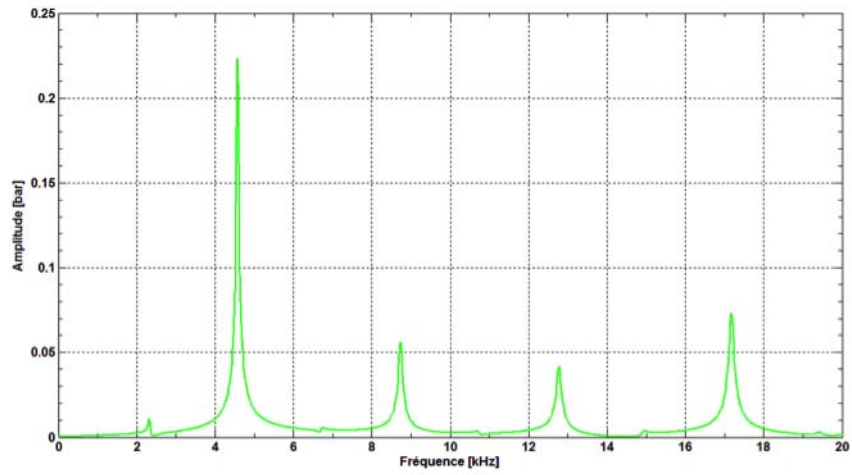


FIGURE 5.27 – Spectre des amplitudes acoustiques en fonction de la fréquence pour la lampe 3.

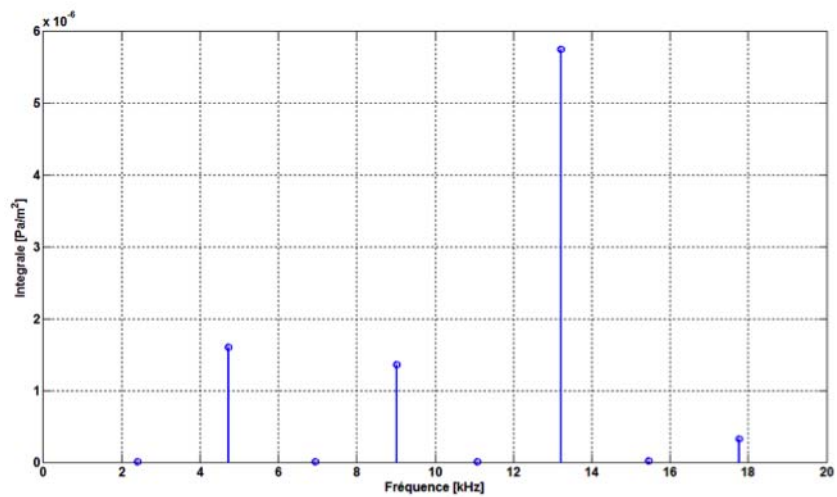


FIGURE 5.28 – Intégrale de la pression acoustique, en amplitude relative, en fonction de la fréquence pour la lampe 1.

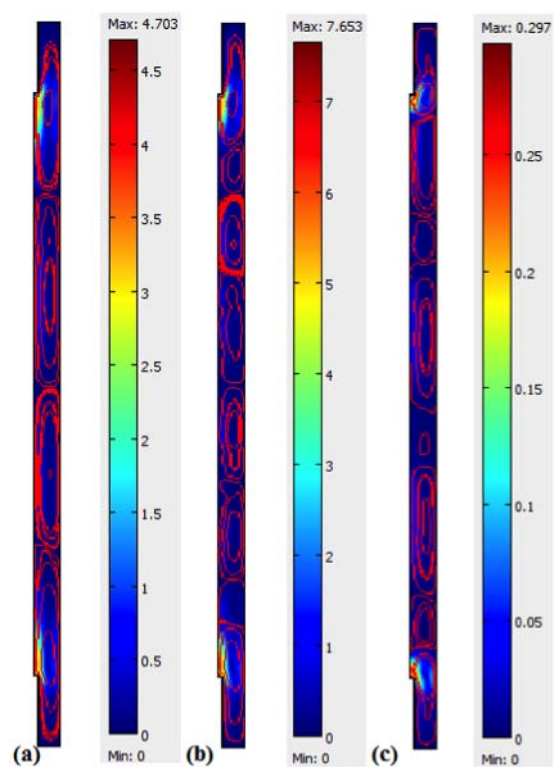


FIGURE 5.29 – Vitesse de convection, en incluant le streaming acoustique correspondant au 4ème mode de résonance, dans a) lampe 2, b) lampe 3 et c) lampe 4.

5.4 Résolution en temps

Dans la partie précédente, la résolution des équations, régissant le modèle, a été faite dans le domaine stationnaire. Pour voir le comportement de la décharge électrique en fonction du temps, on se propose de résoudre le modèle dans le domaine temporelle. Ainsi, les équations 4.1 (conservation de l'énergie) et 4.8 (conservation de la quantité de mouvement) deviennent :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \vec{u} \vec{\nabla} T = \sigma \vec{E}^2 - \nabla(k \vec{\nabla} T) - U_{rad} \quad (5.7)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho(\vec{u} \vec{\nabla}) \vec{u} = \nabla(-p + \eta \vec{\nabla} \vec{u}) + \vec{F} \quad (5.8)$$

Quant à l'équation de continuité du courant (équation 4.14), elle reste inchangée.

$$\nabla(-\sigma \vec{\nabla} V) = 0 \quad (5.9)$$

L'équation de propagation de l'onde acoustique, sans le terme d'amortissement et le terme source et en fonction de temps, s'écrit alors :

$$\Delta p - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (5.10)$$

La solution de cette équation pour un brûleur cylindrique est donnée par l'équation suivante :

$$p(t) = P_A J_n \left(\frac{\omega_{nm}}{c_s} r \right) \cos(n\varphi) \cos\left(\frac{\omega_l}{c_s} z\right) e^{-\omega_{nml} t} \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p \quad (5.12)$$

Où :

P_A : représente l'amplitude de la pression acoustique calculée précédemment,

J_n : la fonction de Bessel d'ordre n et de première espèce,

c_s : la vitesse du son,

ω_{nm} , ω_l et ω_{nml} : sont, respectivement, les pulsations de résonance transverse, longitudinal et globale qui se calculent comme suit :

$$\omega_{nml} = \sqrt{\omega_{nm}^2 + \omega_l^2} \quad (5.13)$$

Avec :

$$\omega_l = 2\pi f_l \text{ et } \omega_{nm} = 2\pi f_{nm}$$

u : la vitesse acoustique.

En remplaçant ω_l , ω_{nm} et ω_{nml} par leurs formes analytiques, la pression acoustique est réécrite comme suit :

$$p(t) = P_A J_n \left(\frac{a_{nm}}{R} r \right) \cos(n\varphi) \cos\left(\frac{\pi l}{L} z\right) \cos(\omega_{nml} t) \quad (5.14)$$

Pour une onde de pression longitudinale :

$$p(t) = P_A \cos\left(\frac{\pi l}{L} z\right) \cos(\omega_l t) \quad (5.15)$$

Et sa vitesse de propagation est

$$u(t) = \frac{P_A}{\rho c_s} \sin\left(\frac{\pi l}{L} z\right) \sin(\omega_l t) \quad (5.16)$$

La force due à l'acoustique streaming dans le cas d'une onde de pression longitudinale se met sous la forme suivante :

$$F_z = -\frac{\partial \overline{\rho u_z^2}}{\partial z} \quad (5.17)$$

Le terme $\overline{\rho u_z^2}$ s'écrit, en négligeant la variation temporelle de ρ , comme suit :

$$\overline{\rho u_z^2} = \left(\sqrt{\frac{\rho}{2}} \frac{P_A}{\rho c_s} \sin\left(\frac{\pi l}{L} z\right) \right)^2 \quad (5.18)$$

Les conditions aux limites utilisées pour résoudre ces équations dans le domaine temporel sont les mêmes que dans le cas du domaine stationnaire. Par contre, comme valeur initiale de la température, on a pris la solution calculée en stationnaire. La figure 5.30 montre les étapes suivies pour la réalisation du modèle. La lampe utilisée est celle qui ne contient que du mercure à une pression de 5 bars.

La température calculée pour une fréquence du courant électrique correspondant au premier mode de résonance (mode longitudinal et $f=32$ kHz) ainsi que son profil radial sont données, respectivement, par les figures 5.31 et 5.32. On peut remarquer deux phénomènes. Le premier concerne la contraction de la décharge électrique causée par les flux de vitesse de convection générés par le streaming acoustique. Le second, est lié à la baisse

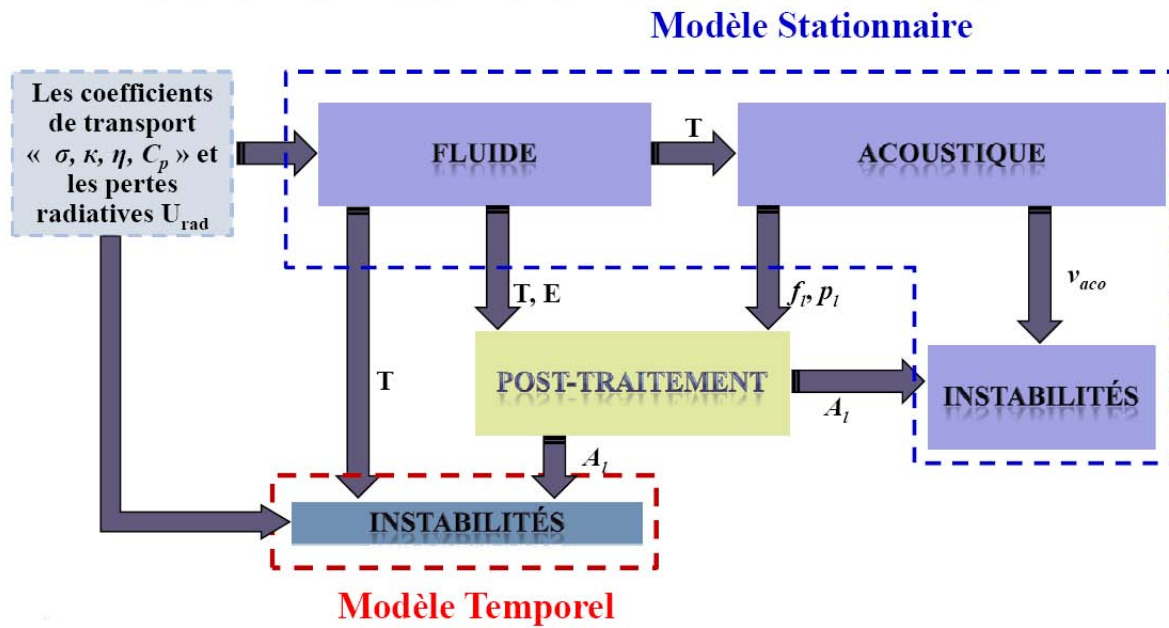


FIGURE 5.30 – Schéma du modèle temporel.

de la température dans la colonne positive, puis son augmentation. Quant à la vitesse de convection, représentée par la figure 5.33, elle augmente en fonction du temps, passant de $4,8 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$ pour $t=0$ à 1 m/s pour $t=130T$. Cependant, le régime permanent n'a pas pu être atteint à cause de l'amplitude grandissante de cette vitesse qui cause la divergence du modèle.

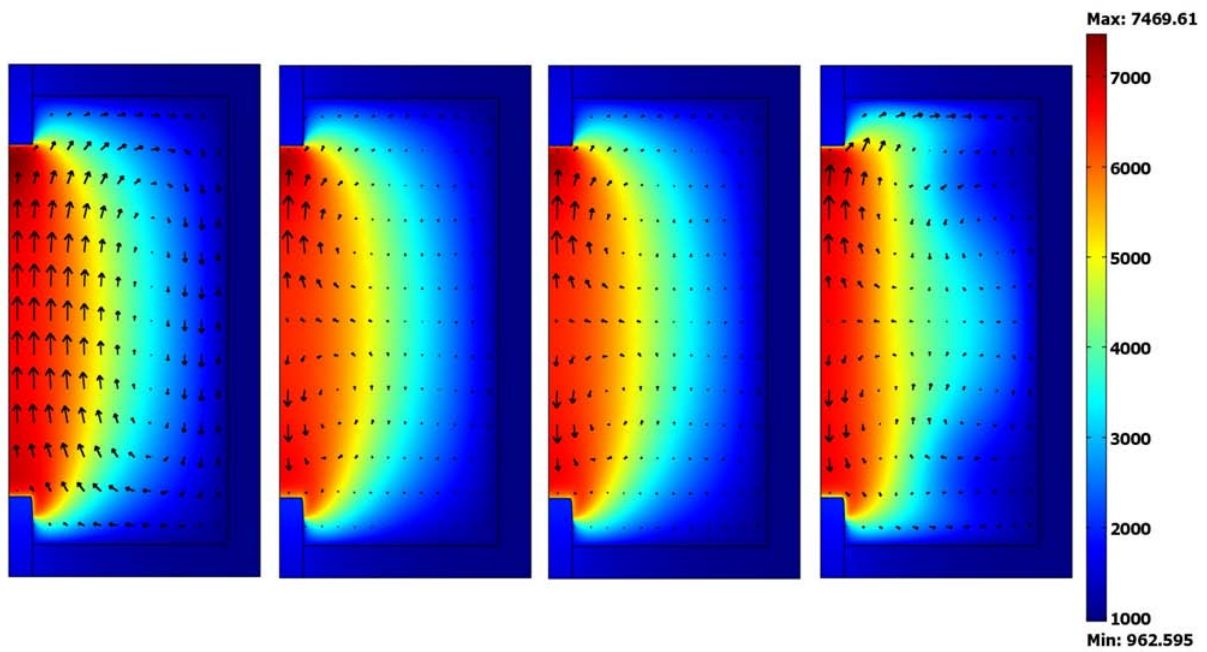


FIGURE 5.31 – Distribution de la température dans le brûleur à différents instants. $T = 3,078 \cdot 10^{-5} s$ (elle représente la période).

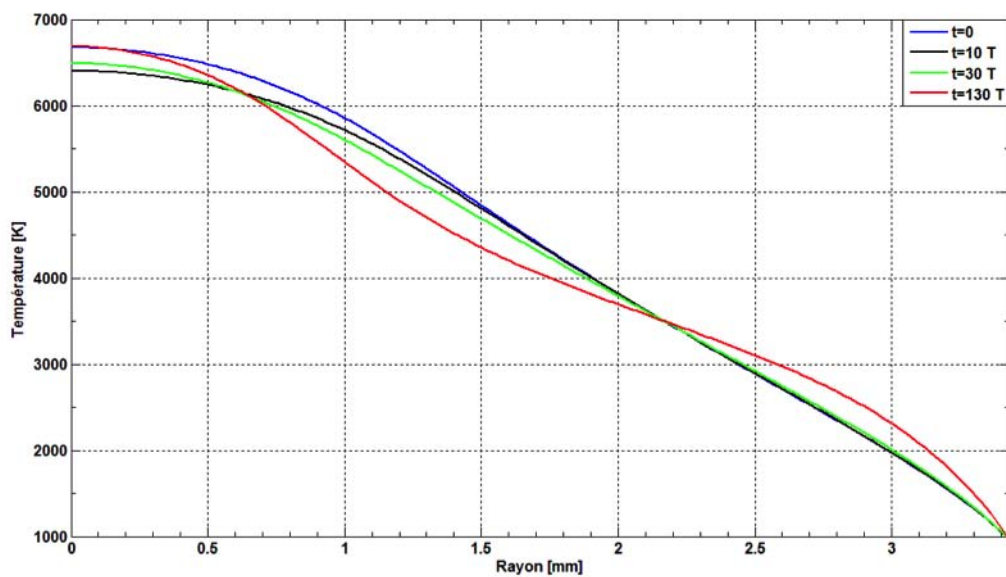


FIGURE 5.32 – le profil radial de la température dans le brûleur à différents instants. $T = 3,078 \cdot 10^{-5} s$ (elle représente la période).

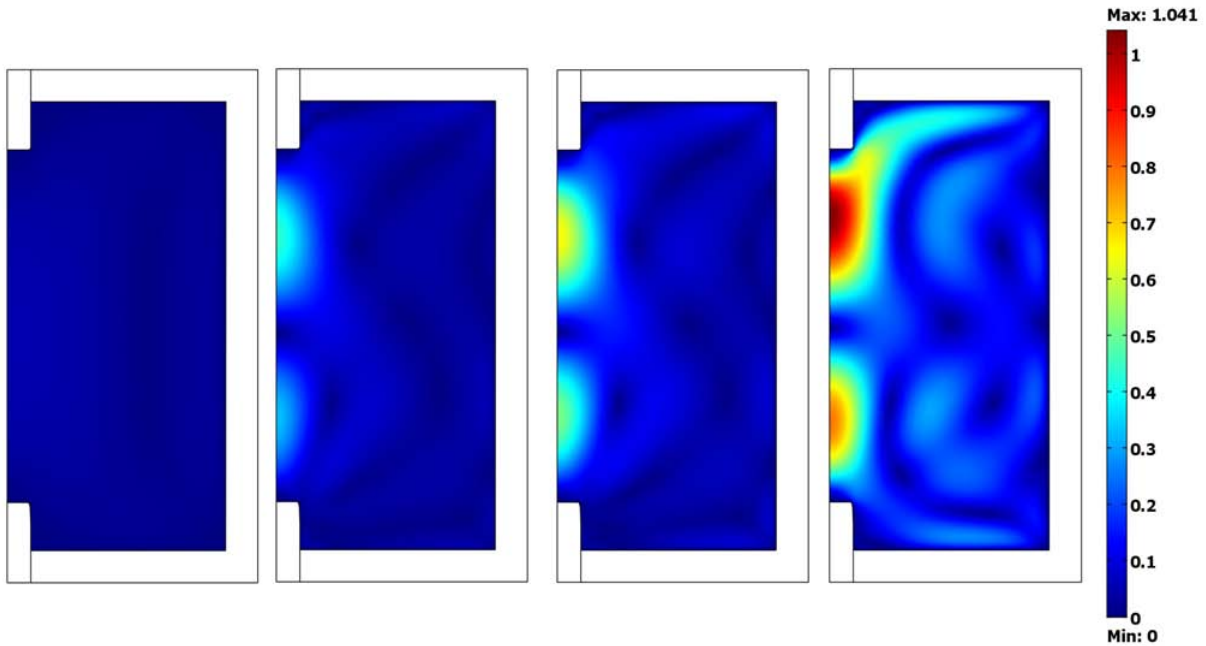


FIGURE 5.33 – Distribution de la vitesse de convection dans le brûleur à différents instants. $T = 3,078 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ (elle représente la période).

5.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation des résultats obtenus à l'aide de notre modèle, résolu en stationnaire, en étudiant l'influence des différents paramètres de la lampe.

La validation : cette partie a été consacrée à la validation des calculs. On a pu voir que, malgré les nombreuses hypothèses et simplifications qui ont été faites pour réaliser ce modèle d'une lampe à décharge haute pression, les résultats obtenus sont en accord avec les données expérimentales,

La pression : on a étudié l'influence de la pression sur les résonances acoustiques pour une lampe à base de mercure pur et pour trois pressions (5 bars, 10 bars et 15 bars). On a pu voir que les amplitudes des résonances acoustiques, donc des instabilités acoustiques, étaient plus importantes pour les hautes pressions,

La distance inter-électrode : on a fait varier la distance inter-électrodes (5,5 mm, 4,5 mm et 3,5 mm) et on a pu voir que les amplitudes des résonances acoustiques étaient moins importantes pour les grandes distances,

Le rayon : pour voir l'influence du rayon sur les amplitudes acoustiques, on a modélisé

trois lampes ayant des rayons de 3,43 mm, 3 mm et 2,5 mm. Les résultats obtenus, nous ont permis de voir que les résonances acoustiques sont plus facilement excitées pour les petits rayons,

La lampe sodium : cette partie avait pour but de voir l'influence que pouvaient avoir les coefficients de transport sur les amplitudes acoustiques et la forme du brûleur. Ainsi, on a pu constater que les amplitudes acoustiques étaient fortement liées à la viscosité du gaz. En effet, les instabilités acoustiques sont proportionnelles à celle-ci. Par ailleurs, on a vu que lorsque la longueur du brûleur est plus importante que son rayon, il n'y a que les modes longitudinaux qui apparaissent, et particulièrement les modes longitudinaux pairs qui causent les instabilités acoustiques,

Le modèle temporel : on a résolu le système d'équations du modèle dans le domaine temporel. Pour diminuer le temps de calcul et la mémoire utilisée, on a simplifié l'équation de propagation de l'onde acoustique et on l'a résolu uniquement pour le premier mode longitudinal.

Conclusion générale

Cette thèse a pour but d'améliorer la compréhension physique de l'interaction des ondes de pressions stationnaires générées dans les lampes à décharges haute pression lorsqu'elles sont alimentées en haute fréquence, et la décharge électrique. Pour cela, on a eu recours à un modèle numérique d'une lampe à décharge incluant l'influence des résonances acoustiques sur le comportement de la décharge électrique.

Grâce aux résultats issus de ce modèle, maintenant nous sommes en mesure de répondre à la question qu'on s'est posé au début de cette thèse : Comment l'onde de pression stationnaire générée dans le brûleur entre en interaction avec la décharge électrique ?

En effet, ceci a été rendue possible car le modèle ne néglige pas la non-linéarité des résonances acoustiques comme dans les précédentes études menées sur ce sujet. Autrement dit, l'introduction du streaming acoustique, qui est un phénomène non-linéaire généré par les résonances acoustiques, nous a permis de comprendre et de mieux appréhender le mode de génération des instabilités dans les lampes à décharge alimentées à haute fréquence. Ainsi, on a pu voir qu'à cause de la force générée par le streaming acoustique, des flux de vitesse apparaissent, ayant des amplitudes plus importantes que les vitesses de convection naturelles, et entrent en interaction avec la décharge électrique.

Le modèle reste, néanmoins, perfectible et doit être complété en s'affranchissant de certaines hypothèses utilisées dans nos calculs et qui sont :

- La symétrie de révolution : cette hypothèse reste valable dans le cas où on souhaite seulement calculer la distribution de la température dans le brûleur. Par contre, dans le cas où les instabilités acoustiques sont prises en compte, cette symétrie n'est plus valable, car elles sont la cause du déplacement de la décharge électrique. Ce qui induit une nouvelle contrainte : la modélisation doit être réalisée en trois dimensions pour tenir compte de la non-symétrie causée par le déplacement de l'arc électrique,
- La résolution en temps : dans nos calculs en temporel, nous avons simplifié les équations au maximum pour pouvoir résoudre le modèle en des temps modérés et nous avons, donc, utilisé les amplitudes de pressions acoustiques calculées en stationnaire. Le cas idéal consisterait à résoudre tout le système d'équation en temporel.

Nous n'avons pas pu nous affranchir de ces restrictions de travail pour des raisons de temps et de puissance de calcul. Ceci présente l'intérêt d'avoir obtenu un modèle fiable et fonctionnel capable de donner des résultats utilisables et ce pour des durées de traitement raisonnables sur du matériel grand public.

Bibliographie

- [1] S. Epron. *Étude et effets des oscillations acoustiques dans les lampes à décharge haute pression*. Thèse, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1999.
- [2] L. Chhun. *Modes d'alimentation et de Commande des lampes sodium haute pression en vue d'éviter les résonances acoustiques*. Thèse, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2010.
- [3] W. Elenbaas. *The high pressure mercury vapour discharge*. North-Holland Pub. Comp., 1951.
- [4] J. A.J.M. Van Vliet and J. J. De Groot. High-pressure sodium discharge lamps. *IEE Proceedings A*, 128(6) :415–441, 1981.
- [5] J. J De Groot and J. A. J. M Van Vliet. *High-pressure sodium lamps*. Philips Technical Library, 1981.
- [6] W.M. Keeffe. Recent progress in metal halide discharge-lamp research. *IEE Proceedings A*, 127(3) :181–189, 1980.
- [7] A. G. Jack and M. Koedam. Energy balances for some high pressure gas discharge lamps. *Jour. Illum. Eng. Soc.*, 3 :323–329, 1974.
- [8] M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender. *Thermal plasmas : fundamentals and applications*. Plenus Press, New York, 1994.
- [9] H. R. Griem. *Spectral line broadening by plasmas*. New York Press, 1974.
- [10] J.H. Waszink. A non-equilibrium calculation on an optically thick sodium discharge. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 6(8), 1973.
- [11] J. N. Butler and R. S. Brokaw. Thermal conductivity of gas mixtures in chemical equilibrium. *J. Chem. Phys.*, 26(6) :1636–1643, 1957.
- [12] R. S. Devoto. Transport properties of ionized monatomic gases. *Physics of Fluids*, 9(6), 1966.
- [13] R. S. Devoto. Transport coefficients of ionized argon. *Physics of Fluids*, 16(5) :616, 1973.

- [14] C. Muckenfuss and C. F. Curtiss. Kinetic theory of nonspherical molecules. *J. Chem. Phys.*, 29(6) :1257, 1958.
- [15] J.O. Hirschfelder, C.F. Curtis, and R.B. Bird. *Molecular theory of gases and liquids*. Wiley, New York, 1964.
- [16] J. T. Vanderslice, S. Weissman, E. A. Mason, and R. J. Fallon. High temperature transport properties of dissociating hydrogen. *Physics of Fluids*, 5(2), 1962.
- [17] R. S. Deveto. Simplified expressions for the transport properties of ionized monatomic gases. *The Physics of Fluids*, 10(10) :2105–2112, 1967.
- [18] J. J Lowke. Predictions of arc temperature profiles using approximate emission coefficients for radiation losses. *J. Quan. Spec. Rad. Tran.*, 14(2) :111–122, 1974.
- [19] H. W. Drawin and F. Emard. Optical escape factors for bound-bound and free-bound radiation from plasmas. i. constant source function. *Bei. Plas.*, 13 :143–168, 1973.
- [20] R. S. Deveto. Transport coefficients of partially ionized argon. *The Physics of Fluids*, 10(2) :354–364, 1967.
- [21] R. L. Liboff. Transport coefficients determined using the shielded coulomb potential. *Physics of Fluids*, 2(40), 1959.
- [22] T. Kihara, M. H. Taylor, and J. O. Hirschfelder. Transport properties for gases assuming inverse power intermolecular potentials. *The Physics of Fluids*, 3(5) :715–721, 1960.
- [23] E. A. Mason and J. T. Vanderslice. Transport properties of high-Temperature multicomponent gas mixtures. *The Physics of Fluids*, 2(6) :688–694, 1959.
- [24] D. Rapp and W. E. Francis. Charge exchange between gaseous ions and atoms. *Journal of Chemical Physics*, 37(11), 1962.
- [25] Y. Nakamura and J. Lucas. Electron drift velocity and momentum cross section in mercury, sodium and thallium vapours : II. Theoretical. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 11 :337–345, 1978.
- [26] M. Suzuki, T. Taniguchi, N. Yoshimura, and H Tagashira. Momentum transfer cross section of xenon deduced from electron drift velocity data. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 25 :50–56, 1992.
- [27] W. Hogervorst. Transport and equilibrium properties of simple gases and forces between like and unlike atoms. *Physica*, 51(1) :77–89, 1971.
- [28] N. B. Vargaftik and A. A. Voshchinin. Experimental study of the thermal conductivity of sodium and potassium as vapors. *High Temp.*, 5(5) :715–722, 1967.
- [29] R. G. Forbes. Atomic polarisability values in the si system. *Surface Science*, 64 :367–371, 1977.

- [30] W. D. Hall and J. C. Zorn. Measurement of alkali-metal polarizabilities by deflection of a velocity-selected atomic beam. *Physical Review A*, 10(4) :1141–1144, 1974.
- [31] G. A. Trestman and O. Sylvania. Minimizing cost of HID lamp electronic ballast. In *IECON 02, IEEE*, pages 1214–1218, 2002.
- [32] H. L. Witting. Acoustic resonances in cylindrical high-pressure arc discharges. *J. Appl. Phys.*, 49(5) :2680, 1978.
- [33] G. A. Galechyan. Acoustic waves in plasma. *Physics-Uspekhi*, 38(12) :1309–1330, 1995.
- [34] J. C. Anton, C. Blanco, F. Ferrero, J. C. Viera, and G. Zissis. Measurement system for characterization of high intensity discharge lamps (HID) operating at high frequency. In *IMTC 03, IEEE*, pages 1359–1363, 2003.
- [35] W. W. Stoffels, A. H. Baede, J. J. van der Mullen, M. Haverlag, and G. Zissis. Definition of a high intensity metal halide discharge reference lamp. *Meas. Sci. Technol.*, 17(11) :N67–N70, 2006.
- [36] M. L. Beks, A. Hartgers, and J. J. A. M. Van Der Mullen. Demixing in a metal halide lamp, results from modelling. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 39(20) :4407–4416, 2006.
- [37] S. Peters, M. Kettlitz, H. Schneidenbach, M. Wendt, and A. Kloss. Dimming characteristics of Metal-Halide plasma lamps. *IEEE*, 36(4) :1178–1179, 2008.
- [38] F. Afshar. The theory of acoustic resonance and acoustic instability in HID lamps. *Leukos*, 5(1) :27–38, 2008.
- [39] J. Correa, M. Ponce, M. Arau, J. Sanchez, and E. Rodriguez. Evaluation of close loop digital control based in a microcontroller and used to eliminate acoustic resonances in HID lamps. In *PESC, IEEE*, pages 401–405, 2004.
- [40] M. W. Fellows. A study of the high intensity discharge lamp-electronic ballast interface. In *IAS, IEEE*, volume 2, pages 1043–1048, 2003.
- [41] J. García, J. Cardesín, M. Alonso, J. Ribas, and A. Calleja. New HF square waveform ballast for low wattage metal halide lamps free of acoustic resonances. *IAS, IEEE*, 2004.
- [42] A. R. Aramyan and G. A. Galechyan. Characteristics of sound wave generation in a gas discharge. *Technical Physics*, 42(8) :901–904, 1997.
- [43] N. Beese. Light sources for optical communication. *Infrared Physics*, 1 :5–16, 1961.
- [44] C. F. Galo and J. E. Courtney. Acoustical resonances in modulated xenon-krypton compact arc lamps. *App Optics*, 6(5) :939–940, 1967.
- [45] N. Riley. Acoustic streaming. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 10(1-4) :349–356, 1998.

- [46] J. Lighthill. Acoustic streaming. *J. Sou. Vib.*, 61(3) :391–418, 1978.
- [47] A. B. Stewart. Glow discharge resonance. *Jou. Opt. Soc. Ame.*, 45(8) :651–657, 1955.
- [48] S. Šubertová. Influence of acoustic waves on positive column of low-pressure discharge. *Czechoslovak Journal of Physics*, 15(9) :701–702, 1965.
- [49] S. Šubertová. The influence of acoustic waves on the positive column of a glow discharge with standing striations. *Czechoslovak Journal of Physics*, 18(2) :284–288, 1968.
- [50] V. Y Baranov, D. D Malyuta, V. S Mezhevov, and A. P Napartovich. Superheating–acoustic instability in periodic-pulse lasers. *Sov. J. Plasma Phys.*, 6(4), 1980.
- [51] S. D. Strickler and A. B. Stewart. Radial and azimuthal standing sound waves in a glow discharge. *Phys. Rev. Lett.*, 11(12) :527, 1963.
- [52] M. J. Jongerius, A. J. M. J Ras, and Q. H. F. Vrehen. Optogalvanic detection of acoustic resonances in a high–pressure sodium discharge. *J. Appl. Phys.*, 55(7) :2685–2692, 1984.
- [53] W. Lama and T. Hammond. Arc-acoustic interaction in rare gas flashlamps. *Applied Optics*, 20(5) :765–769, 1981.
- [54] G. A. Galechyan and A. R. Mkrtchyan. Acoustic wave amplification in a plasma of a molecular gaseous discharge. *Acoustical Physics*, 48(3) :268–272, May 2002.
- [55] A. R. Aramyan, G. A. Galechyan, and A. R. Mkrtchyan. Effect of a sound wave on the parameters of a gaseous discharge. *Sov. J. Plasma Phys.*, 16(3) :219–220, March 1990.
- [56] J. Yan, S. Miaosen, L. Hua, and Q. Zhaoming. An adaptive acoustic resonance free electronic ballast for HID lamps. In *IAS, IEEE*, volume 2, pages 1020–1024, 2003.
- [57] H. Peng, S. Ratanapanachote, P. Enjeti, L. Laskai, and I. Pitel. Evaluation of acoustic resonance in metal halide (MH) lamps and an approach to detect its occurrence. In *IAS, IEEE*, volume 3, pages 2276–2283, 1997.
- [58] J. Berlande, P. D. Goldan, and L. Goldstein. Formation and propagation of a pressure wave in a weakly ionized gas. *Appl. Phys. Lett.*, 5(3) :51, 1964.
- [59] J. Briand, J. L. Delcroix, and M. L. Fanzeres de Castro Fernandes. Excitations d’ondes acoustiques par interaction entre les particules chargées et les molécules neutres dans un tube à décharge. *C. R. Acad. Sci.*, 253(5) :824–826, 1961.
- [60] J. C Anton, C. Blanco, F. Ferrero, J. Viera, K. Bordel, A. Martin, and G. Zissis. Acoustic resonance band detection workbench for HID lamps. In *Industry Applications Conference*, volume 1, page 667, 2004.

- [61] S. Ben-Yaakov and M. Gulko. Design and performance of an electronic ballast for high-pressure sodium (HPS) lamps. *IEEE*, 44(4) :486–491, 1997.
- [62] J. M Alonso, C. Blanco, E. Lopez, A. J Calleja, and M. Rico. Analysis, design, and optimization of the LCC resonant inverter as a high-intensity discharge lamp ballast. *IEEE*, 13(3) :573–585, 1998.
- [63] B. R. Lin and Y. C. Hsieh. Dimming control for high intensity discharge lamp with power factor correction. *Proc. EPE*, page 1, 1999.
- [64] H. Ohguchi, M. H Ohsato, T. Shimizu, G. Kimura, and H. Takagi. A high-frequency electronic ballast for HID lamps based on a 1/4-long distributed constant line. *IEEE*, 13(6) :1023–1029, 1998.
- [65] R. Redl and J. D. Paul. A new high-frequency and high-efficiency electronic ballast for HID lamps : topology, analysis, design, and experimental results. In *APEC, IEEE*, volume 1, pages 486–492, March 1999.
- [66] T. Yamauchi and T. Shiomi. A novel charge pump power factor correction electronic ballast for high intensity discharge lamps. In *PESC, IEEE*, volume 2, pages 1761–1767, 1998.
- [67] M. A Dalla Costa, J. M Alonso, J. C Miranda, J. Garcia, and D. G Lamar. A Single-Stage High-Power-Factor electronic ballast based on integrated buck flyback converter to supply metal halide lamps. *IEEE*, 55(3) :1112–1122, 2008.
- [68] M Chin-Sien, T. Sheng-Yi, L. Ching-Ran, C. Jia-Hong, and Wen-Tien T. Investigation into High-Frequency operating characteristics of Metal-Halide lamps. *IEEE*, 37(11) :2234–2240, 2009.
- [69] J. Garcia-Garcia, J. Cardesin, J. Ribas, A. Calleja, E. L Corominas, J. M Alonso, and M. Rico-Secades. Nonresonant, quasi-square wave, high-frequency inverter for HID lamps operation from a DC bus. In *IAS, IEEE*, volume 1, pages 332–338, 2003.
- [70] John Hirsch, Bernd Baumann, Marcus Wolff, Sounil Bhosle, and Ricardo Valdivia Barrientos. Acoustic resonances in HID lamps : model and measurement. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 43(23) :234002, June 2010.
- [71] P. M. Morse and K. U. Ingard. *Theoretical acoustics*. Princeton University Press, 1987.
- [72] B. Baumann, B. Kost, M. Wolff, and H. Groninga. Modeling and numerical investigation of photoacoustic resonators. *Modeling and Simulation*, 2008.
- [73] B. Baumann, M. Wolff, J. Hirsch, P. Antonis, S. Bhosle, and R. V. Barrientos. Finite element estimation of acoustical response functions in HID lamps. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(22) :209–225, 2009.

- [74] R. J. Zollweg. Convection in vertical high-pressure mercury arcs. *J. Appl. Phys.*, 49 :1077–1091, 1978.
- [75] J. Zalach, Z. Araound, K. Charrade, St. Franke, H. Schoepp, and G. Zissis. Experimental and theoretical investigations on the warm-up of a high-pressure mercury discharge lamp. *Phys. Plasmas*, 18, 2011.

Author : Arezki TOUMI.

Title : Study of the acoustic resonances in HID lamps with ceramic burner.

Supervisors of search : G. ZISSIS and S. BHOSLE.

Place and date of the PhD presentation : LAPLACE laboratory, April 04th, 2012.

Abstract : Nowadays, the available commercial electronic ballasts used to supply HID lamps usually operate at low frequency (several hundred hertz) square waves and have the disadvantage to be bulky and complex to implement, so expensive. Thus, to reduce their cost, it is necessary to supply the lamp at high frequency, which enable, in addition, to reduce the size of the ballast (-40% to 60%), its weight (-10% to 30%) and its electrical power consumption (-10% to -15%). However, on lamps operating at high frequency, we can see the occurrence of instabilities inducing its malfunction and, in some cases, its destruction. This phenomenon known as acoustic resonances is due to the generation of acoustic waves which propagate towards the lamp walls where they are damped and reflected. When the incident and reflected waves interact, standing waves are generated and may interact with the electric discharge causing the lamp dysfunction. Despite the many studies on this subject, the physical understanding of this phenomenon remains incomplete. The way in which the acoustic waves interact with the electrical discharge is poorly understood and current numerical models, including the influence of acoustic resonances, enable only to locate the frequencies corresponding to eigenmodes of the lamp without providing explanation of the phenomenon. This thesis was devoted to the realization of a numerical model of a discharge lamp taking into account this interaction in order to improve the physical understanding of acoustical resonances and their impact on the arc instabilities of the lamp according electrical signal frequency. Using the results obtained with this model, we are able to explain the way in which the acoustic resonances are generated and how they interact with the lamp.

Keywords : HID lamps, acoustic resonances, modeling, instabilities, acoustic streaming, acoustic pressure.

Administrative topic : Electrical Engineering.

Laboratory : LAboratoire PLasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE)- UMR 5213, Bat 3R2, 118 Route de Narbonne 31062 Toulouse CEDEX 9.

Auteur : Arezki TOUMI.

Titre : Étude des résonances acoustiques dans une lampe à décharge haute pression à enveloppe céramique.

Directeurs de thèse : G. ZISSIS et S. BHOSLE.

Lieu et date de soutenance : Laboratoire LAPLACE , 04 Avril 2012.

Résumé : Actuellement, la majeure partie des ballasts électroniques pour les lampes à décharge à haute pression fournissent un signal carré à basse fréquence (quelques centaines de Hertz). Ces derniers ont l'inconvénient d'être volumineux et complexes à mettre en oeuvre, donc coûteux. Ainsi, pour réduire leur coût, il est nécessaire de travailler à haute fréquence (plusieurs kiloHertz), ce qui permet de réduire la taille et le poids du ballast respectivement de -40% à -60% et de -10% à -30% ainsi que sa puissance électrique consommée (-10% à -15% d'économie). Cependant, dans les lampes opérant à haute fréquence, on voit l'apparition d'instabilités. Ces instabilités peuvent causer son dysfonctionnement et, dans certains cas, sa destruction. Ce phénomène, connu sous le nom de "résonance acoustique", est dû à la génération d'ondes acoustiques qui se propagent vers les parois de la lampe où elles seront atténuées et réfléchies. Lorsque les ondes incidentes et réfléchies entrent en interaction, des ondes stationnaires sont générées. Malgré les nombreuses études menées sur ce sujet, la compréhension physique de ce phénomène reste incomplète. La manière avec laquelle les ondes acoustiques interagissent avec la décharge électrique est mal connue et les modèles numériques existant permettent seulement de prédire les fréquences correspondant aux modes propres de la lampe sans donner une explication sur le phénomène. Cette thèse a été consacrée à la réalisation d'un modèle numérique capable de prendre en compte cette interaction au sein de la lampe. Il permet ainsi d'évaluer leurs impacts sur le fonctionnement de la lampe en fonction de la fréquence. Grâce aux résultats obtenus avec ce modèle, nous pouvons maintenant expliquer la façon avec laquelle les résonances acoustiques sont générées et comment elles entrent en interaction avec l'alimentation.

Mots clés : Lampes à décharge, résonances acoustiques, modélisation, instabilités acoustiques, streaming acoustique, pression acoustique.

Discipline administrative : Génie Électrique.

Laboratoire : Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE)- UMR 5213, Bat 3R2, 118 Route de Narbonne 31062 Toulouse CEDEX 9.