

THESE

Présentée

DEVANT L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE III

En vue de l'obtention du grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PAUL SABATIER

Spécialité : **Génie électrique**

Par

David BUSO

Influence des modes d'alimentation et de gestion des réseaux d'éclairage sur la performance et la fiabilité des sources de lumière

Soutenue le 16 Décembre 2004 devant la commission d'examen :

Président

A. Gleizes, Directeur de recherche, Université Paul Sabatier, Toulouse.

Rapporteurs

G. Rojat, Professeur, Université Claude Bernard, Lyon.

A. Lefort, Professeur, Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand.

Examineurs

P. Bidan, Professeur, Université Paul Sabatier, Toulouse.

G. Zissis, Maître de conférence, Université Paul Sabatier, Toulouse.

J.J. Damelincourt, Professeur, Université Paul Sabatier, Toulouse.

THESE

Présentée

DEVANT L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE III

En vue de l'obtention du grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PAUL SABATIER

Spécialité : **Génie électrique**

Par

David BUSO

Influence des modes d'alimentation et de gestion des réseaux d'éclairage sur la performance et la fiabilité des sources de lumière

Soutenue le 16 Décembre 2004 devant la commission d'examen :

Président

A. Gleizes, Directeur de recherche, Université Paul Sabatier, Toulouse.

Rapporteurs

G. Rojat, Professeur, Université Claude Bernard, Lyon.

A. Lefort, Professeur, Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand.

Examineurs

P. Bidan, Professeur, Université Paul Sabatier, Toulouse.

G. Zisis, Maître de conférence, Université Paul Sabatier, Toulouse.

J.J. Damelincourt, Professeur, Université Paul Sabatier, Toulouse.

*à Jasmine,
à toute ma famille,*

Votre présence à mes côtés a beaucoup compté, ce manuscrit vous est dédié.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma plus profonde gratitude à Monsieur Jean Jacques Damelincourt pour m'avoir accueilli dans son équipe de recherche « Source intense de photons », et pour m'avoir laissé une si grande liberté dans l'établissement de ce travail. Qu'il trouve dans ce manuscrit un témoignage de mon plus grand respect. Je souhaiterais également lui tirer mon chapeau pour sa brillante carrière d'enseignant chercheur.

Je voudrais ensuite exprimer mes plus grands remerciements à Georges Zissis, pour m'avoir fait confiance tout au long de ces quatre années passées ensemble, et qui m'a permis de découvrir tant de choses.

Je souhaite également remercier les nombreux enseignants de la section EEA de l'université Paul Sabatier qui m'ont permis de mener à bien mon cursus d'étudiant. Merci à vous, qui m'avez tant donné pendant des années.

Un grand merci également à Michel Aubès qui m'a été d'une grande aide notamment dans la préparation de ce manuscrit et de l'exposé oral qui a suivi. Merci également pour votre sympathie quotidienne.

Je voudrais remercier l'ADEME, EDF et Schneider electric, pour leur soutien financier. Je souhaiterais également remercier l'université Champollion d'Albi qui m'a permis de réaliser la partie expérimentale de ce travail, en mettant à disposition un local.

Je remercie vivement Mr Rojat et Mr Lefort qui ont accepté de juger ce travail. Je souhaite également exprimer mes sincères remerciements à Mr Bidan, pour ces remarques très constructives et Alain Gleizes qui m'a fait l'honneur de présider l'exposé oral de ce travail et qui m'a également accueilli au sein du Centre de physiques des Plasmas et de leurs Applications de Toulouse.

Je voudrais remercier les jeunes femmes du laboratoire. Merci Soraya, Myriam et Maryse pour votre sympathie, votre bonne humeur et votre soutien.

J'en arrive maintenant aux remerciements de tous mes collègues et amis au sein du laboratoire. Je ne saurais comment vous remercier de votre bonne humeur, votre compagnie, votre soutien, votre disponibilité. Ce travail vous doit énormément.... Spéciale dédicace à Sounil, et Jean Baptiste. J'ai adoré nos « réunions de travail » tardives.... Nono, Gérald, Julien, sans vous le RU n'aurait pas été le RU, merci à vous. Je n'oublie pas Tahina, Sami, Bruno, et « nos amis Tunisien », Merci.

Auteur :

Buso David

Directeur de thèse :

J.J. Damelin court, Professeur, Université Paul Sabatier, Toulouse

Titre :

Influence des modes d'alimentation et de gestion des réseaux d'éclairage sur la performance et la fiabilité des sources de lumières.

Résumé :

Que ce soit dans les pays industrialisés ou en voie de développement, la consommation d'énergie électrique n'a jamais cessé de croître. Pour limiter au mieux nos dépenses énergétiques, il faut se tourner vers des solutions technologiques toujours plus performantes et fiables. Le secteur de l'éclairage, qui est relativement gourmand en électricité, a sans cesse évolué dans cette direction. Néanmoins, il garde encore un fort potentiel d'économie d'énergie qui peut s'exploiter par des innovations technologiques et/ou par l'utilisation rationnelle de la technologie existante. L'électronique de puissance offre, à l'heure actuelle, des solutions de gestion des réseaux d'éclairage performantes et efficaces. Ces nouveaux systèmes de gestion imposent des contraintes fortes aux sources de lumières, comme par exemple des amorçages fréquents et des passages de phases de pleine lumière vers une lumière plus tempérée. Malheureusement, même si le comportement des sources de lumière est relativement bien connu en régime nominal, il l'est beaucoup moins dans les phases de fonctionnement qui en sont éloignées et les phases transitoires. Or les nouveaux systèmes d'éclairage ne peuvent être réellement attractif que s'ils offrent une fiabilité au moins identique aux systèmes classiques déjà existant sur le marché. Ce travail traite de la fiabilité et des performances de lampes fluorescentes en fonction de certaines contraintes qui leurs sont imposées dans l'objectif d'améliorer le comportement des systèmes d'éclairage.

Ce thème a été abordé par un travail expérimental supporté par des modèles numériques :

Un banc de vieillissement de lampe, constitué de différents systèmes d'alimentation couplés à différents types de lampes fluorescentes tubulaires et compactes, a été réalisé dans l'objectif d'obtenir une vision globale des phénomènes.

En parallèle, un modèle de colonne positive de lampe fluorescente et un modèle d'électrode ont été mis en place. Ces deux modèles numériques ont amélioré notre compréhension de certains aspects spécifiques. Le premier a permis d'évaluer le comportement de la colonne positive d'une lampe fluorescente soumise à différents modes d'alimentation. Il pourra également servir de base à l'établissement d'un modèle de dépréciation des poudres fluorescentes pour rendre compte de la diminution du flux lumineux au cours du temps. Le deuxième a permis de mieux comprendre les processus à l'origine de la dégradation des électrodes lorsqu'elles sont soumises à diverses configurations d'alimentation.

Mots clés :

Lampes fluorescentes, banc de vieillissement, modes d'alimentation, cycles d'allumage, électrodes, pulvérisation, évaporation, transition entre lueur et arc

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 : LAMPES FLUORESCENTES - FONCTIONNEMENT ET VIEILLISSEMENT.....	3
I.1 CONTEXTE GÉNÉRAL DE L'ÉTUDE.....	3
I.2 DE LA PREMIÈRE ÉTUDE DES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES AUX LAMPES FLUORESCENTES.....	5
I.3 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UNE LAMPE FLUORESCENTE.....	6
I.4 ALIMENTATION DES DÉCHARGES.....	8
I.4.1 <i>Ballasts électromagnétiques</i>	9
I.4.2 <i>Ballasts électroniques</i>	11
I.5 VIEILLISSEMENT : GÉNÉRALITÉ.....	15
I.5.1 <i>Définition</i>	15
I.5.2 <i>Principe de fabrication</i>	15
I.5.3 <i>Remarques bibliographiques sur le vieillissement</i>	18
I.6 PRINCIPALE COMPOSANTE DU VIEILLISSEMENT.....	18
I.6.1 <i>Influence de différents paramètres d'utilisation sur la durée de vie</i>	20
I.6.2 <i>Consommation du mercure</i>	23
I.6.3 <i>Dépréciation des luminophores</i>	27
I.7 MODÈLE DE PRÉDICTION DE DURÉE DE VIE.....	28
I.7.1 <i>Modèle de prédiction de Wharmby</i>	29
CHAPITRE 2 : MODÈLE DE COLONNE POSITIVE.....	31
II.1 PRINCIPE DE LA MODÉLISATION DE LA COLONNE POSITIVE.....	31
II.2 DESCRIPTION DU MODÈLE RÉALISÉ.....	32
II.2.1 <i>Hypothèses du modèle Collisionel Radiatif dépendant du temps</i>	32
II.2.2 <i>Système d'équations et résolution numérique</i>	37
II.2.3 <i>Pondération et conditions aux limites</i>	43
II.3 IMPLÉMENTATION DU SYSTÈME D'ÉQUATIONS DANS SIMULINK.....	44
II.3.1 <i>Présentation</i>	45
II.3.2 <i>Résultats</i>	45
CHAPITRE 3 : BANC DE VIEILLISSEMENT DE LAMPE À DÉCHARGE.....	55
III.1 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL : CONCEPT ET GÉNÉRALITÉ.....	55
III.1.1 <i>Définition des cycles de fonctionnement utilisés</i>	55
III.1.2 <i>Systèmes d'éclairages testés</i>	56
III.1.3 <i>Schéma de principe du dispositif expérimental</i>	58
III.1.4 <i>Mesures effectuées</i>	58
III.1.5 <i>Protocole de mesure</i>	59

TABLE DES MATIERES

III.1.6 Mesures du flux lumineux.....	60
III.1.7 Mesures électriques.....	60
III.2 DESCRIPTIF DE CONCEPTION DU DISPOSITIF DE VIEILLISSEMENT.....	61
III.2.1 Partie mécanique : support des lampes.....	61
III.2.2 Partie électrique : alimentation et gestion.....	63
III.2.3 Détection automatique de la mortalité des lampes.....	64
III.3 CHAÎNE DE MESURE DU FLUX LUMINEUX.....	64
III.3.1 Dispositif intégrateur.....	65
III.3.2 Mesure du coefficient de réflexion de la peinture.....	66
III.3.3 Cellule photoélectrique de mesure.....	68
III.4 PREMIERS RÉSULTATS.....	69
III.4.1 Remarque générale.....	69
III.5 RÉSULTATS CONCERNANT LES LAMPES FLUOCOMPACTES (02/11/04).....	70
III.5.1 Lampes compactes.....	71
III.5.2 Lampes tubulaires.....	72
III.6 RÉSULTATS PUBLIÉES PAR D'AUTRES AUTEURS.....	74
III.6.1 Résultats du LRC.....	75
III.6.2 Travaux de E. Tetri.....	78
III.7 ÉVOLUTION DU FLUX LUMINEUX.....	79
CHAPITRE 4 : MODÈLE THERMIQUE D'ÉLECTRODES.....	83
IV.1 MÉCANISMES DU VIEILLISSEMENT DES ÉLECTRODES.....	83
IV.2 MODÈLE THERMIQUE D'ÉLECTRODE.....	84
IV.2.1 Présentation élémentaire de la mise en conduction	84
IV.2.2 Les mécanismes d'émission à la cathode.....	87
IV.2.3 Géométrie des Electrodes.....	91
IV.2.4 Propriétés d'équivalence entre électrode réelle et électrode modélisée.....	93
IV.2.5 Modèle de décharge.....	98
IV.2.6 Bilan thermique sur l'électrode.....	105
IV.3 RÉSOLUTION DU SYSTÈME D'ÉQUATIONS.....	108
IV.3.1 Support de simulation.....	108
IV.3.2 Maillage.....	108
IV.3.3 Condition aux limites.....	108
IV.3.4 Organigramme de résolution.....	108
IV.4 VALIDATION DES RÉSULTATS.....	110
IV.4.1 Modèle de Soules.....	111
IV.5 INFLUENCE DES PARAMÈTRES.....	117
IV.5.1 Influence du profil de densité de courant ionique.....	117
IV.5.2 Influence du travail de sortie de l'électrode.....	119

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE 5 : RÉSULTATS ET DISCUSSIONS.....	123
V.1 RÉGIME TRANSITOIRE.....	123
<i>V.1.1 Amorçage à froid.....</i>	<i>123</i>
<i>V.1.2 Amorçage à chaud.....</i>	<i>141</i>
V.2 RÉGIME ÉTABLI.....	148
<i>V.2.1 Hypothèse propre au régime établi.....</i>	<i>148</i>
<i>V.2.2 Alimentation en créneau de courant.....</i>	<i>148</i>
<i>V.2.3 Electrodes sans chauffage auxiliaire.....</i>	<i>148</i>
<i>V.2.4 Electrode avec chauffage auxiliaire.....</i>	<i>151</i>
<i>V.2.5 Synthèse.....</i>	<i>152</i>
CONCLUSION.....	157
BIBLIOGRAPHIE.....	161

Introduction

L'avènement de l'électronique de puissance a permis de concevoir des alimentations performantes pour lampes à décharge. Non seulement ces alimentations fournissent de nouvelles fonctionnalités à l'utilisateur dont le confort est amélioré, mais elles sont, d'un point de vue énergétique, plus économiques que les alimentations à ballast ferromagnétique. La souplesse de contrôle offerte, permet de mieux maîtriser les phases délicates du fonctionnement d'un tube fluorescent : en particulier, les phases d'amorçage et de régulation du flux lumineux, qui peuvent être néfastes à la durée de vie des lampes. Le comportement des lampes fluorescentes, même s'il est bien maîtrisé dans les conditions nominales de fonctionnement, reste moins bien connu dans les phases transitoires et dans des conditions éloignées du plein régime. Cette étude, menée au sein du groupe Sources Intense de Photon et dans le cadre d'une collaboration entre le CPAT, l'ADEME, EDF et Schneider Electric, a donc pour objectif d'étudier les phénomènes de vieillissement et d'évaluer les performances des lampes fluorescentes en vue de toujours mieux contrôler et maîtriser le comportement des sources de lumières.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous verrons quel est le principe de fonctionnement d'une lampe fluorescente. Nous aborderons également et brièvement les différentes topologies des circuits électriques permettant de les alimenter. Ensuite, nous rappellerons les mécanismes essentiels concernant le vieillissement des lampes fluorescentes et nous donnerons quelques informations sur les technologies utilisées. Ces technologies jouent en effet un rôle déterminant dans le comportement et les performances de la lampe. Nous donnerons enfin un bref aperçu de l'influence de différents paramètres sur le vieillissement.

Un modèle numérique de colonne positive dépendant du temps sera décrit dans le deuxième chapitre. Nous examinerons quels sont les phénomènes et les équations associées gouvernant le comportement de la colonne positive. Le support de simulation permettant de coupler facilement la colonne positive à un modèle d'alimentation électrique sera présenté.

Enfin, nous traiterons un exemple de couplage entre une lampe fluorescente et un ballast électronique et nous comparerons les résultats obtenus avec des valeurs expérimentales.

Dans le troisième chapitre nous décrirons le banc de vieillissement mis en place sur le site du centre inter-universitaire Jean-François Champollion à Albi. Un bilan, expliquant les méthodes de conception adoptées ainsi que les problèmes posés, sera dressé. En fin de chapitre nous analyserons les tous premiers résultats expérimentaux. En effet, compte tenu de la durée des essais (3 ans), la majeure partie des lampes est encore loin d'avoir atteint la limite de vie. Le dispositif continue donc de fonctionner de manière quasi autonome et les résultats définitifs ne pourront être obtenus que dans quelques mois.

Le quatrième chapitre présente un modèle d'électrode qui décrit qualitativement leur comportement. Nous verrons dans ce chapitre comment nous avons modélisé les phénomènes gouvernant les différentes phases de fonctionnement des électrodes. Une validation du modèle, ayant été effectuée avec les résultats existant dans la bibliographie, sera présentée. Nous analyserons également les difficultés rencontrées, qui limitent les possibilités d'établir un modèle plus quantitatif.

Enfin, dans le dernier chapitre, le comportement des électrodes soumises à différents modes d'alimentation sera analysé. Nous verrons quels sont les phénomènes physiques dominants, menant à l'érosion des électrodes et quelles sont les tendances à respecter pour préserver au mieux leur durée de vie. Notamment nous examinerons les événements impliqués pendant les phases d'amorçage, avec préchauffage et sans préchauffage. Nous verrons également quel est leur comportement en régime établi.

Pour finir, un bilan sera dressé, récapitulant le travail effectué et synthétisant les résultats obtenus. Nous donnerons également les voies d'investigation à suivre pour approfondir ce nouveau thème de recherche abordé par le groupe SIP.

CHAPITRE 1

LAMPES FLUORESCENTES - FONCTIONNEMENT ET VIEILLISSEMENT

I.1 Contexte général de l'étude

Parmi les applications captives de l'électricité, l'éclairage représente en France, selon les activités, entre 15% et 50% des dépenses affectées à l'énergie électrique. Représentant une part appréciable de la consommation électrique, l'éclairage garde aussi un potentiel d'économies énergétiques encore important malgré des améliorations significatives des réseaux d'éclairage depuis les années 70. Ce potentiel peut être situé dans trois domaines principaux:

Combinaison de l'éclairage artificiel avec l'éclairage naturel, ce qui suppose une évolution des principes de construction ;

Amélioration de l'efficacité des sources (le niveau projeté se situe aujourd'hui autour de 200 lm/W pour des sources blanches) ;

Recherche de systèmes d'éclairage plus performants.

Le premier de ces domaines échappe au champ des techniques électriques et implique des évolutions architecturales et sans doute culturelles.

Le second relève de l'industrie des sources et plus particulièrement des quelques grands fabricants de lampes d'éclairage.

Le troisième domaine concerne toutes les industries qui participent à la conception, à la réalisation et à la mise en œuvre des systèmes d'éclairage. On doit considérer qu'un tel système comprend généralement un luminaire, une source, une alimentation, un système de régulation, une unité locale ou centralisée de gestion (de la simple télécommande à la gestion d'immeuble ou de réseau), qu'il demande un ou plusieurs installateurs ainsi que l'organisation d'un contrôle d'état et de suivi de l'installation. Les marges possibles d'économie d'énergie, le nombre des acteurs impliqués, l'impact économique, font donc de cette dernière possibilité un moyen d'action potentiellement très intéressant, tant économiquement que dans son incidence sur un programme de diminution de consommation d'énergie électrique.

Malheureusement, si les possibilités des différentes sources de lumière en utilisation nominale sont assez bien connues, il n'en est pas de même de l'évolution de leurs caractéristiques dans le temps, ni surtout de l'incidence sur leurs propriétés d'une gestion mettant en œuvre des conditions d'alimentation très variables d'un système à l'autre. Or la connaissance de ces incidences conditionne pour une très large part les possibilités de succès ou d'échec d'un système d'éclairage.

Par ailleurs, il est vraisemblable que des systèmes nouveaux d'éclairage ne deviendront réellement attractifs que s'ils offrent à l'utilisateur, en plus des propriétés non immédiatement perceptibles d'efficacité et de durée de vie, une fiabilité et un agrément d'utilisation égal ou supérieur à celui des systèmes existants. Compte tenu des propriétés des décharges, un tel objectif ne peut être atteint que si l'on conçoit un gestionnaire électronique qui tire le meilleur parti de la source utilisée et s'adapte au réseau sans le perturber.

La recherche d'une électronique adaptée et concurrentielle, le couplage thermique et optique avec le luminaire, l'optimisation des phases de pleine lumière et de lumière tempérée, suppose que l'on connaisse le comportement de la charge lampe non seulement dans son régime nominal mais aussi dans ses différentes phases de fonctionnement, amorçage et réamorçage, fonctionnement à puissance réduite, réaction aux différentes formes d'excitation, vieillissement. Actuellement ces comportements sont mal connus et surtout les études nécessaires à leur modélisation n'ont été que très partiellement réalisées. Ceci est vrai pour les lampes classiques et plus encore pour les lampes compactes, pour les nouvelles lampes à

enceinte céramique utilisant les halogénures métalliques ou pour ce que pourraient être des lampes sans mercure.

I.2 De la première étude des décharges électriques aux lampes fluorescentes

L'étude scientifique des décharges électriques a commencé au XVIII^{ième} siècle par l'observation expérimentale d'étincelles produites par des générateurs électrostatiques et par celle des éclairs et des orages.

C'est au début du XIX^{ième} siècle que Sir Humprey Davy réussit à établir une décharge électrique entre deux électrodes de charbon de bois. Du fait de son caractère lumineux intense, cette décharge a été utilisée dans le cadre de l'éclairage public en remplacement des lampes à huile jusqu'alors couramment utilisées. Malheureusement, les réseaux électriques et les problèmes technologiques posés, en particulier par les électrodes, empêchèrent à cet ancêtre des lampes modernes de prospérer.

Sir Joseph Swann et Thomas Edison ont ensuite dans le même temps inventé la première lampe à incandescence, aux alentours des années 1870. En 1879, Thomas Edison proposa la première lampe à incandescence commerciale. Ce résultat pu être obtenu grâce à des techniques de vide améliorées et un filament en carbone qui rendait son invention viable.

Ce n'est qu'au début du XX^{ième} siècle que Peter Cooper Hewit commença à développer les lampes basses pressions à base de mercure qui sont à l'origine des lampes fluorescentes actuelles. Ce type de lampe générait une lumière de mauvaise qualité à la teinte verdâtre mais affichait une efficacité lumineuse beaucoup plus importante que les lampes à incandescence de l'époque. De ce fait elles ont été intensivement utilisées, en particulier par l'industrie.

Néanmoins les améliorations concernant les lampes à incandescence et notamment l'adjonction de gaz rare à l'intérieur du bulbe et la découverte du filament de tungstène par Irving Langmuir en 1915 mirent fin au succès éphémère de la première génération de lampes fluorescentes.

Dans les années 20, il fut découvert qu'une décharge dans un mélange de mercure et de gaz rare était très efficace dans la conversion de l'énergie électrique en lumière ultraviolette (60% à l'heure actuelle). Il manquait néanmoins deux composants fondamentaux à développer avant que les lampes fluorescentes ne connaissent leur succès actuel : des luminophores convertissant le rayonnement ultraviolet en rayonnement visible avec une bonne efficacité et

des électrodes robustes conférant une longue durée d'utilisation. Ces deux aspects furent développés dans les années 30 et la première lampe fluorescente commerciale vit le jour à la fin de cette décennie.

Depuis ce moment là, la structure des lampes fluorescentes a peu évolué, mais chacun des composants a été amélioré pour augmenter l'efficacité globale du système. En particulier on peut noter l'évolution des poudres fluorescentes qui ont permis de diminuer le diamètre des tubes pour arriver aux lampes fluocompactes actuelles. La Figure I-1 représente l'évolution de l'efficacité lumineuse en fonction du temps.

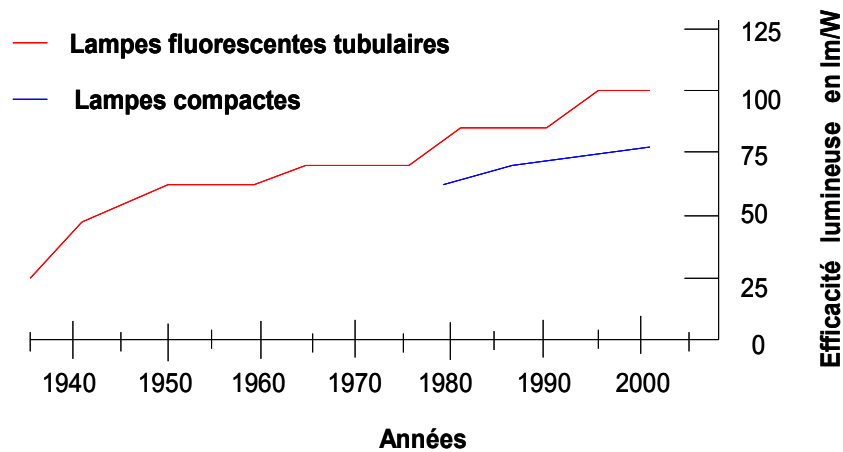


Figure I-1 : Evolution de l'efficacité lumineuse en fonction du temps

I.3 Principe de fonctionnement d'une lampe fluorescente

La Figure I-2 représente une lampe fluorescente tubulaire classique. Elle se compose d'une enceinte de verre recouverte de phosphores et contenant les gaz de remplissage. Aux deux extrémités, les électrodes permettent de relier la lampe au circuit extérieur.

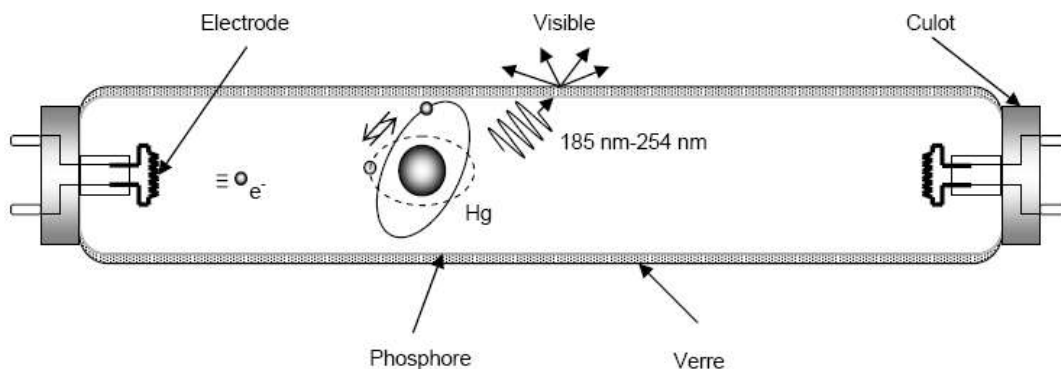


Figure I-2 : Coupe schématique d'une lampe fluorescente tubulaire classique

Les électrons émis à la cathode sont accélérés dans le champ électrique et vont effectuer des collisions au sein d'un mélange gazeux constitué de mercure et de gaz rares. Ils vont exciter les atomes de mercure qui vont émettre un rayonnement dans l'ultra violet. Par la suite le rayonnement UV émis va être converti en rayonnement visible par le biais des phosphores recouvrant la paroi interne du tube à décharge.

Dans ce type de décharge le mercure, à une pression de l'ordre du mtorr, est le gaz actif alors que le gaz rare (ou le mélange de gaz rares), à une pression de l'ordre du torr, a pour fonction principale de limiter le libre parcours moyen des électrons et est appelé gaz tampon. Sans la présence du gaz rare l'énergie injectée dans la décharge serait en grande partie dissipée sur la paroi du tube et l'efficacité lumineuse en serait grandement affectée. De plus, le choix de l'Argon comme gaz rare permet de bénéficier de l'ionisation Penning ($\text{Ar}^* + \text{Hg} \rightarrow \text{Ar} + \text{Hg}^+ + e$).

Il faut noter que le comportement de ce type de lampe est très sensible à la température du point froid qui va conditionner la pression de vapeur saturante de mercure à l'intérieur de l'enceinte. A des basses températures de point froid, le mercure ne sera pas présent en quantité suffisante et par conséquent l'efficacité lumineuse sera médiocre. Ainsi dans des ambiances froides, on peut parfois voir des lampes fluorescentes émettre une teinte rosée, qui correspond au rayonnement du gaz rare. A haute température, la grande quantité de mercure va favoriser le phénomène d'auto absorption de ses raies de résonance, ce qui va avoir pour conséquence d'emprisonner le rayonnement à l'intérieur de la décharge. Il existe donc une température pour laquelle l'efficacité lumineuse est optimale, et pour laquelle on obtient le meilleur compromis entre quantité de gaz de travail et emprisonnement du rayonnement.

Ce type de décharge à basse pression est hors équilibre thermodynamique, car à ces faibles pressions de remplissage les électrons, les ions et les neutres ne peuvent pas se thermaliser. Il en résulte une température électronique (11000 °K) beaucoup plus élevée que celle des particules lourdes (350 °K).

L'efficacité du mercure dans son rôle d'émetteur s'explique par les deux transitions de résonances mises en jeu dans le rayonnement. Malheureusement ces deux raies émettent des radiations dans la gamme de l'ultra violet (185 nm et 254 nm), radiations qui sont invisibles pour l'œil humain. Une conversion est donc nécessaire pour produire la lumière. Ce rôle est confié à la couche de phosphore recouvrant l'intérieur du tube, mais entraîne en contrepartie une perte d'énergie importante, même si de gros progrès sont sans cesse réalisés dans ce domaine. Il en résulte un rendement de conversion global d'environ 25% (80-100 lm/W) ce qui reste très performant si on compare ces valeurs au rendement d'une lampe à

incandescence d'environ 5% (20 lm/W). On peut voir sur la Figure I-3 un bilan de puissance typique d'une lampe fluorescente de 40W.

40W fourni à la lampe					
Electrodes 6W	Colonne positive 34W				
	Pertes thermiques 9,2W	Rayonnement 24.8W			Visible 0,8W
		UV 24W		Visible 8W	
		Chaleur 16W			

Figure I-3 : bilan de puissance pour une lampe fluorescente de 40W

I.4 Alimentation des décharges

Une décharge électrique est un élément d'un circuit qui nécessite un dispositif d'alimentation complexe. Pour initier une décharge dans une enceinte gazeuse, il faut appliquer au gaz une surtension suffisante pour initier une avalanche électronique qui va permettre de rendre le milieu conducteur. De plus, une fois la décharge amorcée, le courant doit être limité pour éviter une détérioration de la lampe ou du circuit d'alimentation. Ceci est dû à la forme particulière, décroissante ou à peine croissante, des caractéristiques $V(I)$ des décharges. Dans le cas des lampes fluorescentes la caractéristique, $V(I)$ présente une pente négative.

On trouve sur le marché deux grandes catégories de ballast :

Les ballasts ferromagnétiques (passifs) qui fonctionnent à la fréquence du réseau (50Hz-60Hz) ;

Les ballasts électroniques (actifs) qui fonctionnent à des fréquences plus élevées (20kHz-50kHz) ;

I.4.1 Ballasts électromagnétiques

En Europe les systèmes d'alimentation ferromagnétiques sont composés d'une inductance et d'un starter (bilame) que l'on peut voir sur le schéma de la Figure I-4a). La lampe étant éteinte, la tension du réseau est suffisamment importante pour établir une décharge dans le starter. Le bilame étant chauffé par la décharge, sa partie mobile va se déformer et entrer en contact avec sa partie fixe. Dès lors, un courant parcourt les deux électrodes du tube qui sont donc chauffées par effet joule. En même temps, une fois la partie mobile du bilame en contact avec la partie fixe, la décharge s'éteint et le bilame se refroidit. A partir d'un refroidissement suffisant, la partie mobile revient vers sa position initiale et coupe ce circuit de nature inductive en induisant une surtension. Cette surtension est directement appliquée aux bornes du tube, et la décharge s'amorce alors si les électrodes sont suffisamment chaudes. Si ce n'est pas le cas, le cycle qui vient d'être décrit recommence jusqu'à ce que la décharge s'amorce. Une fois amorcé, l'inductance limite le courant dans la décharge à son niveau nominal. Un condensateur en parallèle sur le réseau relève le facteur de puissance de l'ensemble.

En Amérique du nord, du fait de la faible tension de réseau généralement utilisée (120V), des systèmes à base de transformateur sont préférés. On trouve des ballasts avec (inductance + starter) ou sans (instant start) préchauffage des électrodes, qui sont présentés sur la Figure I-4.

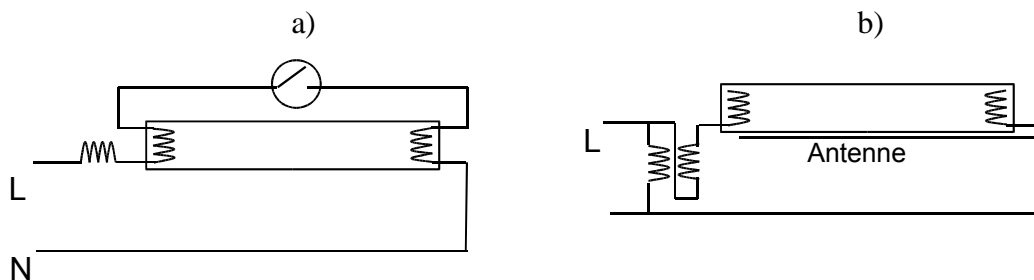


Figure I-4 : Ballast ferromagnétiques + starter a) et instant start b)

I.4.1.1 Forme d'onde à l'amorçage

La Figure I-5 présente les formes d'onde typiques de tension (vert) et de courant (jaune) lors d'un amorçage sur ballast ferromagnétique + starter. La base de temps est de 500ms/div pour l'oscillographe de gauche et de 100ms/div pour celui de droite. Le calibre en tension est de 100V/div et de 1A/div pour le courant. A $t=T1$ la tension du réseau est

appliquée au système. Un courant de chauffage parcourt alors les électrodes et le starter. A $t=T1'$ le starter s'ouvre et induit donc une surtension aux bornes de la lampe. La lampe ne s'amorçant pas le cycle recommence jusqu'à $t=T2$ ou la lampe s'amorce après quatre tentatives. Ensuite on peut reconnaître l'allure caractéristique de la tension d'arc d'une lampe alimenté en basse fréquence, que l'on a détaillée sur la Figure I-6. On peut notamment remarquer le pic de tension de réamorçage après chaque passage du courant à zéro. Ceci s'explique par la recombinaison des paires électron-ion lorsque le courant passe par zéro. A cette fréquence, la variation du courant dans le temps n'est pas assez rapide pour éviter la relaxation du plasma.

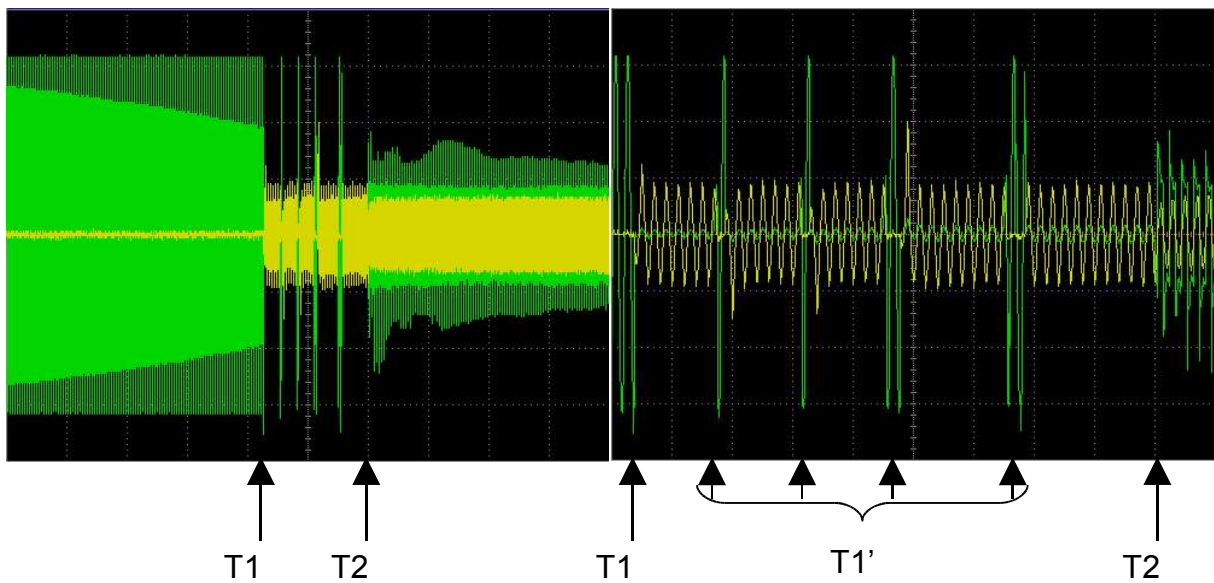


Figure I-5 : Forme d'onde d'un amorçage typique sur ballast ferromagnétique.

I.4.1.2 Forme d'onde en régime

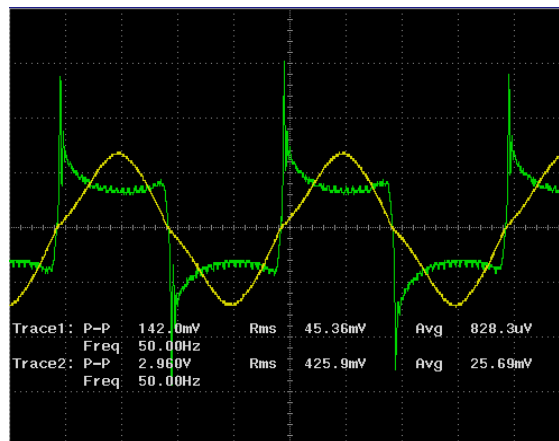


Figure I-6 : tension d'arc (vert 100V/div) et courant de décharge (jaune 0.5A/div) pour une fréquence de 50Hz (BT 5ms/div)

1.4.2 Ballasts électroniques

Le type d'alimentation basse fréquence décrit précédemment a tendance à disparaître au profit des alimentations électroniques dont les parts de marchés n'ont cessé de croître depuis leurs premières apparitions.

On trouve deux grandes familles de ballasts électroniques qui sont utilisées suivant le type d'application visé :

-Les ballasts électroniques sans préchauffage des électrodes (instant start) qui sont utilisés dans des applications où les fréquences d'allumage restent faibles (3 par jour au maximum).

-Les ballasts électroniques avec préchauffage des électrodes (rapid start ou programmed start) qui sont plus utilisés dans des applications nécessitant une fréquence d'allumage plus importante. Ces derniers offrent à l'utilisateur la possibilité de réguler le flux lumineux (dimming).

L'utilisation de hautes fréquences par rapport à la fréquence du réseau présente des avantages certains que ce soit du point de vue de la lampe ou de celui de l'alimentation. L'efficacité lumineuse des lampes est améliorée compte tenu de la disparition de la chute de tension anodique et le scintillement est inexistant. La taille des ballasts est réduite notamment par la diminution de taille des capacités et des inductances et les pertes énergétiques sont plus faibles. Côté lampe, la tension d'arc est presque sinusoïdale et les formes d'ondes sont moins déformées. Côté réseau on peut utiliser une correction active du facteur de puissance. Le contrôle est accru et permet d'offrir à l'utilisateur des fonctionnalités supplémentaires et permet d'obtenir des durées de vie plus importantes. Cette dernière remarque n'est pas toujours vraie et notamment pour les ballasts électroniques sans préchauffage des électrodes avec des fréquences d'allumage importantes ou des ballasts étant mal conçus.

La structure la plus couramment utilisée se compose d'un pont complet, d'un module de compensation actif du facteur de puissance et d'un demi-pont à base de MOSFET de puissance attaquant un circuit résonnant (parallèle, série ou mixte suivant les différents ballasts) permettant d'alimenter la lampe en régime sinusoïdal haute fréquence. La topologie

classique d'un ballast électronique avec préchauffage des électrodes est représentée sur la Figure I-7.

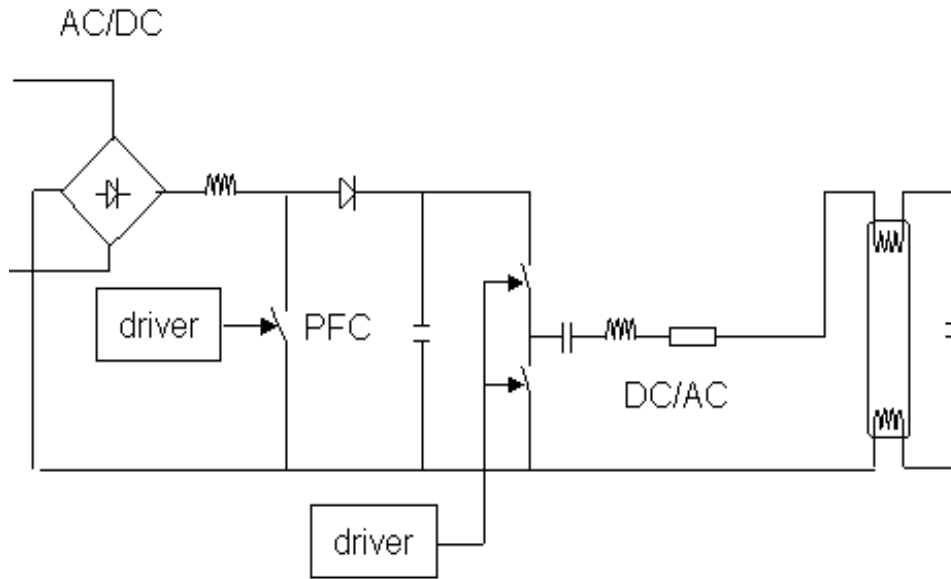


Figure I-7 : Ballast électronique avec préchauffage des électrodes.

I.4.2.1 Forme d'onde à l'amorçage

I.4.2.1.1 *Ballast sans préchauffage des électrodes*

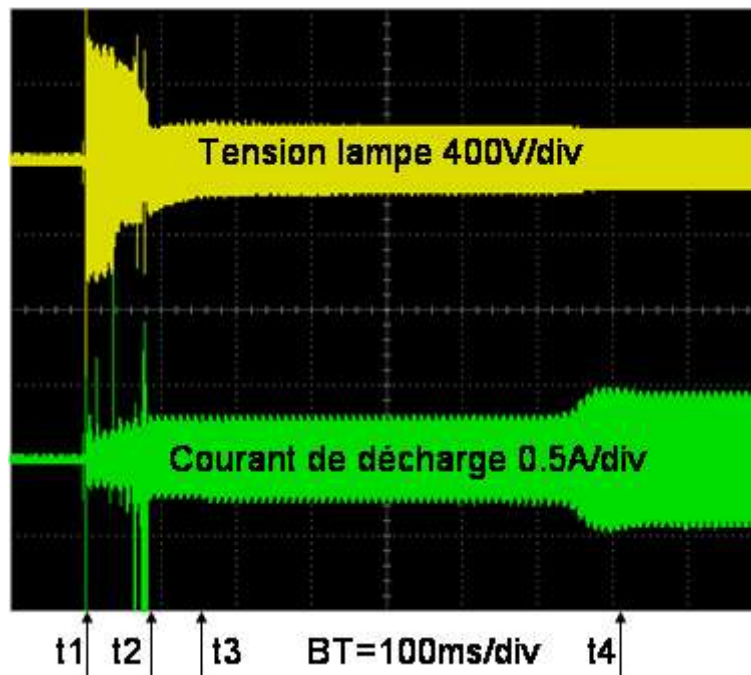


Figure I-8 : Forme d'ondes typique de l'amorçage d'un tube F36T8 alimenté par un ballast électronique sans préchauffage des électrodes

La Figure I-8 montre les formes d'ondes typiques de l'amorçage d'une décharge dans un tube F36T8 alimentée par un ballast électronique sans préchauffage des électrodes. A $t=t_1$ une forte surtension est appliquée aux bornes du tube (typiquement 600-700V). Les électrodes n'étant pas préchauffées, une décharge luminescente, caractérisée par une forte tension et un courant relativement faible (par rapport au courant nominal). Cette décharge luminescente, qui va échauffer l'électrode, est entretenue pendant une centaine de milliseconde. A $t=t_2$ la décharge passe alors en régime d'arc. La tension aux bornes de la lampe diminue alors que le courant augmente. On peut remarquer néanmoins que les formes d'onde de tension et de courant ne sont pas tout à fait symétriques. La partie négative de la tension montre des valeurs plus élevées que la partie positive. Le courant atteint quant à lui des valeurs négatives plus faibles que les valeurs positives. Ceci s'explique par le fait que les deux électrodes ne passent pas en régime d'émission thermoïonique toutes les deux en même temps. Ce n'est qu'au bout du temps $t=t_3$ que les deux électrodes seront toutes les deux passées dans ce régime. Ceci dénote un fort caractère aléatoire de la phase de mise en régime des électrodes, qui est appuyé par les pics de tension et de courant observés pendant la phase luminescente. De $t=t_3$ à $t=t_4$ le courant est maintenu à une valeur plus faible que le courant nominal, et à partir de $t=t_4$, la décharge fonctionne en régime établi.

I.4.2.1.2 Ballast avec préchauffage des électrodes

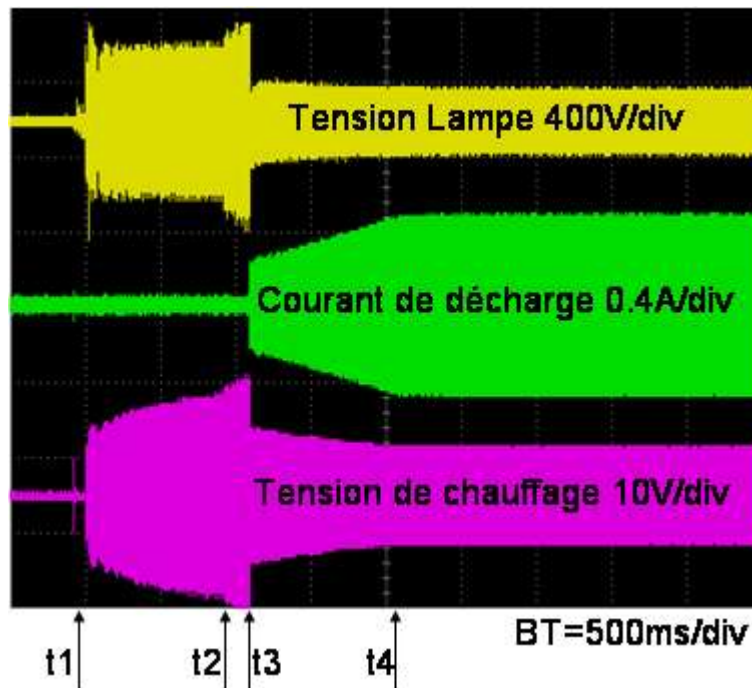


Figure I-9 : Forme d'ondes typique de l'amorçage d'un tube F36T8 alimenté par un ballast électronique avec préchauffage des électrodes

La Figure I-9 montre les formes d'ondes typiques de l'amorçage d'une décharge dans un tube F36T8 alimentée par un ballast électronique avec préchauffage des électrodes. A $t=t_1$ le système est mis sous tension et une tension est alors appliquée sur les électrodes. Ceci va permettre de les préchauffer pendant un temps prédéterminé pour leur amener une énergie suffisante avant l'amorçage qui s'effectue à $t=t_3$ après qu'une rampe de tension n'ait été appliquée à $t=t_2$. Une fois la décharge amorcée le courant monte lentement jusqu'à sa valeur nominale, qu'il atteint à $t=t_4$.

I.4.2.1.3 Forme d'onde en régime

La Figure I-10 présente la tension d'arc, le courant de décharge et la puissance lampe dans le cas d'une alimentation haute fréquence. Dans cette configuration on peut voir que la tension d'arc est quasiment sinusoïdale contrairement au cas de l'alimentation basse fréquence. Le courant et la tension sont en phase ce qui indique que la conductance de la lampe n'a pratiquement pas le temps d'évoluer pendant la période : elle n'est fonction que de la puissance volumique moyenne.

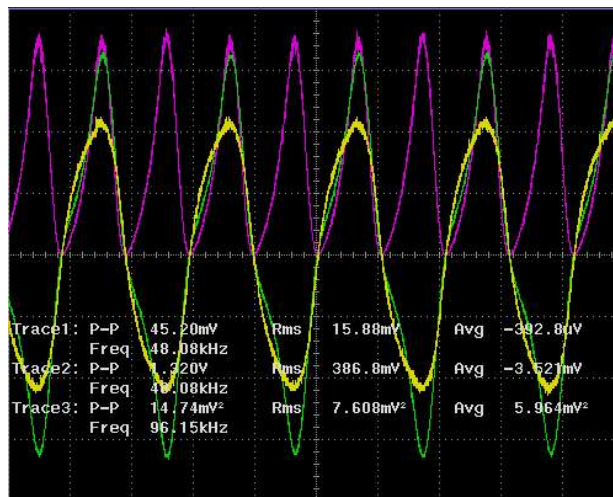


Figure I-10 : Tension d'arc (vert 40V/div) courant de décharge (jaune 0.2A/div) et puissance (violet 8W/div) pour une fréquence de fonctionnement de 48kHz (BT 10µs/div)

I.5 Vieillessement : généralité

Avant de recenser les résultats de la recherche bibliographique il est nécessaire de donner quelques définitions et de décrire le procédé de fabrication qui va jouer un grand rôle dans la durée de vie des lampes.

I.5.1 Définition

Durée de vie moyenne : La durée de vie moyenne est le nombre d'heures pour lequel la moitié des lampes d'un groupe représentatif est arrivée en fin de vie. Cette définition autorise une dispersion autour de la valeur moyenne qui peut être dans certain cas très importante.

Maintenance du flux lumineux : La maintenance du flux lumineux est le rapport entre le flux lumineux à un nombre d'heure de fonctionnement donné et le flux lumineux initial émis par une lampe. Cette quantité est exprimée en pour cent.

Durée de vie de service : La durée de vie de service est définie comme le produit entre la durée de vie moyenne et la maintenance du flux lumineux.

I.5.2 Principe de fabrication

Les phénomènes de vieillissement sont fortement liés à la technologie de fabrication des lampes, à la nature et la qualité des matériaux utilisés ainsi que les différents processus d'activation comme la transformation des carbonates de baryum en oxyde. Les principaux éléments constitutifs et leurs assemblages sont décrits dans ce paragraphe.

La fabrication des lampes fluorescentes nécessite d'abord la préparation de matière fluorescente. Celle-ci se présente sous la forme de poudre à grains parallélépipédiques obtenus par broyage à 10 μm . Les principaux produits de bases sont généralement :

les halophosphates de calcium activés à l'antimoine ou au manganèse,
le silicate de calcium activé au plomb ou au manganèse,

le phosphate de strontium et de magnésium activé à l'étain,
Le fluogermanate de magnésium activé au manganèse,
Le vanadate de d'yttrium activé à l'euporium,
Les aluminates de magnésium activés au baryum, à l'euporium, au cérium ou au terbium.

Ensuite, divers autres produits actifs sont rajoutés par les constructeurs suivant la qualité de couleur ciblé (IRC et température de couleur). Ces poudres subissent différents traitements thermiques, sont mélangées par trois ou plus puis sont préparées en suspension liquide avec un liant et un solvant.

Ensuite, la préparation des tubes commence par un rétreint des extrémités au diamètre de l'envasement du pied. Après lavage des tubes, des couches de matière fluorescente sont déposées par montée puis descente de la suspension liquide. Un séchage (pour éliminer le solvant) puis un passage au four (pour éliminer le liant) sont ensuite effectués. Enfin, un brossage interne des extrémités du tube est réalisé, de manière à enlever les poudres situées dans la zone de scellement du tube avec les pieds.

Pour le montage des pieds et des électrodes, les entrées de courant qui servent de support et une tige de dumet destinée à soutenir l'anneau de garde, sont insérées dans le verre entre les entrées de courant.

La fabrication des électrodes commence d'abord par le spiralage des filaments autour de mandrins successifs, de différents diamètres, de manière à constituer une cage spiralée autour d'une spirale centrale. Ces mandrins, constitués de molybdène, sont ensuite dissous pour laisser apparaître le filament sous sa forme définitive. La partie centrale de l'électrode, qui constitue sa partie active, est ensuite plongée dans un bain composé d'un mélange de carbonate de baryum, de strontium, de calcium et de zirconium. Cette partie centrale est ensuite sertie à deux filaments de Fer-Nickel permettant de relier les électrodes au circuit électrique extérieur. Suivant la puissance des tubes, un ruban annulaire en nickel ou en acier nickelé est soudé autour du filament sur le fil de dumet. Cet anneau sert à éviter le dépôt de matériel émissif sur la paroi interne du tube et permet aussi de contracter la décharge en phase anode facilitant ainsi la collecte électronique. Enfin, sur une des deux électrodes, une petite

capsule contenant du mercure est sertie sur la coupelle. On peut voir une telle structure sur la Figure I-11.

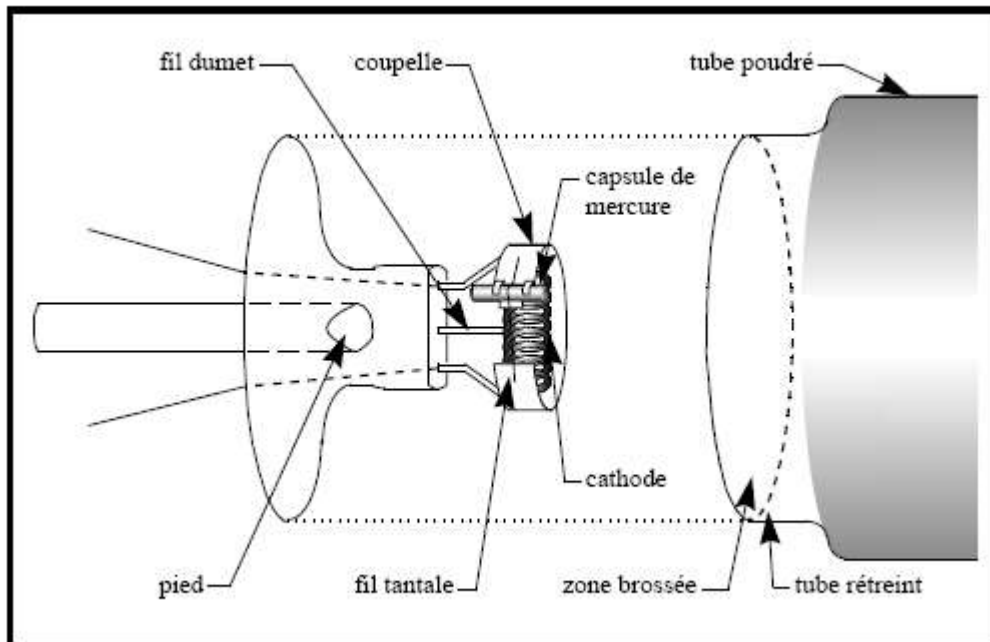


Figure I-11 : Pied avec électrode et capsule de mercure

Les pieds sont présentés des deux cotés du tube placé horizontalement, les évasements venant toucher les bords du tube. Le scellement se fait par ramollissement de l'ensemble (il n'y a pas étirage du tube).

Le pompage se fait par deux queusots sur une machine à axe horizontal. Il commence par une succession de rinçages avec de l'argon suivis de vidages. Ensuite un remplissage final à très faible pression d'argon ou d'un mélange de gaz rare est effectué. Enfin les queusots sont refermés.

Avant le culottage et l'emballage (finition), le fil de tantale est chauffé sous l'action d'un champ haute fréquence, ce qui provoque une fissure de la capsule de verre, et le mercure se vaporise alors dans le tube.

I.5.3 Remarques bibliographiques sur le vieillissement

Sur le grand nombre de références concernant les lampes fluorescentes, seul un petit nombre est vraiment exploitable pour l'objectif qui nous intéresse. Cet état de fait résulte de l'intérêt modéré que, jusqu'à une époque récente, affichaient les lampistes pour des phénomènes "négatifs" pour le produit "lampe".

Beaucoup des articles existants concernent des lampes à halophosphates, assez peu de travaux ayant été conduits sur des lampes utilisant des diamètres plus réduits et des luminophores à trois bandes, ou sur les lampes compactes encore trop jeunes sur un marché en pleine évolution.

Si certaines tendances observées sur les lampes à halophosphates le sont aussi sur les lampes "trois bandes", l'amplitude et l'évolution des phénomènes peuvent être notablement différents.

I.6 Principale composante du vieillissement

Il existe deux types de vieillissement, qui conduisent finalement à la fin de vie d'une lampe. Le premier que l'on qualifie de vieillissement physique est dû principalement à l'érosion des électrodes et a pour conséquence en fin de vie, une impossibilité d'amorçage de la lampe. Le deuxième type appelé vieillissement économique, correspond à une baisse du flux lumineux, et à pour origine une altération des propriétés du verre, du gaz et des luminophores.

Il est également nécessaire de distinguer le vieillissement proprement dit, phénomène lent entraînant une altération des propriétés de la lampe, des conséquences aléatoires de ce vieillissement, comme, par exemple, une rupture de filament ou un arcage (phénomène rare sur le réseau européen). Ce deuxième type de phénomènes ne pouvant guère être prévu.

Du point de vue de la baisse du flux lumineux en fonction du temps, l'équation de Lowry et Butler [BUT] montre que la différence entre l'efficacité initiale η_0 et l'efficacité η_t au temps t (en heure), pouvait être représentée par une somme de trois termes de la forme $A(1-e^{-at/100})$:

$$\eta_0 - \eta_t = A_1(1 - e^{-a_1 t/100}) + A_2(1 - e^{-a_2 t/100}) + A_3(1 - e^{-a_3 t/100})$$

$$\eta_o - \eta_t \approx 0,5(1 - e^{-4t/100}) + 3(1 - e^{-0,2t/100}) + 15(1 - e^{-0,02t/100})$$

Les évolutions les plus rapides, 100 ou 200 premières heures, seraient liées à des phénomènes de dégazage et/ou feraient intervenir des impuretés gazeuses (vapeur d'eau, hydrocarbure.) pouvant dégager de l'hydrogène atomique susceptible d'agir sur les luminophores.

Les deux autres types d'évolution font intervenir la pollution des luminophores et du verre par le mercure ainsi que l'action du rayonnement ultra violet, en particulier à 185 nm, sur les luminophores et sur le verre (solarisation).

Il faut noter qu'après sa fabrication, une lampe peut être soumise à un traitement de stabilisation, ou vieillissement. Ce traitement, de quelques minutes, diminue assez considérablement l'émission (équivalent à un vieillissement lent sur 3000h) mais la stabilise. Vrenken et all [VRE] ont montré que ce "vieillissement" rapide (6mn), conduisant à une diminution relative du flux de 10%, serait dû à l'action combinée des raies 253,7 et 185 nm pour 8% environ, à l'action de la raie 253,7 nm seule pour 0,5% et pour le reste à l'action des ions mercure.

La raie 253,7 nm, en dehors de son action faiblement négative, peut avoir une action régénérante en apportant aux électrons, créés par le rayonnement à 185 nm et qui contaminent le luminophore, l'énergie nécessaire pour les libérer.

Le vieillissement des électrodes est surtout lié à la disparition progressive, par pulvérisation et évaporation, des oxydes (Ba-Sr-Ca) qui constituent le matériau émissif de l'électrode. A haute température (1000-1300K) ces matériaux (au moins le baryum) se combinent avec le tungstène pour donner des métaux libres fortement émissifs. Le baryum neutre est extrait de l'électrode chaude qui opère à 1300-1450K. Le chauffage de l'électrode est réalisé par l'effet Joule dû au courant de chauffage (extérieur et de décharge), par la puissance dissipée à l'anode et par le bombardement ionique.

Ces phénomènes ont été depuis longtemps étudiés mais c'est seulement depuis une dizaine d'année qu'une analyse plus poussée a été entreprise.

En ce qui concerne la modification du gaz de remplissage, si des études ont été conduites sur l'influence de différents polluants, nous n'avons rien trouvé jusqu'à maintenant sur l'analyse du gaz de remplissage en fonction du temps d'exploitation.

Au total, même si les autres phénomènes ont des conséquences importantes, la durée de vie des électrodes reste le phénomène caractéristique le plus net et déterminant de la durée de

vie. Il est gouverné dans la plupart des cas par l'évaporation des matériaux émissifs (ceci n'est pas le cas lors des démarrages à froid).

I.6.1 Influence de différents paramètres d'utilisation sur la durée de vie

A travers les phénomènes cités, divers facteurs pratiques d'utilisation influent sur la durée de vie. Nous allons rappeler l'influence des plus connus.

Les valeurs données dans les courbes suivantes correspondent à un ordre de grandeur, chaque fabrication particulière pouvant présenter sa dispersion propre.

I.6.1.1 Variation de l'efficacité lumineuse et de la mortalité avec la durée de vie

Les courbes de la Figure I-12 et de la Figure I-13 sont sans doute les plus connues. La Figure I-12 indique le nombre de lampes restantes après une fraction donnée de la durée de vie. Rappelons que cette grandeur, la durée de vie, est définie comme le nombre d'heures au bout duquel la moitié des lampes sont arrivées en fin de vie. La courbe présentée ici est une indicatrice de l'allure. Il est bien entendu que chaque type de lampes combiné à un type d'alimentation ainsi qu'à un cycle de fonctionnement donné donne des résultats très différents. Pour fixer les idées, on peut généralement s'attendre à une durée de vie de l'ordre de 20000 heures pour une lampe tubulaire fonctionnant sur un ballast électronique avec préchauffage sur un cycle de fonctionnement de trois heures. Les lampes fluocompactes montrent en général une durée de vie un peu plus faible de l'ordre de 15000 heures sur le même cycle et le même ballast.

La courbe de la Figure I-13 indique la diminution progressive de l'efficacité lumineuse au cours de la vie de la lampe. La courbe continue représente la moyenne autour de laquelle on peut observer des dispersions, liées au type de lampe et de fabricant, délimitées par des traits pointillés.

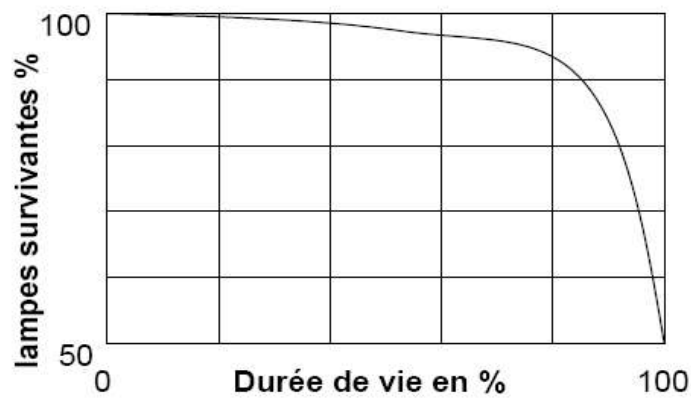


Figure I-12 : influence de la durée de vie et sur le nombre de lampes survivantes

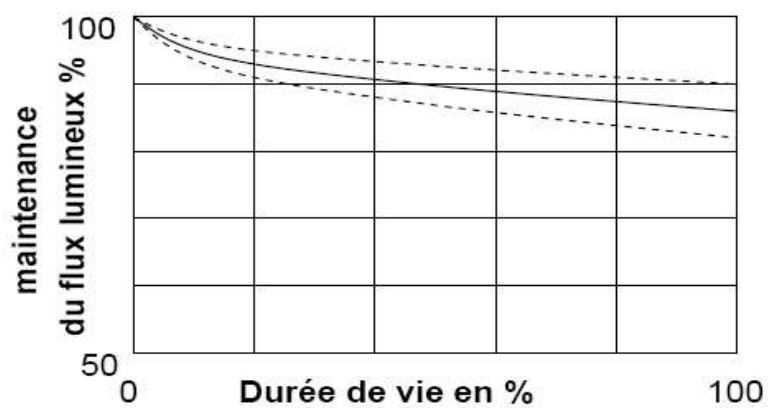


Figure I-13 : Influence de la durée de fonctionnement sur l'efficacité lumineuse

I.6.1.2 Variation de la durée de vie avec le nombre de démarrage à froid

L'influence des démarrages à froid, c'est-à-dire sans préchauffage ou avec un préchauffage insuffisant des électrodes, est donnée dans la Figure I-14. Cet effet est plus directement lié au fonctionnement des électrodes. La lampe va cesser de fonctionner par impossibilité d'allumage.

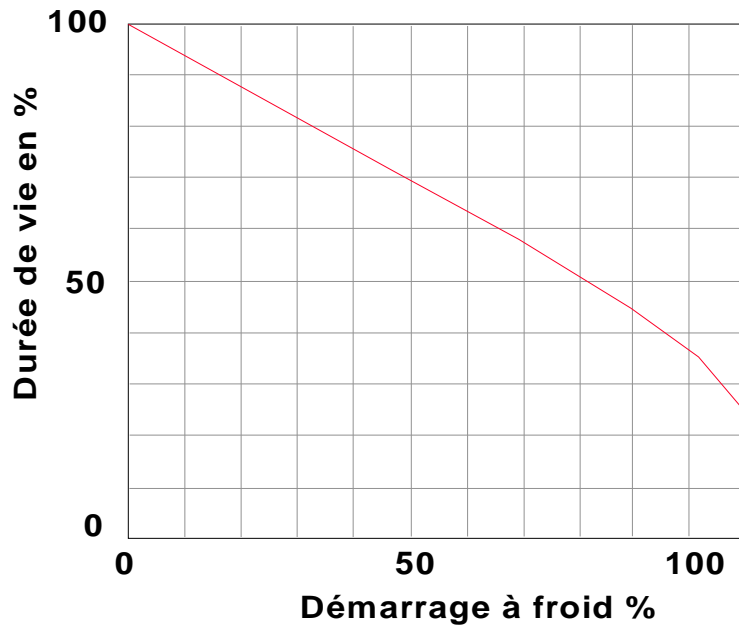


Figure I-14 Influence des démarrages à froid sur la durée de vie

I.6.1.3 Variation de la durée de vie avec le facteur de crête

La Figure I-15 donne l'influence de la forme du courant. Là encore l'effet sur les électrodes intervient directement mais il est très vraisemblable que d'autres effets agissent. On sait en effet que l'augmentation du facteur de crête tend à dépeupler le cœur de la décharge en atomes neutres et à augmenter la température électronique. Il doit en résulter une augmentation relative de l'émission de la radiation à 185nm préjudiciable à la conservation des luminophores.

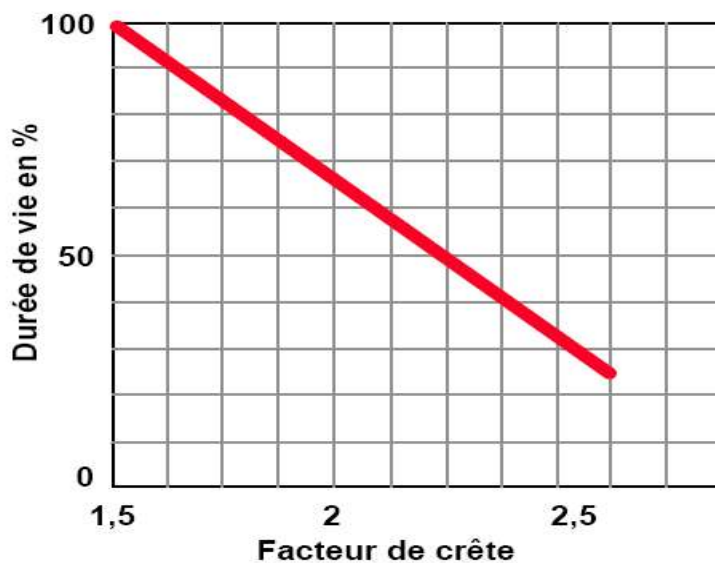


Figure I-15 : Influence du facteur de crête sur la durée de vie

I.6.1.4 Variation de la durée de vie avec le rapport fonctionnement-allumage

Enfin la Figure I-16 donne l'influence du temps de fonctionnement par allumage. Là encore le fonctionnement des électrodes est à mettre en cause de façon préférentielle.

Le point nominal correspond ici à la procédure de la publication n°81 de la CIE (1987), 1 allumage chaque 3h.

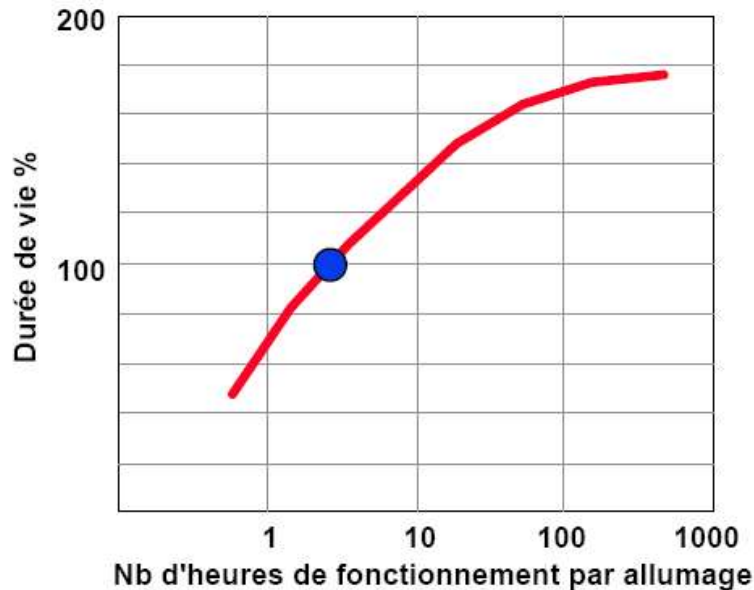


Figure I-16 : Influence du nombre d'heures de fonctionnement par allumage sur la durée de vie

I.6.2 Consommation du mercure

Au cours du fonctionnement de la lampe une partie du mercure est consommée. Bien que la lampe fluorescente fonctionne en pression de vapeur saturante, cet effet, s'il est prononcé, peut modifier le fonctionnement de la lampe en fin de vie. Par ailleurs ce mercure va, en partie, se fixer dans le verre et dans les luminophores et diminuer la transparence du verre et l'efficacité des poudres [VERH].

La Figure I-17 résume les principaux mécanismes de disparition du mercure.

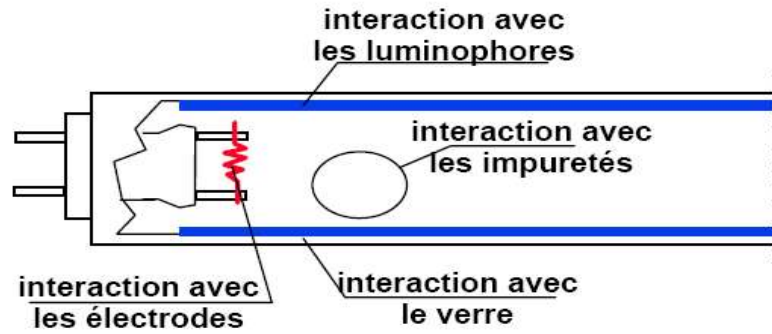


Figure I-17 : Principaux mécanismes de disparition du mercure

Dans une lampe 36W de diamètre 26mm les taux de disparition du mercure sont compris entre 3 et 6 mg/5000h dans le cas d'une lampe à halophosphate, entre 0,5 et 4 mg/5000h dans le cas d'une lampe "trois bandes".

I.6.2.1 Interaction avec le verre

Actuellement on considère généralement [DOU] que les ions de mercure pénètrent dans le verre en prenant la place des ions sodium qui diffusent de la surface du verre vers la masse vitreuse selon le schéma suivant :

- Diffusion de Na^+ de la surface vers le centre de la masse vitreuse
- appauvrissement de la surface en ions sodium
- passage de Hg^* et Hg^+ de la décharge dans le verre
- réduction de Hg^+ en Hg et stockage définitif dans le verre

La Figure I-18 [FUL] donne un exemple de la diminution de transparence d'un verre sodocalcique non protégé.

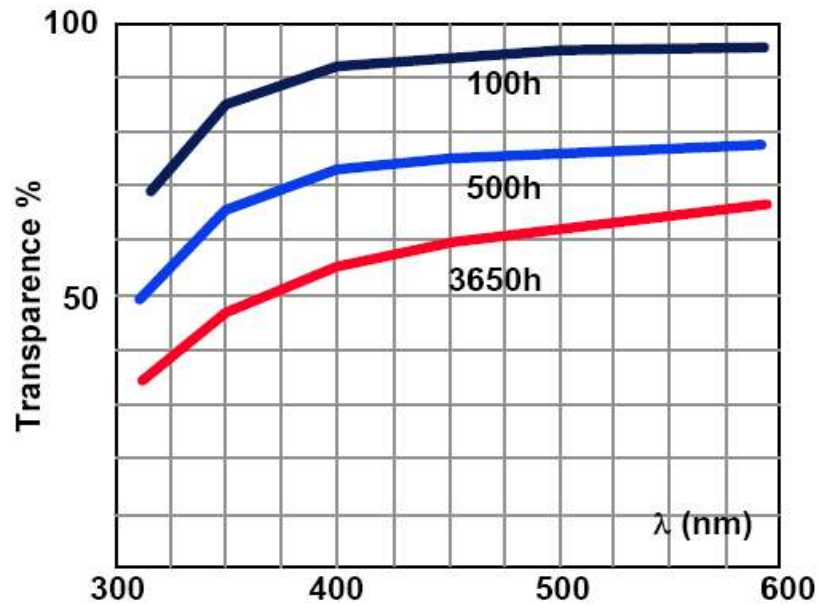


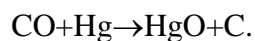
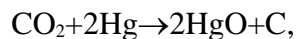
Figure I-18 : Influence de la décharge sur un verre sodocalcique non protégé

I.6.2.2 Interaction avec les impuretés gazeuses

Les réactions du mercure avec les impuretés présentes dans une lampe fluorescente sont aussi un mécanisme de consommation important. Les principales impuretés sont CO_2 , H_2O et des espèces carbonées. Dans la décharge, ces espèces se dissocient facilement en créant une grande variété d'espèces différentes.

La présence d'oxygène favorisera par ailleurs la consommation en mercure causée par la formation de HgO .

Dans le cas des oxydes de carbone (résidus de formation des électrodes), la formation de HgO est accompagnée de la formation de carbone, donnant les réactions globales:



Un cas spécial de l'interaction du mercure avec les impuretés est la formation de taches noires spécialement dans les lampes fluo-compactes [MUL]. Ces taches noires sont composées de carbone, de mercure et de sodium.

I.6.2.3 Interaction avec les électrodes

Durant le fonctionnement d'une lampe fluorescente, le mélange émissif qui recouvre les électrodes s'évapore. Cette évaporation est responsable de la formation d'amalgames Ba-Hg et HgO. Ces composés volatils se déposent sur la couche de luminophores périphérique aux électrodes, entraînant un noircissement de cette partie.

I.6.2.4 Interaction avec les luminophores

Les phénomènes sont complexes et dépendent en particulier des caractéristiques de la décharge et de la nature des luminophores. Le Tableau I-1 donne quelques ordres de grandeurs sur ce phénomène.

Type de luminophore	Verre sodique Qté de Hg en $\mu\text{g cm}^{-2}$ 2/15000h	Verre boraté Qté de Hg en $\mu\text{g cm}^{-2}$ 2/15000h
Halophosphate	7,5	0,5
BAM (bleu)	1,5	1,5
CAT (vert)	5,5	0,2
Y ₂ O ₃ :Eu (rouge)	1	< 0,1

Tableau I-1 : Quantités de mercure dans différents luminophores après 15000h de fonctionnement et pour deux types de tubes

Dans ces lampes, le dépôt fluorescent est de 4 à 5mg/cm².

Les interactions entre le mercure et les luminophores restent encore mal comprises. On pense qu'une fine couche de mercure se déposerait sur ces luminophores. Des essais prouvent que ce phénomène contribue à la dépréciation des phosphores [ITO].

I.6.3 Dépréciation des luminophores

I.6.3.1 Influence du flux UV et du flux d'ions mercure

Des études assez nombreuses existent dans le cas des halophosphates. Il est plus difficile de trouver des résultats concernant les luminophores à bandes étroites utilisés actuellement. Les résultats présentés ici proviennent des études de Beard et al [BEA].

Ces auteurs donnent, en dehors des résultats concernant le vieillissement des luminophores, d'intéressantes observations sur la mise en équilibre de la vapeur de mercure en fonction des températures de paroi et de point froid.

Les expériences rapportées concernent les luminophores suivants :

- BAM (bleu) (Ba,Eu)Mg₂Al₁₆O₂₇
- CAT (vert) (Ce, Tb) MgAl₁₁O₁₉
- YEO (rouge) (Y, Eu)₂O₃
- (La)PO₄
- CW (cool white) Halophosphate

Les trois premiers correspondant aux luminophores utilisés dans les systèmes à trois bandes.

La Figure I-19 donne les résultats obtenus en fonction du nombre d'ions mercure atteignant la paroi par diffusion ambipolaire, par cm² et par seconde, le flux de la raie 185nm étant maintenu sensiblement constant.

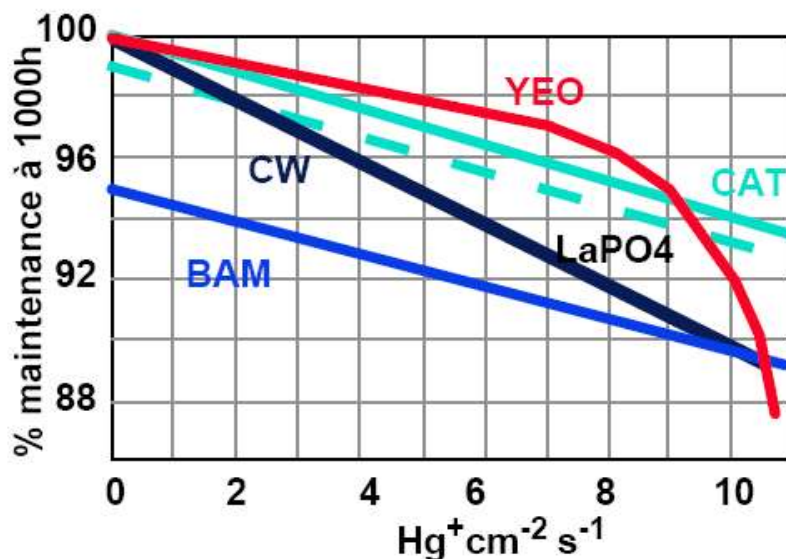


Figure I-19 : Influence du flux d'ion mercure à flux de rayonnement sensiblement constant

La sensibilité au flux d'ions mercure est ici indiquée par la pente des courbes alors que l'ordonnée à l'origine donne une évaluation de la sensibilité au flux de la raie 185nm.

On constate que le luminophore BAM est très sensible au rayonnement UV. Les autres luminophores étudiés semblent peu sensibles au rayonnement.

On cherche actuellement à diminuer la réserve de mercure en utilisant des films qui limitent la consommation de mercure. Les résultats de Tomioka et all [TOM] indiquent que l'effet de ces films est très prononcé sur un luminophores (Figure I-20)

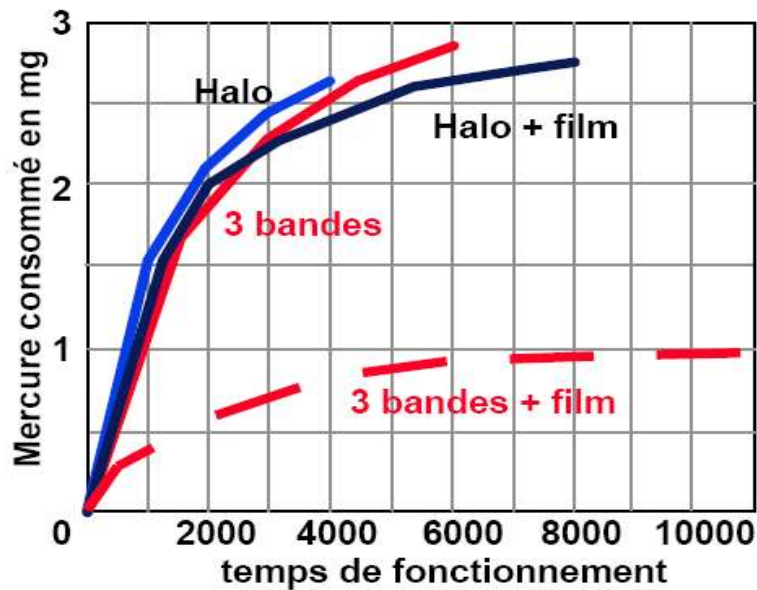


Figure I-20 : Influence d'un film d' Al_2O_3 sur la consommation de mercure

I.7 **Modèle de prédiction de durée de vie**

Le cycle d'allumage extinction concernant les tests de vieillissement est standardisé. Les normes préconisent un cycle complet (allumage extinction) de 3 heures, comprenant 2 heures 45 minutes d'allumage pour 15 minutes d'extinction. Les tests de durée de vie dont on peut trouver les résultats sur catalogue par exemple, sont donc effectués suivant ces normes. Si on considère par exemple une durée de vie moyenne de 20000 heures cela équivaut à une durée de test de 2 ans et demi. Il est inutile de dire que ce type de test est excessivement long et coûteux lorsque l'on se place dans un contexte industriel. De ce point de vue il serait souhaitable d'effectuer des tests de vieillissement sur des durées beaucoup plus courtes, ce qui

implique d'effectuer des tests dans des conditions différentes. On peut trouver diverses parades pour raccourcir les temps de tests. Par exemple diminuer la durée des cycles d'allumage et d'extinction, ou encore diminuer la quantité de matière émissive sur l'électrode. Ces techniques nécessitent tout de même de trouver une relation pour remonter à la durée de vie définie sur le cycle standard, et malheureusement même si les cycles courts montre une tendance du comportement des lampes, il n'existe pas de relation directe pour remonter à la durée de vie standard en partant de la durée de vie obtenue lors d'un cycle court.

Un effort particulier a été développé pour tenter de déterminer des paramètres qui pouvaient corrélérer la durée de vie dans l'objectif de raccourcir les essais de vieillissement longs et onéreux et peut être même à terme de s'en affranchir complètement.

Parmi ces paramètres on peut citer, la chute de tension cathodique [HAM2] [HIL] [NAC] [MIS] [WAT], la température des électrodes [WAY] [SOU] [WAT1] et la mesure, soit de façon directe [BAT], soit de façon indirecte [WHA] [THA], de la quantité de matériel émissif présente sur l'électrode. On peut également citer des paramètres électriques, comme la tension d'arc et le courant de lampe [HAM1] [NAR], et la mesure du rapport R_h/R_c juste après la phase de préchauffage (rapport entre la résistance à froid 25°C et la résistance à chaud), pour des lampes fluorescentes fonctionnant sur des ballasts électronique avec préchauffage des électrodes [HAM] [GOU] [YI].

La réalisation de modèles d'électrodes est également une voie d'investigation pour mieux comprendre les phénomènes gouvernant leurs fonctionnements et pour tenter de relier la perte de matériel émissif dans les différentes phases de fonctionnement avec la durée de vie ou les éventuelles fractures de l'électrode [SOU] [HAV] [WAY] [MIS1].

Nous allons ici décrire rapidement le modèle de Wharmby qui semble être à l'heure actuelle le plus précis tout en reposant sur des mesures relativement simple à mettre en œuvre.

1.7.1 Modèle de prédiction de Wharmby

Les récents travaux de Wharmby [WHA] permettent de prédire la durée de vie d'un système constitué de lampes fluorescentes lorsque celui-ci a fonctionné environ 4000 heures. Cela permet donc de prédire la durée de vie avec une très bonne précision relativement tôt dans son cycle de vie. Il est supposé dans cette étude que la fin de vie de l'électrode est uniquement due à la perte de matériel émissif.

L'idée sur laquelle repose ce travail est que la capacité thermique des enroulements de l'électrode dépend du poids de matériel émissif présent sur ceux-ci. La résistance du tungstène étant fortement dépendante de la température, la mesure de la résistance des enroulements peut être corrélée à la température moyenne de l'électrode.

Le principe est de mesurer le taux de chauffage de l'électrode (dR/dt) lorsqu'un courant de chauffage la parcourt (décharge éteinte). Il a été montré que le maximum du taux de chauffage est caractéristique de la capacité thermique de l'électrode et donc de l'état de vieillissement de l'électrode. La mesure du maximum du taux de chauffage d'une électrode dépourvue de matériel émissif donne donc une valeur limite au-delà de laquelle la lampe est considérée être arrivée en fin de vie.

Des mesures effectuées à différents temps de fonctionnement montrent qu'une prédiction de durée de vie moyenne fiable peut être effectuée par extrapolation à partir de 4000 heures de fonctionnement après seulement 4 sessions de mesures (1000h, 2000h, 3000h et 4000h). Ceci est une avancée majeure puisque la durée de vie peut être prédite avec une bonne précision bien avant que la fin de vie ne soit effective. De plus le principe non intrusif des mesures et leur simplicité (relative) de mise en œuvre confère un avantage certain quant à l'utilisation de cette méthode.

II CHAPITRE 2

Modèle de colonne positive

II.1 Principe de la modélisation de la colonne positive

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les éléments majeurs impliqués dans le vieillissement des poudres fluorescentes et dans l'opacification du verre, étaient le flux d'ion mercure et le flux UV émis par la décharge. L'implémentation d'un modèle de colonne positive est donc nécessaire pour obtenir ces informations dans diverses configurations d'alimentation. Cette modélisation constitue donc une base pour l'établissement d'un modèle de poudre qui pourra être couplé à ce modèle.

Le modèle de colonne positive permet également de connaître le comportement électrique et radiatif d'une décharge soumise à diverses configurations d'alimentation. Nous avons choisi de l'implémenter dans Simulink qui est un environnement permettant de le coupler aisément avec un modèle de circuit électrique, ou avec d'autres modules comme un modèle de dépréciation des poudres. De plus ce support propose également une gamme de solveurs numérique précis, robustes et rapides. Le couplage du modèle de colonne positive avec le modèle de circuit pourra se faire soit directement dans Simulink, soit en utilisant un logiciel dédié à la modélisation de circuit électrique comme PSIM par exemple.

Dans ce chapitre nous allons décrire brièvement le modèle réalisé et présenter des résultats obtenus lorsque celui-ci est couplé à une alimentation électronique. On comparera également les résultats obtenus à des résultats expérimentaux dans le but de valider ce modèle.

La description du plasma de la colonne positive dans une décharge basse pression de Mercure-gaz rare est généralement basé sur la solution des équations gouvernant le peuplement et le dépeuplement des espèces neutres, excitées et chargées, et la relation gouvernant le transfert d'énergie dans le plasma.

Dans le cas présent, comme la pression est faible, la fréquence de collision électron-atome n'est pas assez élevée pour assurer la thermalisation du plasma et donc l'énergie cinétique moyenne du nuage électronique est plus élevée que celle des particules lourdes (atomes et ions). Le plasma est très éloigné de l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL), et il n'est pas possible de définir une température unique.

Pour écrire les équations gouvernant la population et le transfert d'énergie, il est alors nécessaire de prendre en compte, à chaque instant et à chaque point de l'espace dans la colonne positive, tous les processus collisionnels, et les transferts radiatifs affectant l'équation de conservation des particules et de l'énergie.

II.2 Description du modèle réalisé

Nous allons maintenant sans trop rentrer dans les détails décrire le modèle effectué qui a été réalisé sur une base existante. Le lecteur intéressé pourra se référer à plusieurs travaux effectués dans le groupe SIP [DAM],[ZIS],[POR],[MON],[ALS],[PLA] pour approfondir la description faite par la suite. Les données de base nécessaires à l'élaboration du modèle telles que les sections efficaces, les mobilités électroniques et ioniques, ou les coefficients de diffusions peuvent être également trouvées dans les références citées ci-dessus.

II.2.1 Hypothèses du modèle Collisionnel Radiatif dépendant du temps

L'objectif est de limiter au maximum le nombre de ces hypothèses afin d'aboutir à un modèle avec un champ d'application aussi large que possible.

II.2.1.1 Structure énergétique retenue pour le mercure

La première hypothèse concerne la structure atomique des éléments à l'intérieur de la décharge.

Pour la structure énergétique du mercure, seuls les niveaux 6^1S_0 , $6^3P_{0,1,2}$, 6^1P_1 , 7^3S_1 , et Hg^+ interviennent. Ils sont représentés sur la Figure II-1, avec les notations simplifiées utilisées. Concernant les collisions entre les neutres, dans les versions que nous utilisons ici, nous avons négligé à la fois la formation de l'ion moléculaire Hg^{2+} et les recombinaisons volumiques.

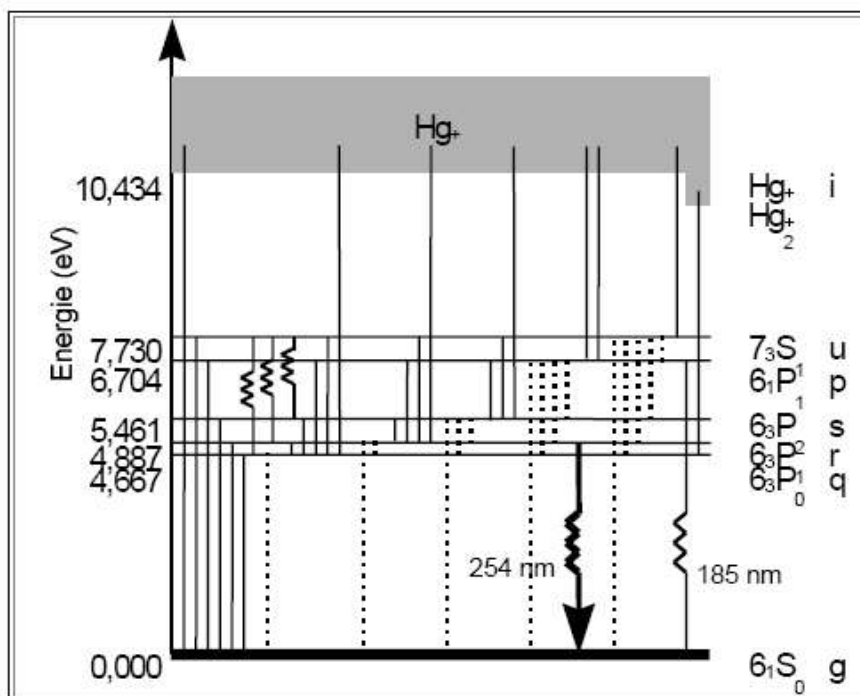


Figure II-1 : Structure énergétique simplifiée du mercure (traits continus : excitations et ionisations ; traits pointillés : désexcitations ; courbes : désexcitations radiatives)

Energie	Niveau	Indice
0,000 eV	Hg(6^1S_0)	G
4,667 eV	Hg(6^3P_0)	Q
4,887 eV	Hg(6^3P_1)	R
5,461 eV	Hg(6^3P_2)	S
6,704 eV	Hg(6^1P_1)	P
7,730 eV	Hg(7^3S_1)	U
10,434 eV	Hg ⁺	I

Tableau II-1 : Désignation et énergie des différents niveaux atomiques considérés du mercure

Le Figure II-1 résume les notations utilisées pour les niveaux du mercure ainsi que l'énergie correspondante à chaque niveau.

II.2.1.2 Structure énergétique retenue pour le gaz rare

Lorsque la température devient faible, la quantité de mercure devient insuffisante pour servir de support à la création des paires électrons-ions nécessaires au fonctionnement de la décharge. L'argon prend alors une grande importance et devient dominant dans la production des charges et contribue également à la dissipation énergétique par son rayonnement. Ici la structure énergétique du gaz rare est prise en compte de façon très simplifiée. Nous avons adopté comme le montre la Figure II-2 un seul état excité fictif et l'état ionisé. Cette représentation suffit lorsque la décharge fonctionne à des températures encore proches de la température ambiante, mais devient insuffisante aux basses températures. Le modèle sera donc utilisé à des températures proches de l'ambiante.

Le niveau fictif Ar^* représente le regroupement des deux premiers niveaux radiatifs et des deux niveaux métastables (l'énergie du niveau fictif est la moyenne pondérée par leur multiplicité des énergies des quatre niveaux qu'il représente). Il émet une raie de résonance (104,8nm) considérée comme partiellement emprisonnée. Une ionisation directe depuis le niveau fondamental, qui nécessite une énergie de 15,76 eV, est considérée comme pratiquement impossible (hypothèse discutable dans le cas du xénon). De plus, lorsque la densité du niveau excité de l'argon est importante, on tient compte de l'effet Penning avec le mercure, comme source d'ionisation pour ce dernier.

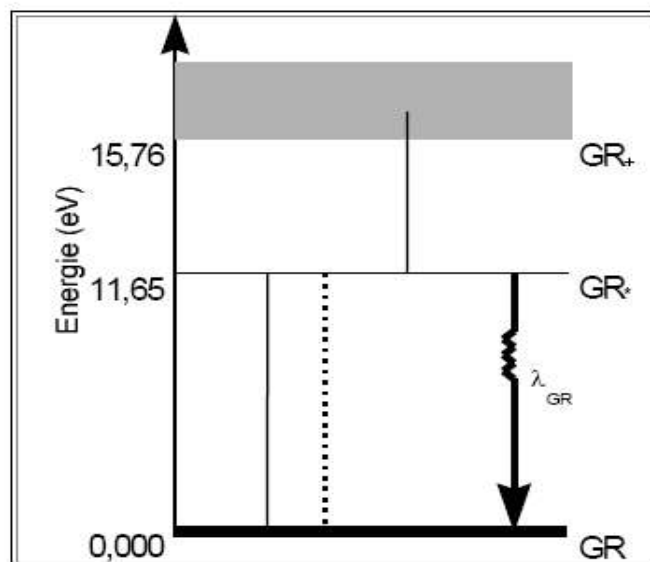


Figure II-2 : Structure énergétique simplifiée du gaz rare (traits continus : excitations et ionisations ; traits pointillés : désexcitations ; courbes : désexcitations radiatives)

II.2.1.3 Neutralité de la colonne positive

La colonne positive est électriquement neutre :

$$n_e = n_{\text{Hg}^+} + n_{\text{GR}^+} \quad (\text{II.1})$$

II.2.1.4 Uniformité spatiale de la température électronique

La température électronique est supposée constante sur le rayon du tube. Cette hypothèse peut être partiellement justifiée en utilisant les mesures de Verweij dans le cas des tubes fluorescents classiques qui sont présentés sur la Figure II-3. Cependant quand la pression totale varie beaucoup, cette hypothèse devient moins valide et des erreurs systématiques peuvent apparaître.

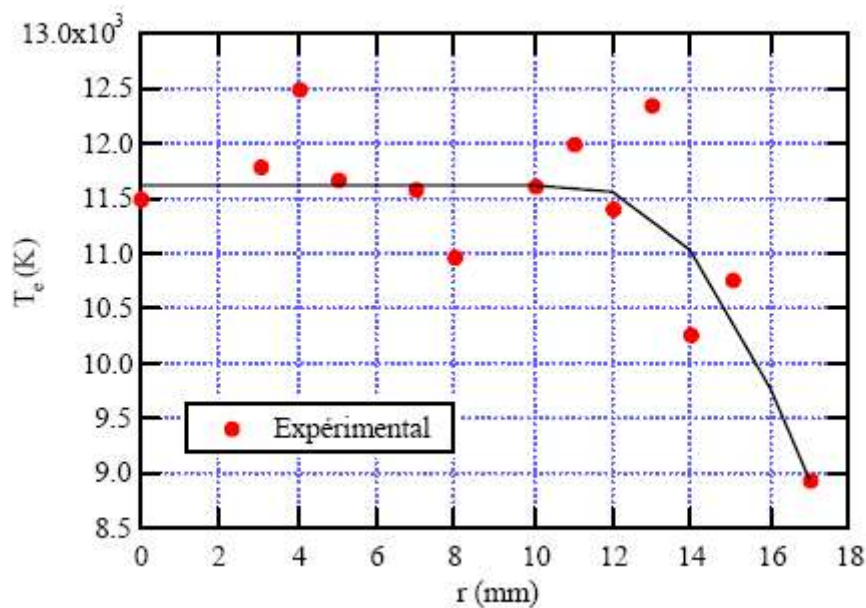


Figure II-3 : Profil radial de température électronique expérimental de Verweij [VERV] dans un tube caractérisé par : $R = 18\text{mm}$, $p_{\text{Ar}} = 3\text{Torr}$, $T_{\text{pf}} = 40^\circ\text{C}$, $I = 400\text{mA}$

II.2.1.5 Fonction de distribution électronique

La fonction de distribution des énergies électronique est celle de Lagushenko et Maya [LAG].

II.2.1.6 Fonction de distribution radiale des espèces excitées

La fonction de distribution radiale des espèces excitées ou ionisées est donnée par un profil imposé. Cette approximation est, sans doute la plus limitative de ce modèle.

II.2.1.7 Profil de densité des particules chargées

La densité électronique a un profil de Bessel d'ordre 0. Cette approximation est correcte à $\pm 2\%$ ([CAY]).

II.2.1.8 Emprisonnement des raies

Les temps effectifs de vie des niveaux résonants considérés sont déduits de la théorie d'Holstein [HOL1], [HOL2].

II.2.1.9 Autres hypothèses

-Les paires électrons-ions créées dans le volume de la décharge diffusent vers la paroi et disparaissent par recombinaison au niveau de celle-ci.

-Les taux de pertes par diffusion des espèces neutres (excitées et fondamentales) dans le gaz tampon sont négligeables [CAY].

-Sachant que la décharge dans le tube est un système fermé, la pression du gaz rare peut être déduite à partir de la relation :

$$p_{GR}(T_g) = p_{GR}^r \frac{T_g}{T_r} \quad (\text{II.2})$$

T_r est la température de remplissage du tube et p_{GR}^r la pression du gaz rare à cette température.

- La pression partielle de mercure est supposée être la pression de vapeur saturante à la température du point froid. L'expression donnée par Nesmeyanov [NES] qui détermine la pression de vapeur saturante de mercure en fonction de la température du point froid, a été retenue. Cette relation est valable pour un domaine de température du point froid variant de $-38,8^\circ\text{C}$ à 500°C .

II.2.2 Système d'équations et résolution numérique

En tenant compte des différentes hypothèses citées dans le paragraphe précédent, l'ensemble des équations de continuité considéré dans le cas de ces modèles comporte :

-Les équations de continuité des niveaux excités du mercure permettant de déduire les densités des différents états excités de Hg.

-L'équation de continuité du niveau excité du gaz rare donnant la valeur de n_{GR}^* .

-L'équation de continuité des ions permettant de déduire les valeurs de n_{Hg^+} , n_{GR^+} .

-L'équation de conservation de l'énergie électronique donnant l'énergie électronique moyenne et donc la température électronique T_e .

-L'équation de conservation de l'énergie du gaz atomique donnant la température du gaz T_g .

-L'équation de neutralité du plasma permettant de déduire la densité électronique n_e .

-La loi d'Ohm permettant de boucler le système en donnant la valeur du champ électrique E , ceci en négligeant la contribution du courant ionique au courant total. Cette approximation est acceptable compte tenu du rapport des mobilités.

Le système ainsi formé est relativement simple mais fait intervenir beaucoup de termes, et les différentes équations qui interviennent sont fortement couplées entre elles, cela entraîne donc un « équilibre » très précaire pour sa solution numérique.

II.2.2.1 Equation de conservation de population des états atomiques (fondamental, excités et états ioniques)

La Figure II-4 résume les mécanismes de peuplement et de dépeuplement d'un niveau atomique excité j. Ces mécanismes sont représentatifs de ce qui se passe pour les autres états atomiques.

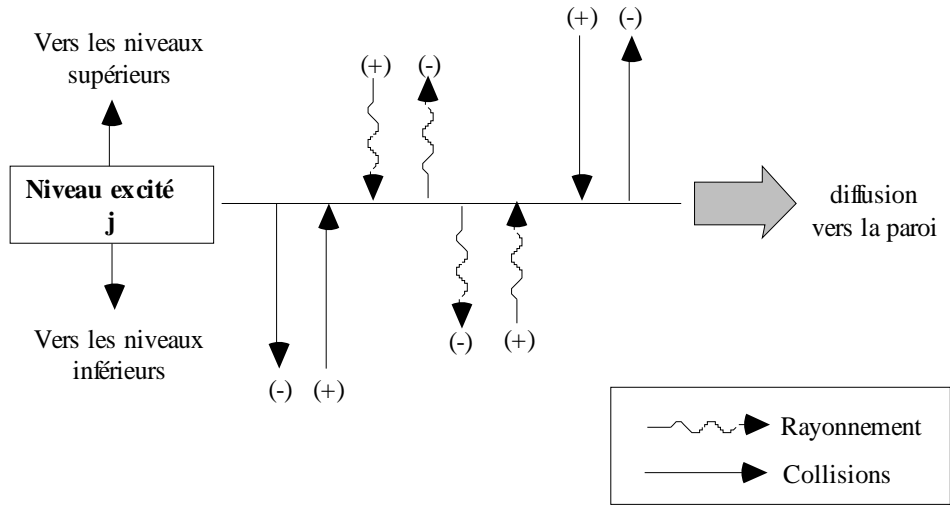


Figure II-4 : Mécanismes de peuplement (+) et dépeuplement (-) du niveau excité j

Le bilan tient compte des collisions par impacts électroniques et photoniques, des collisions entre atomes lourds ainsi que de la diffusion de l'espèce j dans le gaz g :

$$\frac{\partial n_j(r,t)}{\partial t} = n_e(r,t) \left[\sum_k Z_{kj} n_k(r,t) - n_j(r,t) \sum_k Z_{jk} \right] + G_{r,t}^L - n_j(r,t) L_{r,t}^L + \left[\sum_k n_k(r,t) A_{kj}^* - n_j(r,t) \sum_k A_{jk}^* \right] + \text{div} \left\{ D_{jg} n_g \text{grad} \left[\frac{n_j}{n_g} \right] \right\} \quad (II.3)$$

Le terme de gauche (qui est l'inconnu) est la variation dans le temps de la densité de l'état excité j.

Le premier terme représente le peuplement (+) et le dépeuplement (-) du niveau j considéré par collision inélastique électron atome :

où Z_{kj} est le taux de réaction pour la transition $k \rightarrow j$ et Z_{jk} le taux de réaction pour la transition $j \rightarrow k$. Ces taux peuvent être calculés à partir de la section efficace correspondante à la transition en cause.

Le deuxième terme, représente le peuplement et le dépeuplement de l'état excité j par collision inélastique atome-atome qui peuvent souvent produire des molécules et/ou des excimères. Il est à noter que ces opérateurs sont souvent des termes fortement non-linéaires qui compliquent considérablement le traitement mathématique du problème. La plupart des auteurs, lorsque les conditions sont favorables, préfèrent négliger ces termes.

$G_{r,t}^L$ représente le taux de génération par collisions entre atomes lourds et $-n_j(r,t)L_{r,t}^L$ représente le taux des pertes par collisions entre atomes lourds.

Le troisième terme correspond aux productions et aux pertes du $j^{\text{ème}}$ état excité par transition radiative (émission et absorption). Le premier terme est un accroissement de densité par transitions radiatives de niveaux supérieurs, et le deuxième terme est une décroissance de densité du j par transition radiative vers un niveau inférieur. A_{ij} sont les probabilités de transition de chaque niveau radiatif de $i \rightarrow j$. Bien entendu, d'un point de vue mécanique quantique beaucoup de transition sont interdites. Dans ce cas A_{ij} est égal à zéro. De plus le photon émis lors d'une transition radiative est emprisonné dans la décharge avant d'en sortir. Nous avons tenu compte de ce phénomène par le facteur d'emprisonnement $\theta_{ij}(r,t)$. Le terme résultant de la multiplication entre le facteur d'emprisonnement et la probabilité de transition radiative est noté A_{ij}^* et est appelé probabilité de transition effective.

La Figure II-5 présente pour le mercure les niveaux et les transitions concernées.

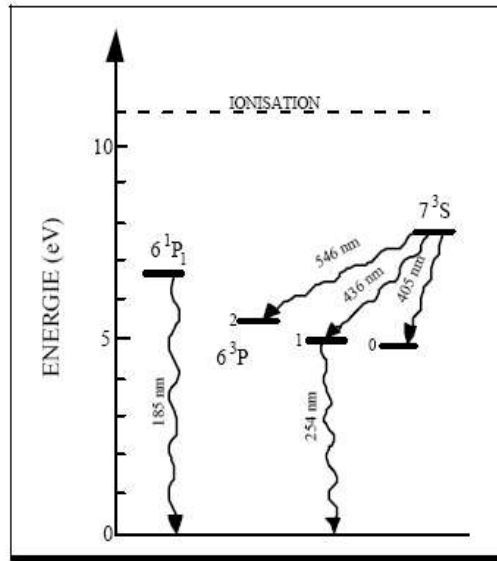


Figure II-5 : Diagramme des niveaux d'énergie du mercure, montrant les raies responsables de la majorité des radiations totales

Le dernier terme est lié aux pertes de particules par diffusion binaire vers la paroi du tube. Ce terme est très souvent négligé pour les niveaux excités (ce qui est essentiellement dû à un manque de données de base). Cette simplification est sans doute moins justifiée pour les niveaux métastables, qui ont des durées de vie importantes, que pour les niveaux radiatifs qui ont des durées de vie beaucoup plus faibles.

II.2.2.2 Equation de conservation des électrons

L'équation décrivant la création/perte des électrons est, mathématiquement parlant, très similaire à l'équation (II.3) de conservation des espèces excités, excepté que les termes radiatifs manquent. Si l'on regroupe les termes d'ionisation Penning et d'ionisation associative sous un terme de génération des électrons secondaires $G_L^{r,t}$, nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial n_e(r,t)}{\partial t} = n_e(r,t) \sum_k (n_k Z_{ki} - n_e Z_{ik}) + G_L^{r,t} + \text{div} \left\{ D_a n_g \text{grad} \left[\frac{n_e}{n_g} \right] \right\} \quad (\text{II.4})$$

L'inconnu ici est la densité électronique $n_e(r,t)$. D_a est le coefficient de diffusion « ambipolaire » décrivant la diffusion des paires électron-ion. On parle de diffusion ambipolaire quand la diffusion des électrons est couplée à celle des ions. Ce terme est d'une

importance majeure pour la colonne positive d'une décharge basse pression. En effet, la faible densité électronique impose des processus de recombinaison faible, (le terme

$n_e(r,t) \sum_k n_e z_{ik}(t)$ est négligeable), compte tenu de l'équation (II.4) le mécanisme dominant

de disparition est la diffusion ambipolaire des particules chargées. Sous l'effet du champ de diffusion ambipolaire les ions et les électrons vont donc diffuser ensemble du centre de la colonne positive vers la paroi du tube ou ils vont se recombiner. Cela veut dire que le champ de diffusion ambipolaire, qui est créé par la charge d'espace ionique et électronique a tendance à accélérer les ions et à ralentir les électrons de façon à ce que ces deux types d'espèces diffusent en même temps vers la paroi. Ce phénomène porte le nom de régime Schottky.

II.2.2.3 Equation de conservation de l'énergie électronique

L'équation de conservation de l'énergie électronique dans la colonne positive peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} = P_{cp} - P_{él} - P_{in} + P_{sél} - P_{dif} - P_{the} - P_{ass} \quad (II.5)$$

Cette relation est composée de plusieurs termes qui rendent compte des phénomènes suivants :

-Gain d'énergie dû au champ électrique créé par le générateur :

$$P_{cp} = E(t)j_e(t) \quad (II.6)$$

où E et j_e représentent respectivement le champ électrique et la densité de courant électrique dans la colonne positive. Ce terme traduit donc l'apport d'énergie dans la colonne positive.

-Pertes d'énergie par collisions élastiques avec le gaz rare et avec le mercure : $P_{él}$.

-Pertes par excitation et ionisation : P_{in} .

-Gains lors des collisions de seconde espèces : $P_{s\acute{e}l}$.

-Pertes par diffusion ambipolaire : P_{dif} .

-Pertes par conduction thermique du nuage électronique : P_{the} . Ce terme est négligeable en basse pression du fait que le profil de la température électronique est plat.

-Pertes par association moléculaire ($Hg_2^+ + e^- \rightarrow 2Hg$) : P_{ass} . Ce terme est négligé.

II.2.2.4 Equation de conservation de l'énergie du gaz neutre

L'équation de conservation de l'énergie du gaz neutre peut s'écrire sous la forme :

$$c_v^g \frac{dT_g}{dt} = P_{\acute{e}l(GR/e^-)} + P_{\acute{e}l(Hg/e^-)} + P_{cond} \quad (II.7)$$

Les deux premiers termes de cette relation $P_{\acute{e}l(GR/e^-)} + P_{\acute{e}l(Hg/e^-)}$ représentent la chaleur générée par unité de volume, due aux collisions élastiques entre les électrons et les atomes de gaz rare ou de mercure.

Les pertes par conduction de chaleur vers la paroi s'expriment sous la forme :

$$P_{cond} = div\{\kappa_g gradT_g\} \quad (II.8)$$

où κ_g est la conductivité thermique du mélange gaz rare-mercure.

Si le profil de la température du gaz est supposé plat et à la température de la paroi T_{pf} , cette relation n'a plus de sens et doit être ignorée. Ceci a comme conséquence un profil plat pour les densités de l'état fondamental du mercure et du gaz rare.

II.2.2.5 Equations annexes

Afin de compléter le système d'équations nous utilisons les relations suivantes qui correspondent :

-à la neutralité électrique locale en tenant compte de la présence éventuelle de plusieurs types d'ions une fois chargés :

$$n_e = n_{\text{Hg}^+} + n_{\text{Hg}_2^+} + n_{\text{GR}^+} \quad (\text{II.9})$$

-à la loi des gaz parfaits pour le gaz tampon :

$$p_g = n_g k_B T_g \quad (\text{II.10})$$

Il faut noter que si les réactions entre le gaz tampon et le mercure sont négligeables et si la pression totale reste constante, la pression totale du mercure reste elle aussi invariante dans le tube.

-à l'équation du courant électrique :

$$I = q_e E \int_S n_e \mu_e dS + I_+ \quad (\text{II.11})$$

où e est la charge de l'électron et n_e et μ_e représentent respectivement la densité et la mobilité électronique.

Le deuxième terme rend compte de la contribution du courant ionique au courant total. Cette contribution est en général négligeable dans la colonne positive (de l'ordre de μ_e/μ_i).

II.2.3 Pondération et conditions aux limites

Pour résoudre le problème dépendant du temps sans être obligé de traiter des systèmes d'équations différentielles aux dérivées partielles complexes, l'approximation la plus communément admise est d'adopter un profil radial pour les espèces excitées et chargées, et de moyenniser les équations dans l'espace. Il est supposé que toutes les grandeurs traitées dans le problème sont nulles à la paroi du tube. L'état fondamental est considéré constant sur le rayon du tube. La valeur moyenne des grandeurs calculées est liée à leurs valeurs centrales par un coefficient qui dépend de la relation concernée et des profils retenus. Ces coefficients interviennent de la manière suivante dans les équations (n_1 et n_2 représentent des densités d'atomes excités et n_e la densité électronique) :

$$\overline{n_1} = An_1(r = 0) \tag{II.12}$$

$$\overline{n_1 n_2} = Bn_1(r = 0)n_2(r = 0) \tag{II.13}$$

$$\overline{n_1 n_e} = Cn_1(r = 0)n_e(r = 0) \tag{II.14}$$

Ceci en admettant que la densité électronique a un profil de Bessel d'ordre 0. Selon Cayless, cette approximation est correcte à ±2% .

Les coefficients A, B et C sont donné par les formules (II.15) où P(r) est le profil considéré :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = \frac{\int_0^R 2\pi r P(r) dr}{\pi R^2} \\ B = \frac{\int_0^R 2\pi r P^2(r) dr}{\pi R^2} \\ C = \frac{\int_0^R 2\pi r P(r) J_0\left(2,4048 \frac{r}{R}\right) dr}{\pi R^2} \end{array} \right. \tag{II.15}$$

A, B, et C ont été calculés pour les différents profils envisagés. Ces coefficients sont regroupés dans le Tableau II-2.

Profil	Bessel	Parabolique	f(r ⁴)
	$J_0\left(2,4 \frac{r}{R}\right)$	$1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2$	$1 - \left(\frac{r}{R}\right)^4$
A	0,4333	0,5	0,666
B	0,270	0,333	0,533
C	0,270	0,299	0,369

Tableau II-2 : Valeurs des coefficients A, B, et C en fonction du profil

II.3 Implémentation du système d'équations dans Simulink

II.3.1 Présentation

Le système d'équations différentielles décrit précédemment a été implémenté dans Simulink. Ce support de simulation présente l'intérêt de s'affranchir d'une programmation littérale de par son concept de simulation par bloc. Le contenu de sa bibliothèque permet également un traitement de l'information performant. La flexibilité du support autorise d'implémenter ses propres blocs de simulation dans des modules appelés S-Function [SFU]. Ces blocs personnalisables permettent de résoudre des systèmes d'équations différentielles qui peuvent s'écrire sous la forme générique suivante :

$$y = f1(x, t, u) \quad (\text{II.16})$$

$$\dot{x} = f2(x, t, u) \quad (\text{II.17})$$

où y est le vecteur des variables de sorties, x et \dot{x} sont respectivement le vecteur de variable d'états et sa dérivée par rapport au temps et u est le vecteur des variables d'entrées. La Figure II-6 présente le schéma bloc associé aux équations qui viennent d'être définies

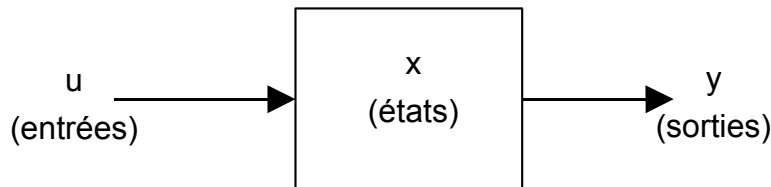


Figure II-6 : Structure du schéma bloc d'une S-fonction

L'écriture du système d'équations différentielles à l'intérieur de la S-fonction peut s'effectuer sous différents types de langages de programmation. Nous avons opté pour une implémentation en langage C qui permet d'allier simplicité d'écriture et rapidité d'exécution. Le système à résoudre se compose de 10 équations différentielles (6 pour le mercure, 2 pour le gaz rare, 1 pour la température électronique et 1 pour la température du gaz tampon).

II.3.2 Résultats

II.3.2.1 Circuit d'alimentation simulé

Nous avons décrit précédemment la topologie générale d'une alimentation électronique servant à alimenter les lampes fluorescentes (voir figure I.7). Pour simuler ce type d'alimentation complexe, nous avons modélisé uniquement l'étage de sortie constitué du circuit résonnant et de la lampe. Le demi pont est alimenté par une tension continue. Nous avons considéré qu'il générerait une tension de forme trapézoïdale à fréquence variable avec un temps de montée et de descente fixe. Le schéma de l'alimentation modélisée est présenté sur la Figure II-7.

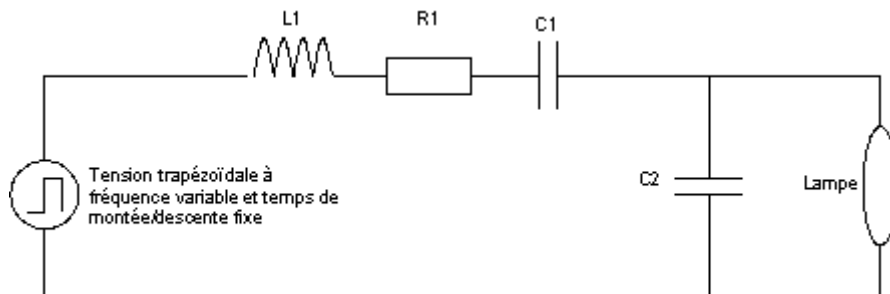


Figure II-7 : Circuit d'alimentation simulé

Les grandeurs des composants correspondent à celles d'un ballast alimentant une lampe T8F58. $L1=1.5\text{mH}$ $R1=10\Omega$ $C1=100\text{nF}$ $C2=12\text{nF}$. La lampe modélisée est de longueur $l=1.3\text{m}$ de diamètre intérieur $D=24\text{ mm}$, la pression d'argon est $P=3\text{torr}$, et la température du point froid est prise égale à 40°C .

Nous allons tout d'abord fixer la fréquence du signal d'entrée à 42.5kHz , et comparer tension et courant obtenus dans le cas de la simulation et expérimentalement. Nous prendrons ensuite une fréquence de 47.5kHz et nous ferons les mêmes comparaisons. Pour simuler une phase transitoire typiquement représentative d'une phase de dimming, nous effectuerons un saut de fréquence de 42.5kHz à 47.5kHz et inversement.

II.3.2.2 Schéma de simulation sous Simulink

La Figure II-8 présente le schéma de simulation implémenté dans Simulink. La librairie de Simulink proposant des blocs intégrateur, et des blocs dérivateurs, il devient alors relativement simple de coupler le modèle de colonne positive à un circuit électrique, composé d'éléments passifs comme des inductances et des capacités. Un autre avantage est de pouvoir agir en temps réel sur certains paramètres du modèle et observer directement son évolution à l'aide de blocs de visualisation.

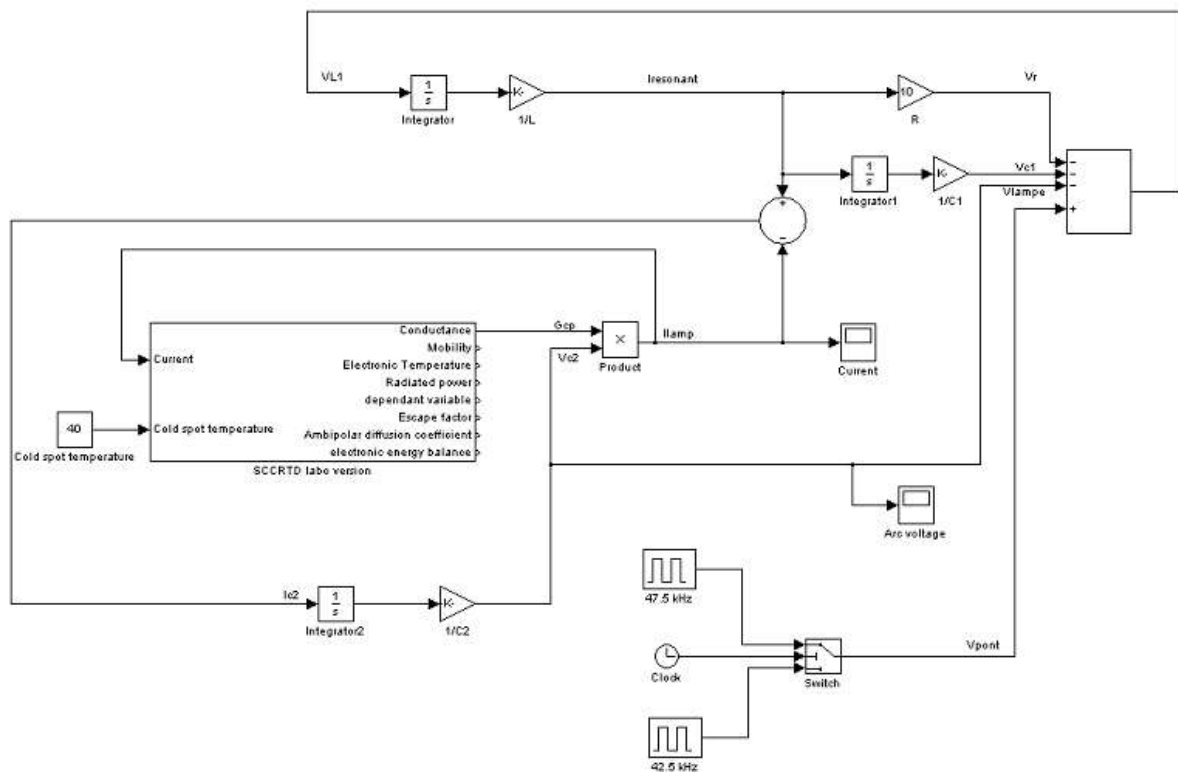
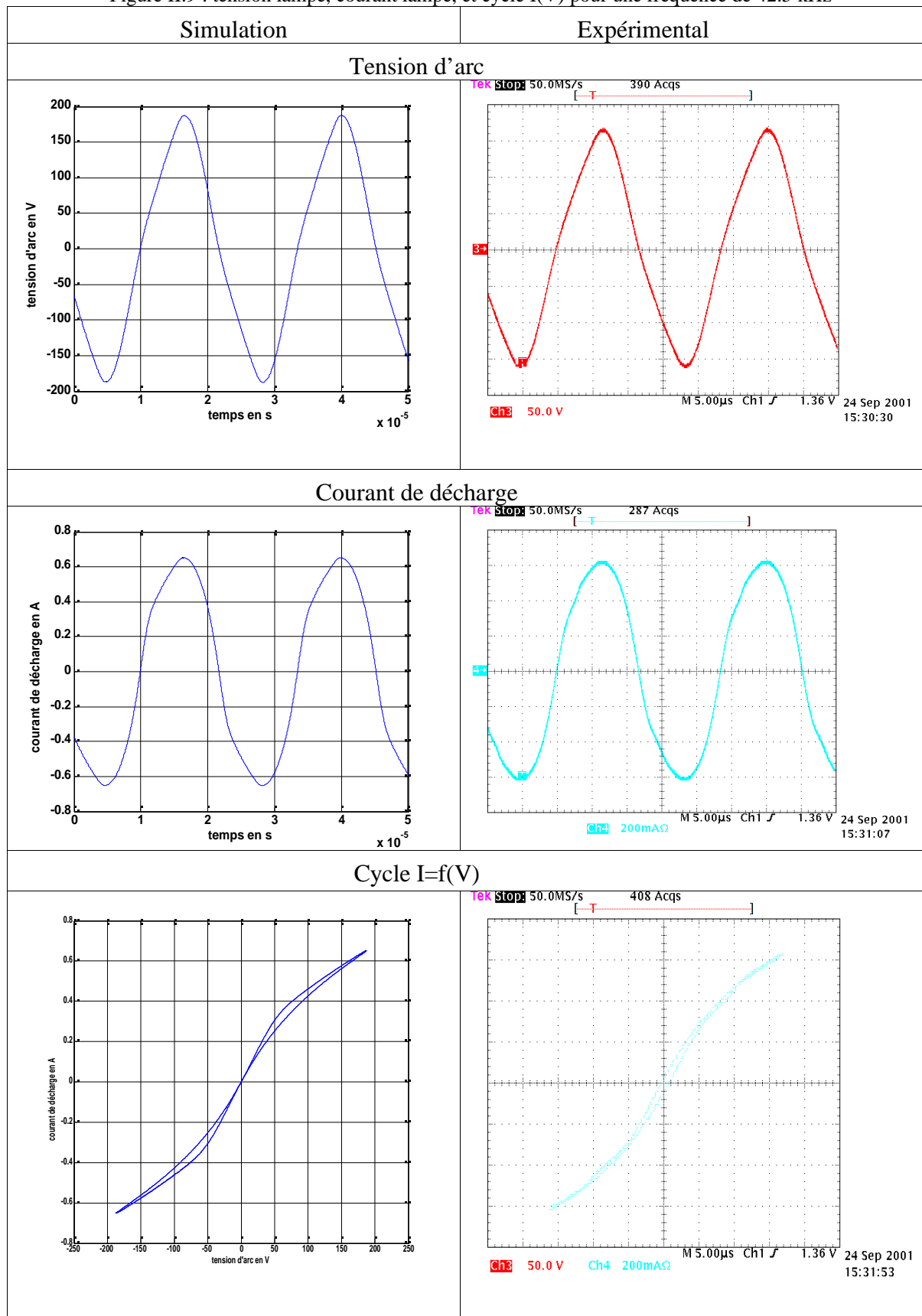


Figure II-8 : Couplage du modèle de colonne positive et du modèle d'alimentation électrique dans Simulink

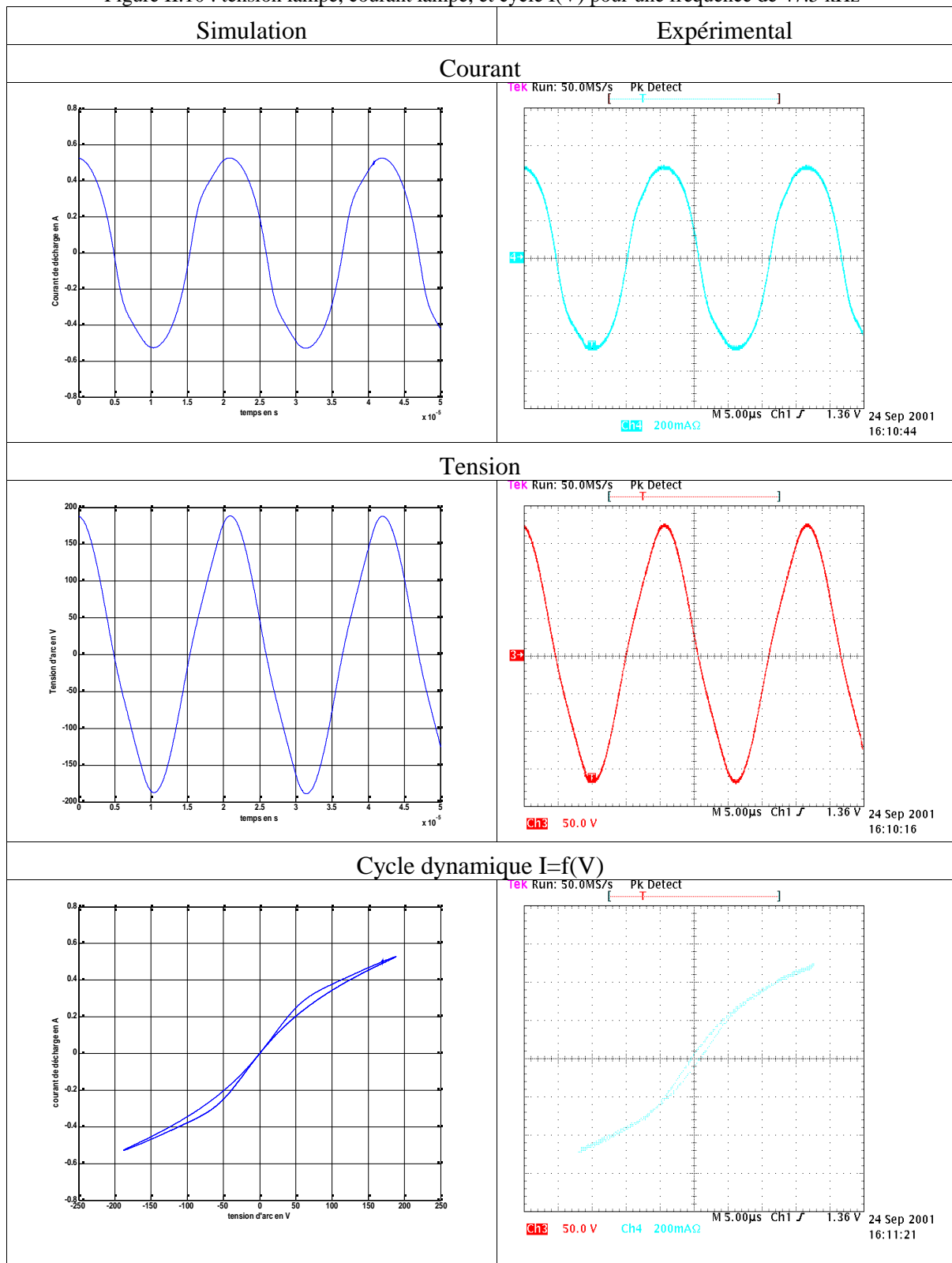
II.3.2.3 Comportement électrique de la colonne positive pour une fréquence de 42.5 kHz

Figure II.9 : tension lampe, courant lampe, et cycle I(V) pour une fréquence de 42.5 kHz



II.3.2.4 Comportement électrique de la colonne positive pour une fréquence de 47.5 kHz

Figure II.10 : tension lampe, courant lampe, et cycle I(V) pour une fréquence de 47.5 kHz



II.3.2.5 Comportement électrique de la colonne positive pour un saut de fréquence de 47.5 kHz à 42.5 kHz

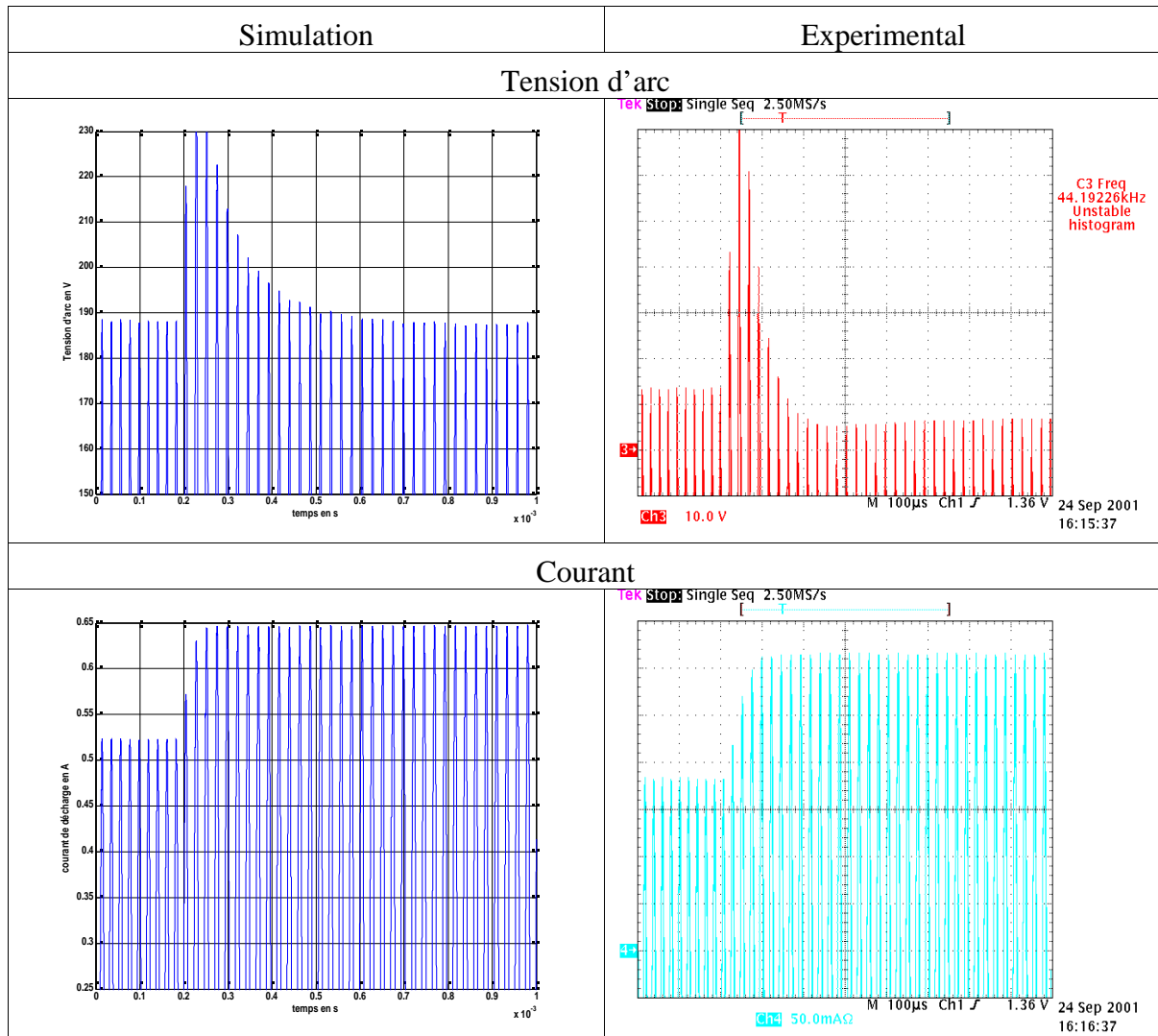


Figure II.11 : Comportement transitoire de la tension lampe et du courant lampe lors d'un saut de fréquence de 47.5 kHz vers 42.5 kHz.

II.3.2.6 Comportement électrique de la colonne positive pour un saut de fréquence de 42.5 kHz à 47.5 kHz

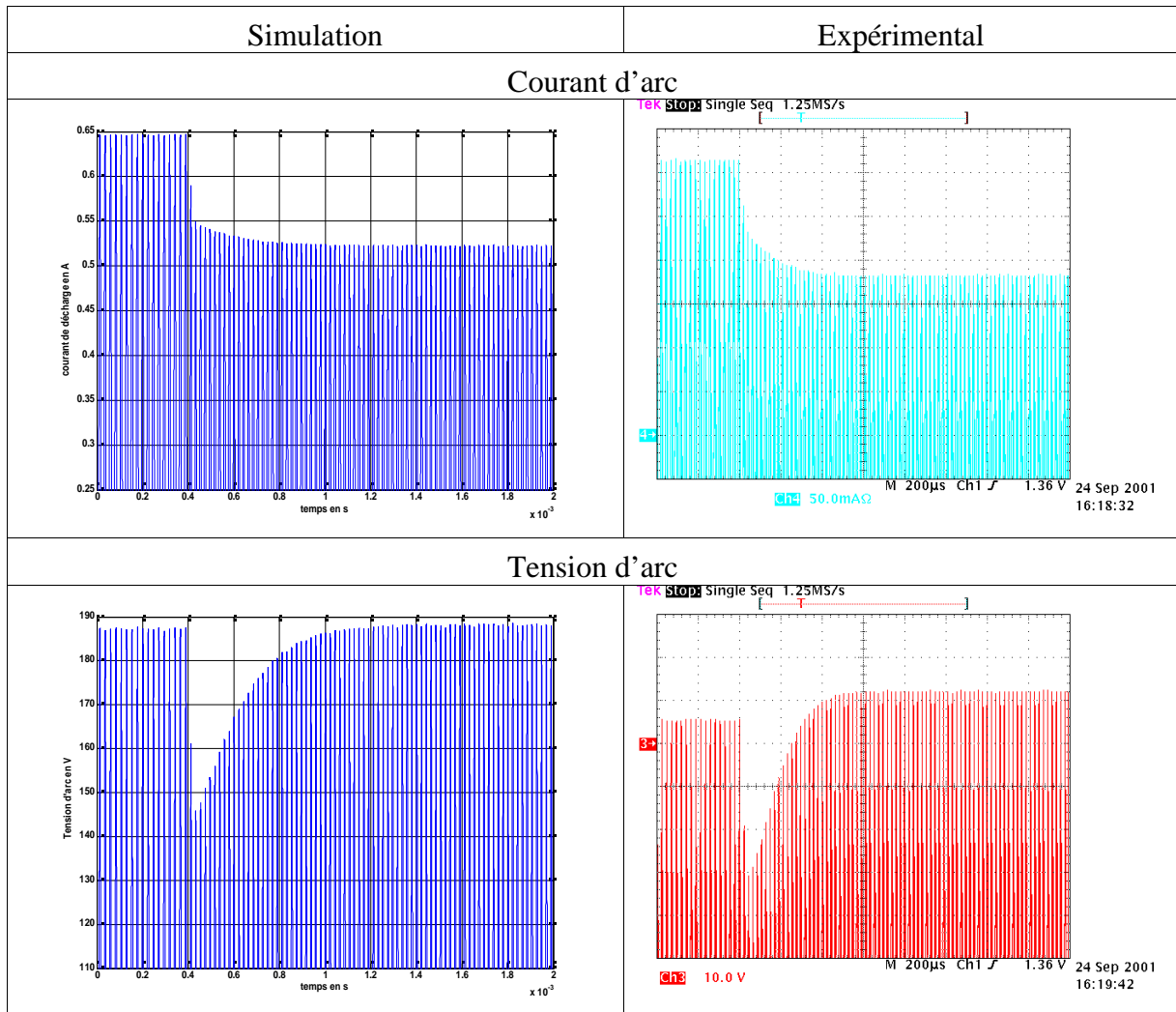


Figure II.12 : Comportement transitoire de la tension lampe et du courant lampe lors d'un saut de fréquence de 42.5 kHz vers 47.5 kHz.

II.3.2.7 Commentaires

II.3.2.7.1 Amplitude des signaux.

Les figures II.9 et II.10 représentent les caractéristiques électriques mesurées et simulées de la décharge pour une fréquence de respectivement 42.5 kHz et de 47.5 kHz.

Dans les deux cas, on peut voir que les tensions et courants lampes sont plus élevés que les tensions et courants lampes mesurés. Une erreur intervient à hauteur de 8% sur la tension et de 5 % sur le courant. On ne sait pas précisément quel est le type de gaz rare (ou de mélange de gaz rares) et quelle est sa pression de remplissage dans la lampe commerciale qui a été utilisée. Or le type de gaz rare et sa pression vont fortement influencer les collisions élastiques entre électrons et gaz neutre, ce qui va jouer sur la mobilité électronique au sein de la décharge. La mobilité électronique étant directement reliée au champ électrique, cela pourrait être une cause d'erreur.

Une autre source d'erreur peut provenir de la température du point froid de la lampe, qui a été fixée dans les simulations à 40°C. En effet, la température du point froid va conditionner la pression de vapeur saturante de mercure à l'intérieur de la décharge et par conséquent agir sur le bilan de l'énergie électronique qui aura une influence directe sur le champ électrique. En pratique il est difficile de contrôler avec précision la température du point froid d'une lampe, à part de la plonger dans un bain d'eau à température régulé ou de la faire fonctionner dans un flux d'air turbulent à température contrôlée. Les mesures ayant été effectuées dans une pièce à la température ambiante, on peut estimer la température du point froid à 40°C. Cette estimation peut donc également mener à des différences entre les résultats expérimentaux et calculés.

II.3.2.7.2 Comportement lors des transitoires

Les figures II.11 et II.12 montrent le comportement de la tension d'arc et du courant de décharge lors d'un transitoire induit par une variation de fréquence respectivement de 47.5 KHz vers 42.5 kHz et inversement.

On peut observer un comportement transitoire fortement non linéaire de la décharge, suivant le sens de variation du courant de décharge.

Dans le cas d'une transition d'un courant fort vers un courant plus faible (42.5 kHz → 47.5 kHz), la tension chute brusquement avant de remonter vers un nouvel état d'équilibre. Le courant de décharge est proportionnel au produit du champ électrique, de la mobilité électronique et de la densité électronique. Lorsque le courant diminue brusquement, la densité électronique n'a pas le temps de suivre instantanément étant donné que la recombinaison des électrons, qui est gouvernée par la diffusion ambipolaire, est un phénomène relativement lent (de l'ordre de la ms). De plus, la mobilité électronique est un paramètre dépendant fortement des collisions élastiques entre les électrons et le gaz tampon. Ce paramètre, même s'il dépend de la température du nuage électronique, est beaucoup plus dépendant de la pression du gaz tampon. Par conséquent lors de la transition, il variera, mais dans de faibles proportions. La seule possibilité d'adaptation rapide de la décharge pour suivre cette brusque diminution de courant est une diminution du champ électrique, ce qui entraînera une baisse quasi instantanée de la température électronique étant donné la faible inertie des électrons. La tension d'arc diminue alors brutalement avec le champ électrique. Les électrons se recombinent alors lentement, et la tension d'arc remonte petit à petit, après être passée par un minimum. Lorsque le bilan création-destruction de paires électrons-ions est de nouveau stabilisé, la décharge aura atteint un nouveau point d'équilibre.

Dans le cas d'une transition d'un courant faible vers un courant fort, le raisonnement est légèrement différent. Il n'implique plus la constante de temps de diffusion ambipolaire, mais la constante de temps d'ionisation. La densité électronique ne pouvant pas suivre instantanément l'augmentation brusque du courant de décharge, le champ électrique va alors croître fortement et entraîner de ce fait une augmentation de la température électronique. Au fur et à mesure que la densité électronique augmente, le champ électrique diminue après être passé par un maximum, pour atteindre une valeur d'équilibre lorsque le bilan de créations et de pertes de paires électrons-ions sera de nouveau nul.

Même si les amplitudes des grandeurs ne sont pas rigoureusement identiques à ce que l'on observe expérimentalement, le comportement transitoire du modèle est très satisfaisant, ce qui montre que la dynamique de création et de perte de paires électrons-ions est correctement prise en compte. Il semblerait que l'hypothèse la plus limitative du modèle de colonne positive dépendant du temps soit la moyenne faite sur les profils de densité des espèces en présence dans la décharge. En effet suivant les conditions d'alimentation, les schémas cinétiques d'excitation et d'ionisation peuvent changer radicalement. Ils peuvent entraîner un dépeuplement et/ou un peuplement d'une ou de plusieurs espèces au centre de la décharge et ainsi modifier fortement son profil, et par conséquent les caractéristiques de la décharge.

III CHAPITRE 3

Banc de vieillissement de lampe à décharge

Le dispositif a été conçu de façon à pouvoir étudier n'importe quel type de sources de lumière. Néanmoins, dans le cadre de cette étude, seules les lampes fluorescentes tubulaires, compactes et les lampes sodium haute pression 150W ont été mises en essai. Pour des raisons d'encombrement, dû au nombre important de lampes, une salle d'expérimentation assez volumineuse était nécessaire. Ce dispositif expérimental a été réalisé sur le site interuniversitaire Jean-François Champollion à Albi, qui a mis à disposition une salle de dimensions conformes au cahier des charges souhaitées.

Après avoir défini les caractéristiques du dispositif expérimental à réaliser, nous présenterons celles du dispositif que nous avons mis en place. Par la suite nous analyserons les premiers résultats concernant les durées de vie et la dépréciation du flux lumineux. Nous analyserons également les résultats d'une étude publique récemment publiée, pour vérifier et étayer la cohérence des résultats déjà obtenus.

Nous préciserons également quelles sont les améliorations à apporter au dispositif expérimental afin qu'il soit conforme aux normes en vigueur, et donc qu'il puisse servir de référence à des professionnels.

III.1 Dispositif expérimental : Concept et généralité

III.1.1 Définition des cycles de fonctionnement utilisés

Le principe retenu pour les tests est de faire fonctionner les différentes lampes sur deux cycles de fonctionnement prédéfinis :

- le premier, appelé cycle long, correspond à 2h45 de fonctionnement pour 15mn d'arrêt. C'est le cycle standard de vieillissement qui définit industriellement la durée de vie d'une lampe. Il permet d'évaluer la dépréciation des sources lumineuses en régime de référence.

- le deuxième, dénommé cycle court, correspond à 5mn de fonctionnement pour 5mn d'arrêt. Il permet d'évaluer l'influence de la phase d'amorçage sur la durée de vie.

III.1.2 Systèmes d'éclairages testés

Le choix des lampes et de leurs systèmes d'alimentation a été effectué avec un souci de représentativité du marché actuel.

Trois types de lampes ont été étudiés :

- des lampes fluorescentes tubulaires de différents diamètres et puissances,
- des lampes fluocompactes de différents types,
- des lampes haute pression sodium.

Trois types de systèmes d'alimentation ont été utilisés :

- des ballasts ferromagnétiques,
- des ballasts électroniques sans préchauffage des électrodes,
- des ballasts électroniques avec préchauffage des électrodes.

Les systèmes d'éclairage mis en essai sont une combinaison des trois types de lampes et des systèmes d'alimentation décrits ci-dessus. Chacun des systèmes étudiés se compose d'au moins cinq lampes, ce qui permet d'avoir un échantillon considéré comme suffisamment représentatif pour chaque type d'essai. Un échantillon de vingt lampes aurait été préférable, mais, les moyens financiers disponibles, nous ont contraint d'effectuer des tests sur des groupes plus réduits.

Nous avons fait en sorte d'acquérir des lampes et des ballasts supposés provenir du même lot de fabrication. En effet même si les chaînes de montages sont relativement fiables, d'un point de vue de reproductibilité, il existe une faible dispersion qui peut avoir une influence sur les résultats attendus.

Il y a au total vingt groupes de cinq systèmes chacun, soit un total de cent systèmes lampes + ballast. Un récapitulatif des essais effectués est présenté sur le Tableau III-1.

Les sept premiers groupes sont des essais de référence qui nous permettront de valider le bon fonctionnement du dispositif expérimental en comparant les résultats obtenus avec ceux donnés par les fabricants. Les tubes étudiés sont des tubes de 36W et de 26 mm de diamètre. Ils sont alimentés par des ballasts électromagnétiques (groupes 1 à 4), électroniques

sans préchauffage (groupe 5 et 6) et avec préchauffage (groupe 7). En ce qui concerne le premier système étudié, nous avons choisi d'effectuer les tests normaux sur vingt lampes (groupes 1 à 4) pour s'assurer d'avoir un échantillon représentatif. Comme nous le verrons plus loin, les premiers résultats montrent que les tests réalisés avec 5 lampes par lot permettent également de dégager des résultats significatifs.

Groupe	type lampe	type ballast	cycle de fonctionnement	Temperature de couleur (°K)	efficacité lumineuse (lm)	IRC	rack
1	T8 36W	Ferromagnetique	Normal	2700	93	85	1
2	T8 36W	Ferromagnetique	Normal	2700	93	85	1
3	T8 36W	Ferromagnetique	Normal	2700	93	85	1
4	T8 36W	Ferromagnetique	Normal	2700	93	85	2
5	T8 36W	Electronique sans préchauffage	Normal	2700	93	85	2
6	T8 36W	Electronique sans préchauffage	Normal	2700	93	85	2
7	T8 36W	Electronique avec préchauffage	Normal	2700	93	85	3
8	T8 36W	Ferromagnetique	Rapide	2700	93	85	3
9	T8 36W	Electronique sans préchauffage	Rapide	2700	93	85	3
10	T8 36W	Electronique avec préchauffage	Rapide	2700	93	85	4
11	T5 28W	Electronique avec préchauffage	Normal	2700	104	85	4
12	T5 28W	Electronique avec préchauffage	Rapide	2700	104	85	4
17	compacte 18W	Electronique avec préchauffage	Normal	2700	66	82	5
18	compacte 18W	Electronique avec préchauffage	Rapide	2700	66	82	5
13	compacte 18W	Electronique régulé	Normal	2700	66	82	5
14	compacte 18W	Electronique régulé	Rapide	2700	66	82	5
15	compacte 20W	Intégré	Normal	2700	60	82	5
16	compacte 20W	Intégré	Rapide	2700	60	82	5
19	Sodium 150W	Ferromagnetique	Normal	2150	87	65	6
20	Sodium 150W	Ferromagnetique	Rapide	2150	87	65	6

Tableau III-1 : Essais effectués

III.1.3 Schéma de principe du dispositif expérimental

Un schéma de principe général du dispositif expérimental est présenté sur la figure 1. Les lampes sont commandées à l'allumage et à l'extinction suivant les cycles prédéfinis. La gestion des allumages et des extinctions est effectuée par un automate programmable qui commande des relais. Les différents groupes sont alimentés par le biais d'un régulateur de tension permettant d'avoir une tension d'alimentation constante. La mesure du niveau du courant absorbé par chaque groupe de lampe nous permet de détecter automatiquement la fin de vie des lampes. Des mesures électriques peuvent être prises sur les différents types de lampes. Le dispositif expérimental est détaillé dans les paragraphes suivants.

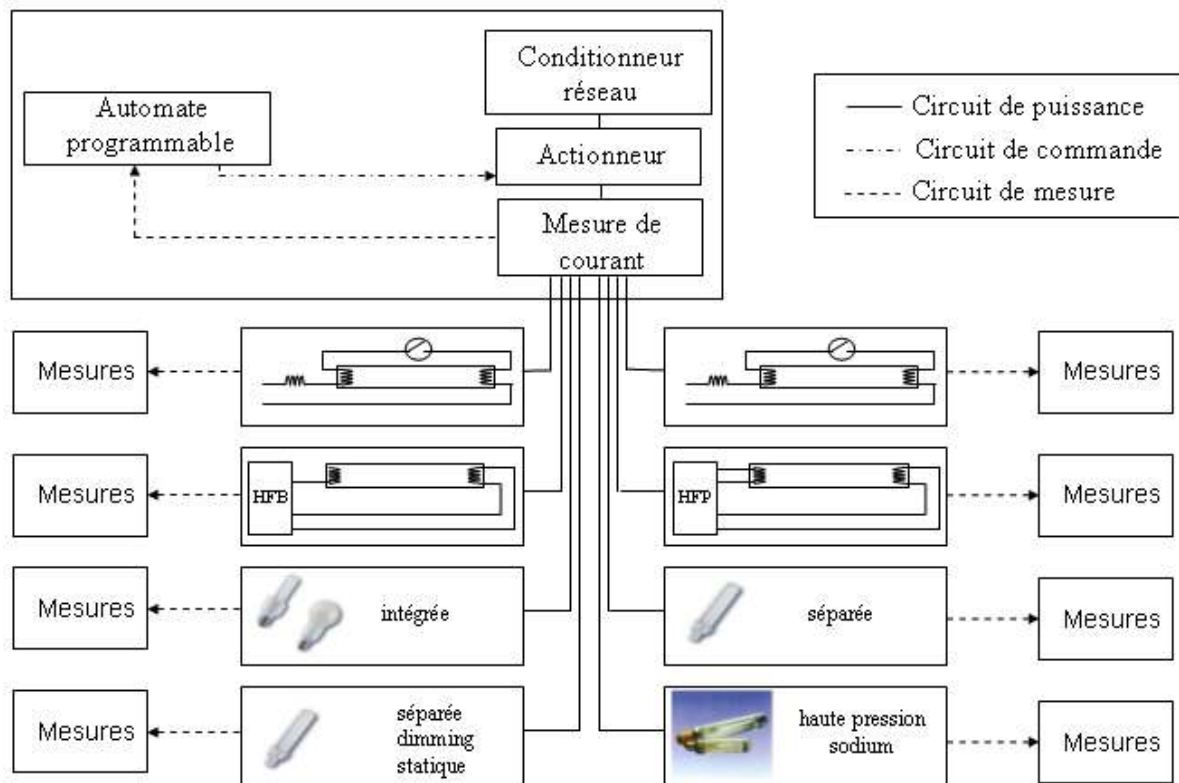


Figure III-1 : Schéma général du dispositif expérimental.

III.1.4 Mesures effectuées

Les mesures effectuées sont les suivantes :

- flux lumineux,
- tension d'alimentation,

tension d'arc sauf pour les lampes fluocompacte intégrées,
courant total (lampe+ballast),
courant lampe sauf pour les lampes fluocompacte intégrées,
puissance lampe sauf pour les lampes fluocompacte intégrées et/ou puissance système lampe+ballast.

III.1.5 Protocole de mesure

Pour ce type de test de vieillissement, la norme [IEC] impose un protocole de mesure très strict. Il est préconisé d'effectuer des mesures de flux lumineux à 100, 1000, 2000, 4000, 8000 et 12000 heures de fonctionnement. Ces mesures sont réalisées dans un dispositif intégrateur à l'intérieur duquel la température doit être maintenue à $25^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$. De plus l'amplitude de la tension d'alimentation ne doit pas varier au-delà de $\pm 0,5\%$. La tolérance sur la fréquence est de $\pm 0,5\%$.

III.1.5.1 Contraintes électriques

La norme [EN5] fixe la tolérance de l'amplitude de la tension des réseaux de distribution BT 230V/400V entre +6% et -10%, et fixe une tolérance sur la fréquence de $\pm 1\%$. Nous avons par conséquent utilisé un conditionneur de réseau aussi bien pour alimenter les lampes sur les cycles prédéfinis que pour effectuer les mesures de flux lumineux. Ce régulateur nous permet d'avoir une tension d'alimentation stabilisée à $230\text{V} \pm 1\%$. La sortie du régulateur est connectée à un autotransformateur permettant d'ajuster manuellement le niveau de tension et permettant ainsi d'alimenter à puissance nominale la lampe à mesurer. Pour évaluer l'effet de la variation de fréquence, des simulations ont été effectuées. Pour une variation de fréquence de $\pm 1\%$ aucune différence n'a été obtenue concernant le flux émis par la raie du mercure à 254nm. Nous avons donc choisi de nous limiter à une variation de $\pm 1\%$, ce qui peut être obtenu sans matériel supplémentaire.

III.1.5.2 Contraintes thermiques

Nous avons chauffé ou refroidi, suivant la température ambiante, le volume du dispositif intégrateur par un écoulement d'air pour rester au plus près de la température de consigne ($25^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$). Néanmoins, le maintien de la température à une valeur constante dans le volume ne peut pas se faire sans dispersion. En effet, lorsque que le dispositif intégrateur contient une lampe en fonctionnement, l'échauffement induit par celle-ci empêche d'avoir une température uniforme. Nous avons donc placé un capteur de température au plus proche de la lampe pour maintenir la température de consigne autour de celle-ci. Un dispositif automatique de régulation est en cours de réalisation pour résoudre ce problème.

III.1.6 Mesures du flux lumineux

Avant chaque mesure photométrique, les lampes ont été préchauffées pendant au moins vingt minutes. Les différents types de ballasts de mesure utilisés ont été également mis en fonctionnement au moins vingt minutes avant la prise de mesure pour éviter les dérives thermiques. Les lampes une fois préchauffées sont déplacées de leur structure de préchauffage vers le dispositif intégrateur et ceci le plus rapidement possible, pour éviter tout refroidissement important. Elles sont ensuite alimentées à l'intérieur du dispositif. Un chauffage supplémentaire d'au moins cinq minutes est réalisé avant la prise effective de mesure.

III.1.7 Mesures électriques

Les mesures électriques (tension d'arc, courant de chauffage des électrodes, courant de décharges, tension d'amorçage) sont effectuées directement sur les structures accueillant les lampes, sur des boîtiers réservés à cet effet, et lors des mesures photométriques. Nous n'avons pour le moment détecté aucune variation des paramètres électriques nous permettant d'établir des conclusions sur une corrélation possible avec la durée de vie.

III.2 Descriptif de conception du dispositif de vieillissement

Le dispositif de vieillissement a été monté sur le site interuniversitaire Jean-François Champollion à Albi. Une salle d'un volume conséquent a été mise à notre disposition. Après des travaux de réhabilitation du local, nous avons implanté le dispositif proprement dit, qui peut se décomposer en deux parties :

- une partie mécanique supportant les lampes mises en essai,
- une partie électrique gérant l'alimentation et le fonctionnement du système.

III.2.1 Partie mécanique : support des lampes

Les lampes ont été placées sur des structures métalliques, qui ont été dimensionnées pour accueillir quinze lampes tubulaires chacune. Les lampes fluocompactes occupant un volume plus restreint et présentant une puissance unitaire et des contraintes thermiques un peu moins importantes que les lampes tubulaires, il a été possible d'en placer 30 sur une seule structure. Par contre, compte tenu de la plus grande puissance mise en jeu dans les lampes hautes pressions Sodium, nous avons limité à dix le nombre de lampes placées sur une même structure. Au total six structures ont été réalisées. Les structures supportant les lampes tubulaires montrées sur la Figure III-2(a) comportent trois groupes d'essais. Les structures supportant les lampes fluocompactes montrées sur la Figure III-2(b) comportent six groupes d'essais. Les structures supportant les lampes hautes pression sodium montrées sur la figure 4 comportent deux groupes d'essais.

Un support en acier doux a été choisi pour essentiellement deux raisons. Premièrement, la connexion des supports à la terre permet de fixer une référence de potentiel unique et identique pour toutes les lampes. En effet, un facteur important conditionnant le claquage des tubes de décharge de longues dimensions, et donc conditionnant leur vieillissement, est la position de la lampe par rapport aux masses métalliques. Par ailleurs ce type de support constitue également un écran magnétique. Enfin, la tenue au feu du métal est un avantage intéressant par rapport au bois.

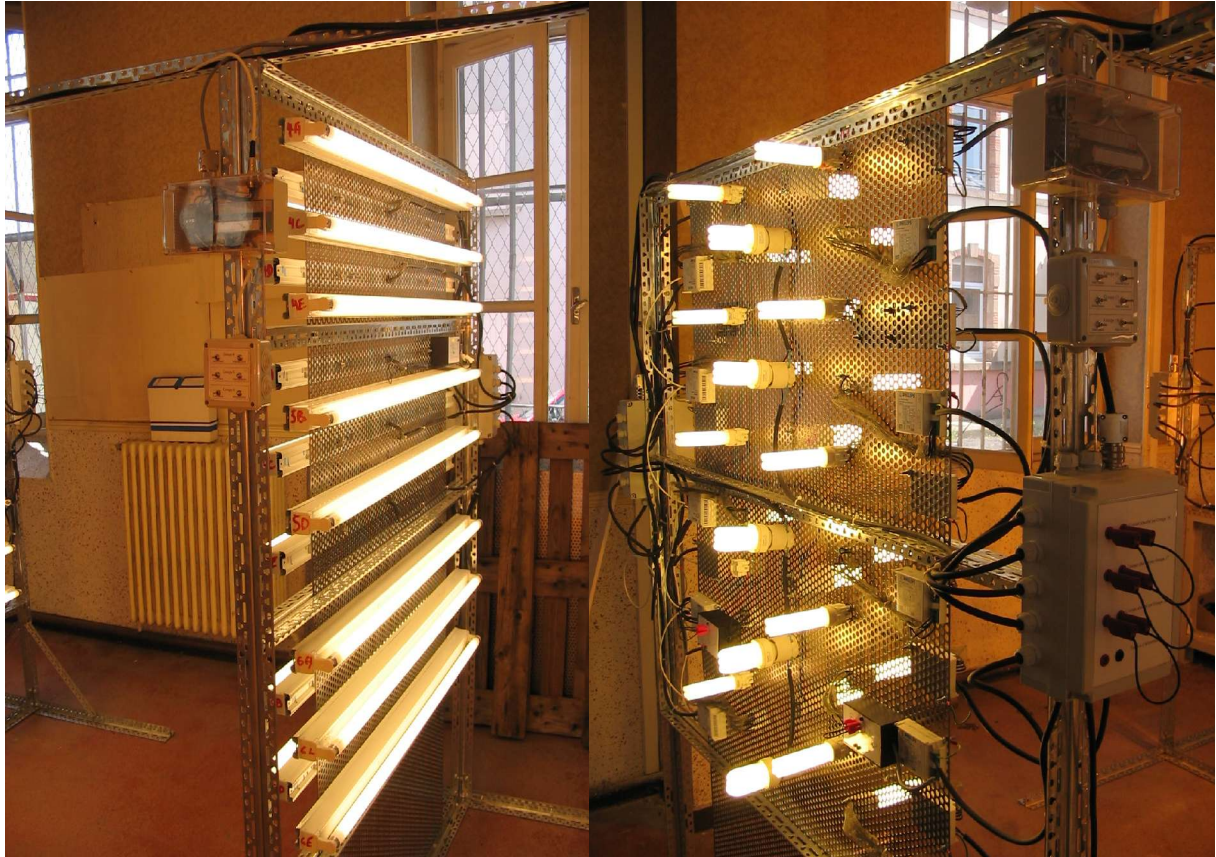


Figure III-2 : (a) rack des lampes tubulaires

(b) Rack des lampes fluocompactes

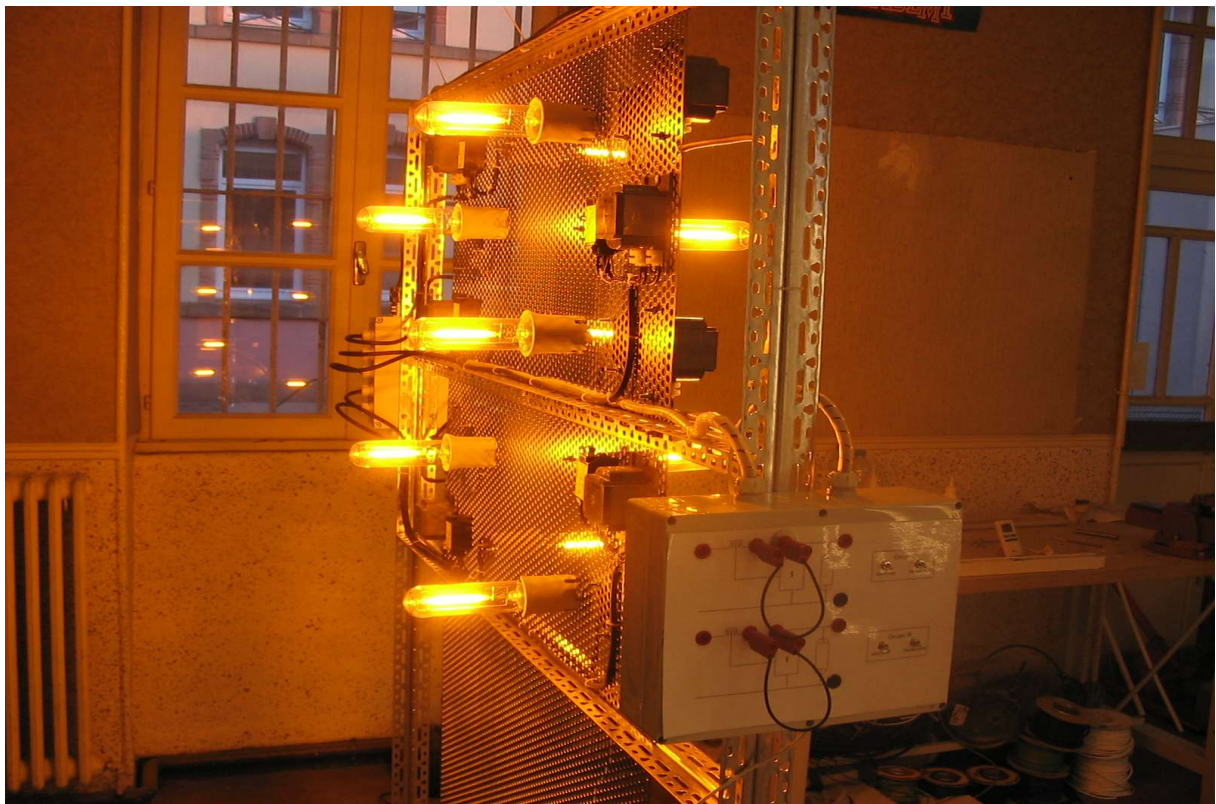


Figure III-3: Structure des lampes sodium

III.2.2 Partie électrique : alimentation et gestion

III.2.2.1 Alimentation

Dans ce type de test il est primordial d'alimenter les lampes sous une tension constante, de façon à limiter les effets de celle-ci sur la durée de vie des lampes. Nous rappelons qu'ici l'objectif est d'évaluer l'effet des cycles de fonctionnement pour divers modes d'alimentation sur la durée de vie des sources lumineuses. A cet effet, la tension du réseau est régulée à travers un conditionneur de réseau à 230V \pm 1%. Le matériel choisi est un conditionneur de réseau monophasé AEES de 15 kVA, de type électromécanique et caractérisé principalement par faible prix, un temps de réponse relativement long, mais aussi une grande inertie qui lui permet de « lisser » l'impact des phases d'amorçage sur la tension.

La protection du matériel et des personnes est assurée par des dispositifs de coupure magnétothermiques et différentiels montés en cascade et dont la sélectivité permet au dispositif de continuer à fonctionner si un défaut survient sur une ligne.

III.2.2.2 Gestion

Un automate programmable OMRON de type CJ1-CPU13 est chargé de commander l'allumage et l'extinction des différentes lampes sur les cycles de fonctionnement choisis (« normal » : 2h45 on, 15 mn off, « rapide » 5mn on, 5 mn off) par le biais de relais électromécaniques. Chaque groupe d'essai de cinq lampes est commandé individuellement.

Deux types de fonctionnement sont possibles :

- la marche automatique,
- la marche manuelle.

Le choix du type de fonctionnement peut se faire pour chaque groupe de manière individuelle à l'aide d'interrupteurs situés sur les différentes structures. En marche manuelle, on peut commander à la marche et à l'arrêt chaque groupe et toujours de façon individuelle. Les programmes de l'automate sont donnés en annexe I.

III.2.3 Détection automatique de la mortalité des lampes

Des capteurs de courant CROUZET de type EIH 230VAC couplés à des relais à seuil permettent de mesurer le courant absorbé par chaque groupe de lampes (20 au total). Pour un fonctionnement normal, le courant absorbé est au dessus du seuil de réglage. Dans le cas où un défaut est survenu sur au moins une lampe parmi les cinq, le courant absorbé passe en dessous du seuil de réglage, et l'information est renvoyée sur l'automate qui date l'évènement. Ce système présente l'inconvénient de ne pouvoir détecter qu'un seul défaut à la fois par groupe. Si par exemple une lampe arrive en fin de vie, cet évènement sera référencé, mais si par la suite une autre lampe du même groupe arrive elle aussi en fin de vie, avant une intervention de maintenance, ce deuxième évènement ne sera pas détecté. Par contre ce système présente l'avantage d'être peu onéreux et rapide à mettre en œuvre. De plus, depuis le 1^{er} Septembre 2004, des interventions de maintenance sont normalement effectuées une fois tous les deux jours, ce qui permet de ne pas « rater » d'évènement.

Les schémas de câblages de l'armoire électrique sont donnés en annexe II.

III.3 Chaîne de mesure du flux lumineux

Les mesures photométriques sont effectuées à l'aide d'un dispositif intégrateur dans lequel une cellule photoélectrique reçoit le rayonnement indirect émis par l'intégrateur.

Les dispositifs intégrateurs classiques sont de formes sphériques. Dans cette configuration géométrique, on peut montrer [LOU] que l'éclairement indirect E reçu en un point quelconque de la sphère est directement proportionnel au flux lumineux de la lampe. Ceci est vrai uniquement lorsque la forme de l'intégrateur est sphérique et dans l'hypothèse où la source lumineuse est ponctuelle. La réalisation d'un tel dispositif reste technologiquement et économiquement contraignante. De plus la géométrie, et donc la photométrie, des sources lumineuses étudiées n'est pas du tout adaptée à une mesure dans une sphère. En effet, pour considérer que la source est ponctuelle devant le dispositif intégrateur, il est communément admis que sa taille doit être dix fois plus petite que celle du dispositif de mesure. Cela équivaut à une sphère d'une douzaine de mètres de diamètre pour une lampe tubulaire de 1,20m. Pour des sources tubulaires, la géométrie la plus adaptée semble être un dispositif cylindrique. Un tel dispositif a été monté à l'ESST de Tunis et a donné des résultats satisfaisants [MRA]. Ce type de dispositif est néanmoins presque aussi contraignant à réaliser

qu'une sphère. Nous avons donc décidé d'opter pour une géométrie cubique réalisée en bois aggloméré. Ceci présente l'avantage d'être économique, facilement réalisable et conduit à une bonne stabilité dimensionnelle et thermique. De plus, l'objectif des mesures de flux que nous avons effectuées dans le cadre de ces travaux, est d'observer des variations de flux au cours du temps. Il n'est donc pas obligatoire de mesurer des flux lumineux en valeur absolue. Un dispositif intégrateur cubique est suffisant pour réaliser ce type de mesure. Nous montrerons plus loin que même si la géométrie n'est pas parfaite pour réaliser des mesures de flux en valeur absolue, les résultats obtenus restent très proches des valeurs données dans les catalogues constructeurs. On peut donc imaginer utiliser un tel dispositif dans le cadre d'autres travaux nécessitant une mesure de flux lumineux en valeur absolue.

III.3.1 Dispositif intégrateur

La Figure III-4 présente une photographie du dispositif intégrateur mis en œuvre.



Figure III-4 : Perspectives du cube intégrateur

Des plaques d'aggloméré de 22 mm d'épaisseur ont été utilisées pour réaliser la structure du dispositif intégrateur. La surface interne du cube a été enduite de quatre couches

de peinture acrylique blanche matte. Les dimensions du cube sont de 1.65 mètre de long, 2 mètre de haut, et 1,25 mètre de profondeur.

Un dispositif constitué de deux tiges verticales et d'un support horizontal permet de soutenir les lampes à mesurer. Un cache est disposé entre la source lumineuse et la cellule photoélectrique de façon à ce que le rayonnement direct émis par la source n'atteigne pas le capteur. De plus, des bouches d'aération ont été placées sur la base inférieure et supérieure du cube de façon à favoriser les échanges thermiques. La Figure III-5 représente l'intérieur du dispositif intégrateur.

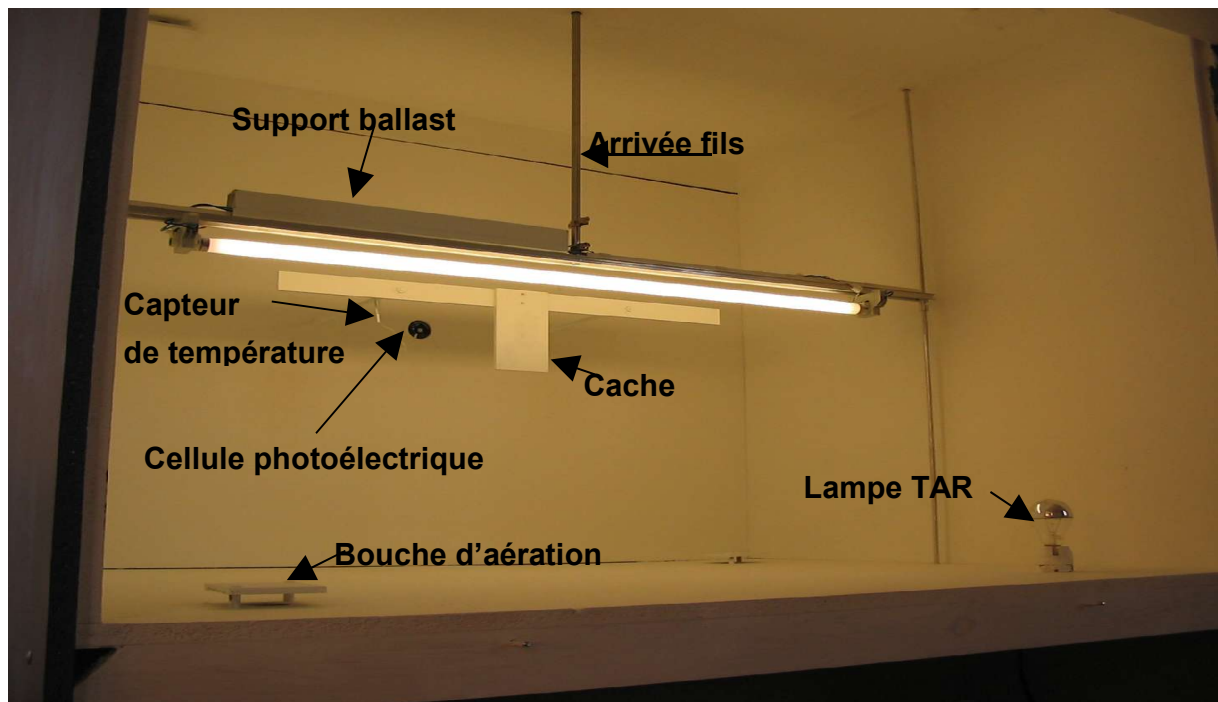


Figure III-5 : Intérieur du dispositif intégrateur

III.3.2 Mesure du coefficient de réflexion de la peinture

Un dispositif intégrateur nécessite un revêtement interne diffusant et dont le coefficient de réflexion doit être sensiblement uniforme pour toutes les longueurs d'onde visibles. La peinture que nous avons utilisée n'étant pas une peinture spécifiquement conçue pour remplir les conditions citées précédemment, nous avons mesuré le coefficient de réflexion de celle-ci pour s'assurer qu'elle nous permettrait d'avoir des mesures fiables.

Pour cela, nous avons mesuré la luminance spectrique réfléchie par une surface enduite d'une peinture photométrique et éclairée par une source à incandescence. Ensuite nous avons mesuré la luminance spectrique réfléchie par la surface interne du cube éclairé par la même

lampe. Il est à noter que les mesures de luminance ont été faites dans la direction normale à la surface de réflexion. Le rapport entre les deux luminances mesurées nous donne le coefficient de réflexion relatif de la surface du dispositif réalisé par rapport au coefficient de réflexion de la peinture photométrique (peinture photométrique grisée à $\rho = 0,8$) supposé uniforme [LOU] en fonction de la longueur d'onde. La Figure III-6 montre les résultats obtenus.

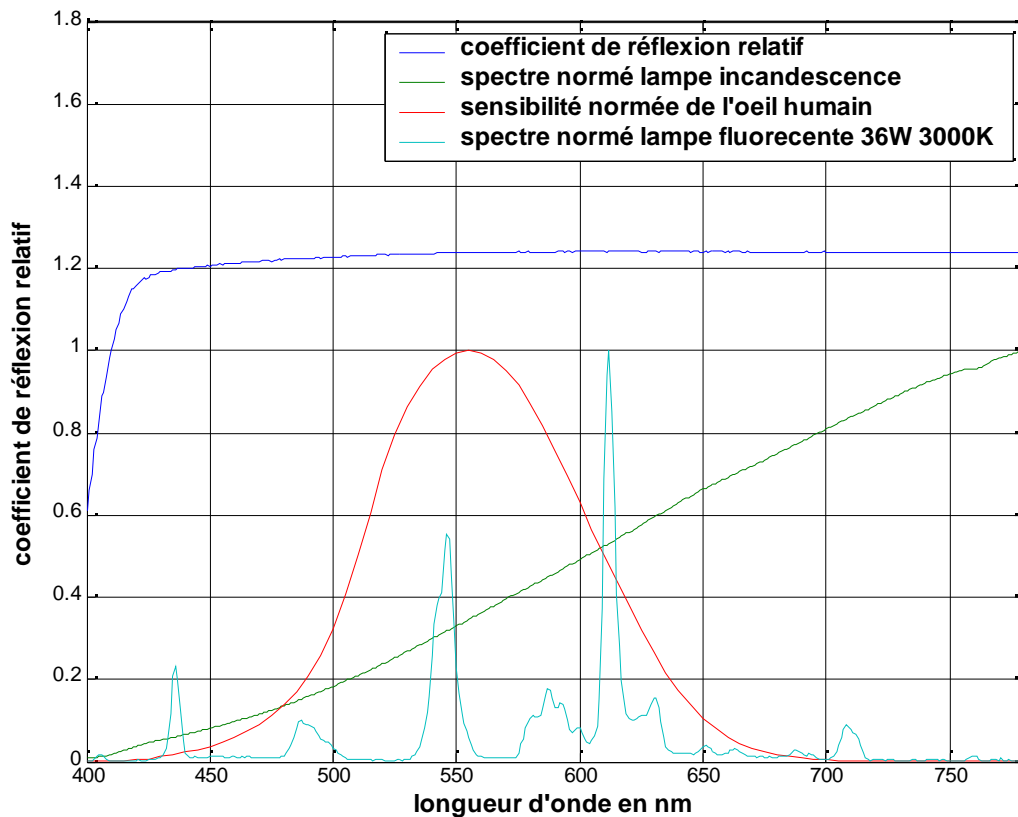


Figure III-6 : coefficient de réflexion relatif suivant une incidence normale, spectre de la lampe à incandescence utilisé pour la mesure et spectre d'une des lampes fluorescentes mises en essai, courbe CIE 1931 de la sensibilité relative diurne de l'œil humain en fonction de la longueur d'onde.

Le revêtement utilisé réfléchit presque 20 % de plus qu'une peinture photométrique. En effet, la peinture photométrique utilisée pour effectuer la comparaison est légèrement grisée, ce qui permet d'améliorer l'uniformité de sa réponse spectrale.

Le coefficient de réflexion de la peinture du dispositif intégrateur peut être considéré comme uniforme dans une gamme de longueurs d'onde comprise entre 450 nm et 780 nm. En deçà de 450 nm, le revêtement appliqué absorbe beaucoup plus que ne le ferait une peinture photométrique. Ceci n'aura néanmoins qu'une influence restreinte sur les résultats de flux obtenus. En effet la courbe de sensibilité de l'œil humain est très faible dans cette région et, de

plus, l'émission des lampes mises en essai dans cette région spectrale peut être considérée comme négligeable.

III.3.3 Cellule photoélectrique de mesure

Le détecteur utilisé est un capteur HAGNER corrigé en cosinus pour tenir compte de l'incidence angulaire de la lumière et filtré pour correspondre au standard exigé par la CIE. La Figure III-7 représente la réponse spectrale relative du capteur utilisé par rapport au standard CIE 1931.

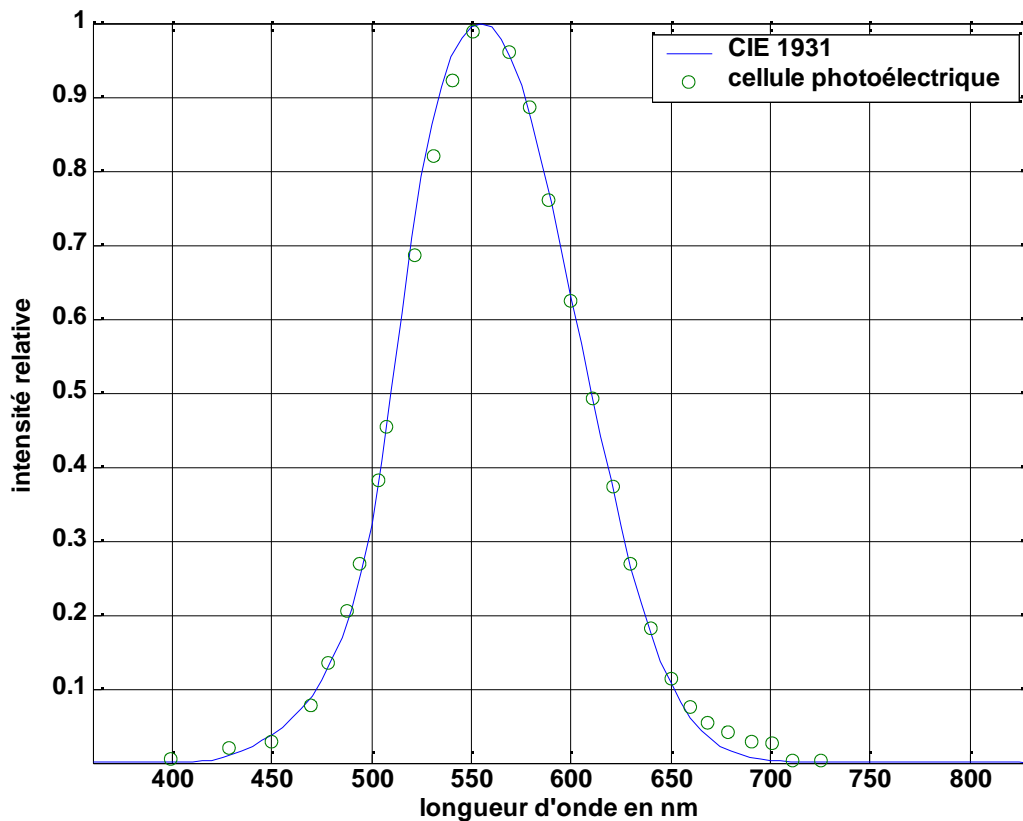


Figure III-7 : sensibilité spectrale de la cellule utilisée et du standard CIE 1931

III.4 Premiers résultats

III.4.1 Remarque générale

La durée de vie des lampes fluorescentes peut être relativement longue (de l'ordre de 30000 heures pour un fonctionnement en continu). Mais elle peut aussi être relativement courte, ce qui est le cas des lampes opérées sur des ballasts électroniques avec démarrage à froid pour des fréquences d'allumage/extinction importantes. Les essais de vieillissement ont commencé au mois de Mars 2004. Nous n'avons pas pu les lancer plus tôt pour des raisons principalement budgétaires et logistiques. Le nombre de résultats récoltés à ce jour est donc assez restreint et concerne uniquement les essais sur cycle court. Ceci rend difficile une analyse générale des phénomènes, étant donné le faible recul que nous avons par rapport à des évènements se passant sur une échelle de temps longue.

De plus, le faible nombre de lampes (5) testées dans chacun des groupes reste une limitation statistique lorsque des évènements aléatoires surviennent. Nous n'avons ici qu'un seul groupe (groupe 1) qui comporte 20 lampes, mais c'est un essai sur cycle long et qui par conséquent n'est pas encore terminé. Nous avons fait le choix de ne mettre qu'un nombre restreint de lampe par type d'essai pour effectuer des tests sur un grand nombre de systèmes (représentatifs des systèmes les plus utilisés), dans l'objectif d'aborder le problème dans sa globalité. Lorsque la première vague d'essai sera terminée, nous pourrons orienter nos tests sur des échantillons de lampes plus significatifs pour les essais qui auront retenu notre attention.

Les dates de début des essais de vieillissement pour les différents groupes sont présentées dans le Tableau III-2. Les tests de vieillissement ont été lancés après avoir fait fonctionner la totalité des lampes 100 heures en continu. Ceci permet en particulier de stabiliser leur flux lumineux qui subit une forte chute durant les premières heures de fonctionnement, et de « former » les électrodes.

Groupe	date début vieillissement
1	28/04/2004
2	28/04/2004
3	28/04/2004
4	28/04/2004
5	28/04/2004
6	28/04/2004
7	28/04/2004
8	22/04/2004
9	22/04/2004
10	22/04/2004
11	28/04/2004
12	28/04/2004
13	28/04/2004
14	28/04/2004
15	28/04/2004
16	28/04/2004
17	28/04/2004
18	28/04/2004
19	04/05/2004
20	04/05/2004

Tableau III-2 : date du début des tests de vieillissement

III.5 Résultats concernant les lampes fluocompactes (02/11/04)

Nous allons tout d'abord examiner les événements ou anomalies survenus depuis le début des tests, même si certains d'entre eux n'ont pas de lien direct avec un vieillissement normal, mais plutôt avec un dysfonctionnement quelconque du dispositif expérimental, de la lampe ou des ballasts.

III.5.1 Lampes compactes

III.5.1.1 Essai 13 (Fluocompacte alimentation séparée dimming 50% cycle long)

La lampe 13A est arrivée en fin de vie au bout de 425 cycles de fonctionnement ce qui équivaut à 1200 heures. Une électrode sur les deux présentait un fort noircissement. Différents facteurs peuvent être à l'origine de ce noircissement, comme un chauffage inadapté du ballast ou un problème au niveau de la structure de l'électrode elle-même. Il est difficile de conclure avant que les autres lampes ne soient arrivées en fin de vie. Les autres lampes ont subi 900 cycles de fonctionnement soit environ une durée de fonctionnement qui est actuellement de 2500 heures.

III.5.1.2 Essai 14 : (fluocompacte alimentation séparée cycle court dimming 50 %)

Le fonctionnement de ce groupe pose des problèmes de mortalité prématurée auquel nous ne nous attendions pas. Trois des cinq lampes sont arrivées en fin de vie (14B, 14C, 14E) au bout de 1400 cycles de fonctionnement soit 166 heures de fonctionnement. Nous avons décidé de refaire un test avec des lampes neuves en pensant que celles-ci pouvaient provenir d'un lot défectueux. Au bout d'un millier de cycle ces nouvelles lampes sont arrivées aussi en fin de vie.

Par contre les deux autres lampes du groupe ont subi 16000 cycles soit 1300 heures de fonctionnement et ne montrent aucun signe de faiblesse. Il semblerait donc que le vieillissement « prématuré » des lampes 14B, 14C, et 14E soit lié à un dysfonctionnement du ballast mais cela reste à vérifier par le biais d'une comparaison entre les signaux délivrés par les ballasts alimentant les lampes qui sont toujours en fonctionnement et ceux délivrés par les ballasts ayant servi à alimenter les lampes déjà arrivées en fin de vie.

Il est important de signaler qu'une des deux électrodes de chacune de ces lampes a été pulvérisée plus rapidement que l'autre comme le montrait l'anneau noirâtre intense d'un côté de la lampe et quasi inexistant de l'autre.

III.5.1.3 Essai 15 (Fluocompacte intégrées sur cycle long) :

Pour ces essais, il n'y a rien à signaler pour le moment : à ce jour les lampes ont subit 900 cycles long de fonctionnement, ce qui équivaut à 2500 heures de fonctionnement.

III.5.1.4 Essai 16 (Fluocompacte intégrées sur cycle court) :

Ces essais ne sont pas encore terminés. Deux lampes fluocompactes intégrées sur les cinq (16A et 16E) sont arrivées en fin de vie au bout respectivement de 14000 et 11100 cycles de fonctionnement soit 1200 heures et 925 heures de fonctionnement. La durée de vie moyenne de ce groupe ne peut pas encore être établie puisque la moitié des lampes sont toujours en fonctionnement. Les lampes restant en fonctionnement ont subit 16000 cycles soit 1300 heures de fonctionnement.

III.5.1.5 Essai 17-18 : (lampe fluocompacte alimentation séparée cycle normal-cycle rapide)

Aucune lampe n'est pour le moment arrivée en fin de vie. Elles ont subit 900 cycles longs et 16000 cycles courts, ce qui correspond à environ 2500 heures de fonctionnement dans le cas des cycles longs et 1300 heures de fonctionnement dans le cas des cycles courts.

III.5.2 Lampes tubulaires

Le seul essai pour lequel nous pouvons tirer des conclusions est l'essai concernant le groupe 9. Aucune des autres lampes tubulaires n'est arrivée en fin de vie. Néanmoins, on peut observer qualitativement sur ces derniers groupes des différences notables au niveau du noircissement des tubes à proximité des électrodes. Un type de diagnostic devra être mis en place pour évaluer l'état des électrodes, et donc de la lampe, en observant le degré de noircissement du tube autour des électrodes. On peut imaginer la mise en place d'une échelle qui reposerait sur des critères de dimension de l'anneau noirâtre et sur la saturation de sa teinte. Les lampes sur cycle long ont subit 900 cycles de fonctionnement (2500 heures) et celles sur cycle court ont subit 16000 cycles (1300 heures)

III.5.2.1 Tableau et conditions des essais au 02/11/04

Les essais arrivés à termes à ce jour sont présentés dans le Tableau III-3.

Groupe	lampe	nombre de cycle opérationnel	temps de fonctionnement (min)	type de cycle	Incertitudes (nombres de cycle)
14	14E	727	3635	Court	0
14	14C	1414	7070	Court	0
14	14B	2036	10180	Court	±622
9	9A	3914	19570	Court	0
9	9B	4930	24650	Court	0
9	9C	5550	27750	Court	±620
9	9D	7393	36965	Court	0
9	9E	5550	27750	Court	±620
13	13A	425	70125	Long	0
16	16E	11112	1000	Court	0
16	16A	14005	1200	Court	0

Tableau III-3 : résultats obtenus à ce jour concernant la mortalité des lampes mises en essai

III.5.2.2 Remarque sur les incertitudes actuelles concernant les durées de vie

Actuellement, compte tenu des limitations de crédit et de temps, le système ne permet de détecter la fin de vie que d'une lampe sur cinq. Si une deuxième lampe arrive en fin de vie, avant qu'une intervention de maintenance n'ait été réalisée, on ne peut plus savoir quelle lampe parmi les deux est arrivée en fin de vie la première. Cela introduit donc une incertitude, d'autant plus grande que le délai entre deux visites de maintenance est long (le dispositif est situé à 80 km du laboratoire). Il est également à noter que les incertitudes sont plus importantes pour les cycles courts que pour les cycles longs. En effet 144 cycles sont effectués chaque jour pour les cycles courts, alors qu'il y a seulement que 8 cycles par jour pour les cycles longs.

III.5.2.3 Groupe 9 : Tube F36T8 sur ballast électronique sans préchauffage des électrodes

L'observation des résultats concernant le groupe 9 indique que la majorité des lampes soumises à une même stimulation réagissent en majorité de la même façon. En effet trois lampes sur cinq sont arrivées en fin de vie pratiquement dans le même temps (9B-9C-9E). Malgré les incertitudes des résultats sur ces trois lampes, ceci reste un très bon indicateur. Le même type d'essai a été relancé de manière à minimiser les incertitudes de mesure.

La durée de vie moyenne des lampes du groupe 9, telle que définie dans le chapitre 1, est de 5550 cycles, ce qui correspond à 500 heures de fonctionnement. Nous avons vérifié l'état des électrodes après que les lampes soient arrivées en fin de vie, pour tenter de définir si la fin de vie était due à une fracture de l'électrode ou à un vieillissement normal. Au moins une des électrodes de chacune des cinq lampes étaient fracturée. La cause réelle de la fin de vie est délicate à déterminer, étant donné que les lampes arrivées en fin de vie ont continué à fonctionner avant qu'une intervention de maintenance n'ait été effectuée. Il se peut donc que la fin de vie soit uniquement due à l'absence de matériel émissif et qu'une fracture de l'électrode de la lampe soit survenue après des séquences de tentative d'amorçage ratées extrêmement violentes. Il se peut également que la fracture ait eu lieu avant que l'électrode ne soit totalement dépourvue de matériel émissif. Le fait de ne pas être sur le site d'Albi en permanence rend difficile le contrôle de ce type de phénomène.

La collecte des résultats sur le dispositif expérimental mis en oeuvre n'étant pas terminée, nous avons recensé des résultats publiés par d'autres auteurs qui sont brièvement présentés ci-après.

III.6 Résultats publiés par d'autres auteurs

Il existe à notre connaissance deux études publiques présentant des résultats de durée de vie de lampes fluorescentes :

-La première effectuée par le Lighting Research Center [LRC] aux Etats-Unis concerne deux travaux portant sur l'influence du type de cyclage et du niveau de courant de décharge sur la durée de vie (dimming sans chauffage auxiliaire).

-La deuxième, effectuée par E. Tetri et al [TET], concerne l'influence du niveau de préchauffage des électrodes sur la durée de vie pendant des phases de dimming statique et dynamique (simulation de l'adaptation du flux lumineux de la lampe en fonction de la lumière du jour).

III.6.1 Résultats du LRC

La Figure III-8 [BIE] représente des résultats de durée de vie en nombre de cycle pour des lampes fluorescentes alimentées par des ballasts électroniques sans préchauffage des électrodes (instant start), et fonctionnant sur un cycle 5 mn ON 5mn OFF. Ces essais sont identiques à ceux que nous avons effectués dans le groupe n°9, au moins du point de vue des conditions de tests, les systèmes testés par le LRC étant constitués de différentes combinaisons de lampes et de ballasts provenant de différents fabricants.

Si l'on compare les durées de vie moyennes obtenues dans l'essai du groupe 9 (5550 cycles) par rapport à celles obtenues par le LRC, on voit qu'elles se trouvent dans la limite basse. Ceci peut s'expliquer par le nombre faible de lampes que nous avons mises en essai. En effet si le nombre de lampes mises en test était plus important il est probable que la durée de vie moyenne obtenue soit plus importante, compte tenu de la différence conséquente entre la durée de vie moyenne et la durée de vie de la lampe la plus robuste (1800 heures).

Ces résultats montrent que pour certaines combinaisons lampes ballast (désignées respectivement sur la Figure III-8 par une lettre et une lettre + un chiffre), l'intervalle entre l'arrivée en fin de vie de la première lampe et l'arrivée en fin de vie de la moitié des lampes peut être extrêmement différent. En d'autres termes, cela signifie donc qu'il peut exister une dispersion plus ou moins importante pour un type de combinaison lampe ballast donné, et montre donc le caractère plus ou moins aléatoire des phénomènes de vieillissement.

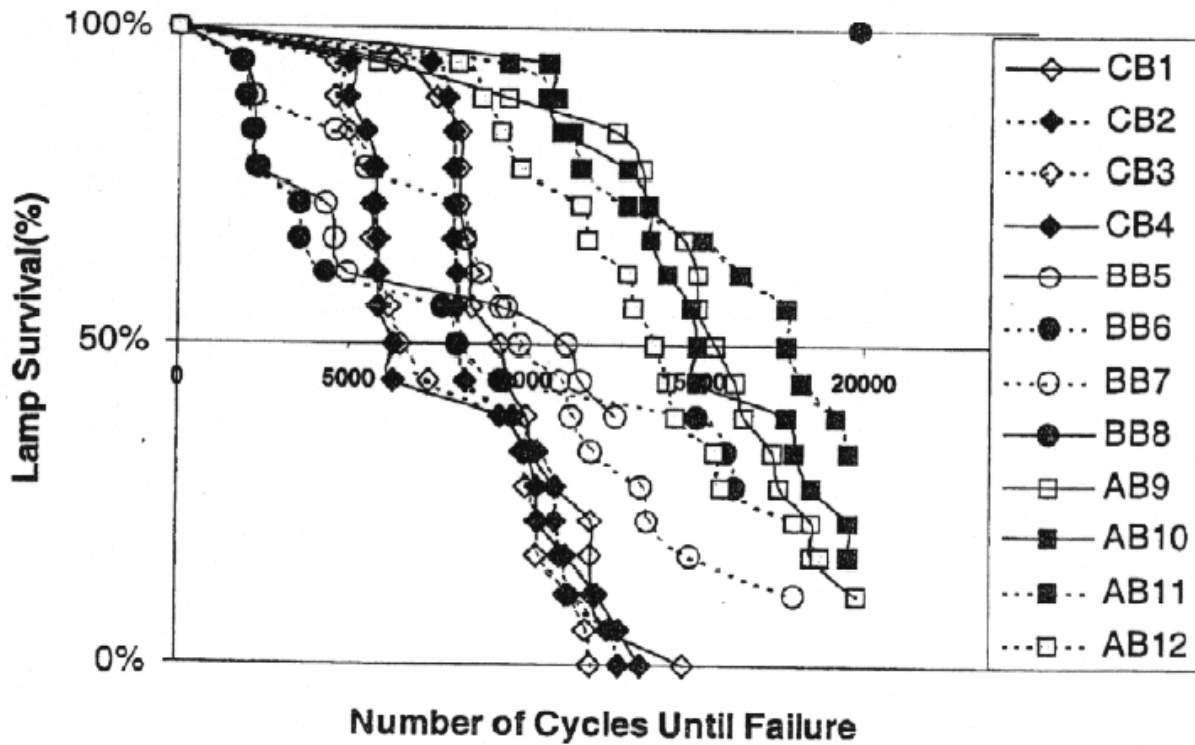


Figure III-8 : Résultat d'un test sur cycle rapide de systèmes fluorescents sur ballast instant start

III.6.1.1 Influence du cycle de fonctionnement

La Figure III-9 [LRC] représente les résultats obtenus pour trois cycles de fonctionnement différents (5 mn ON/ 20 mn OFF, 1 hr ON/ 20 mn OFF et 3 hrs On et 20 mn OFF), pour des lampes T8 alimentées par des ballasts électroniques sans préchauffage. Ces résultats montrent bien que l'influence des cycles de fonctionnement est importante sur ce type de ballast. Pour des cycles de fonctionnement courts, la durée de vie est beaucoup plus faible que pour des cycles plus longs. Cela veut donc dire que dans le cas des démarrages à froid la vaporisation de matériel émissif est très importante dans les phases d'amorçage. Dans ce cas précis, la durée de vie moyenne entre un cycle court et un cycle long varie d'environ d'un rapport 4.

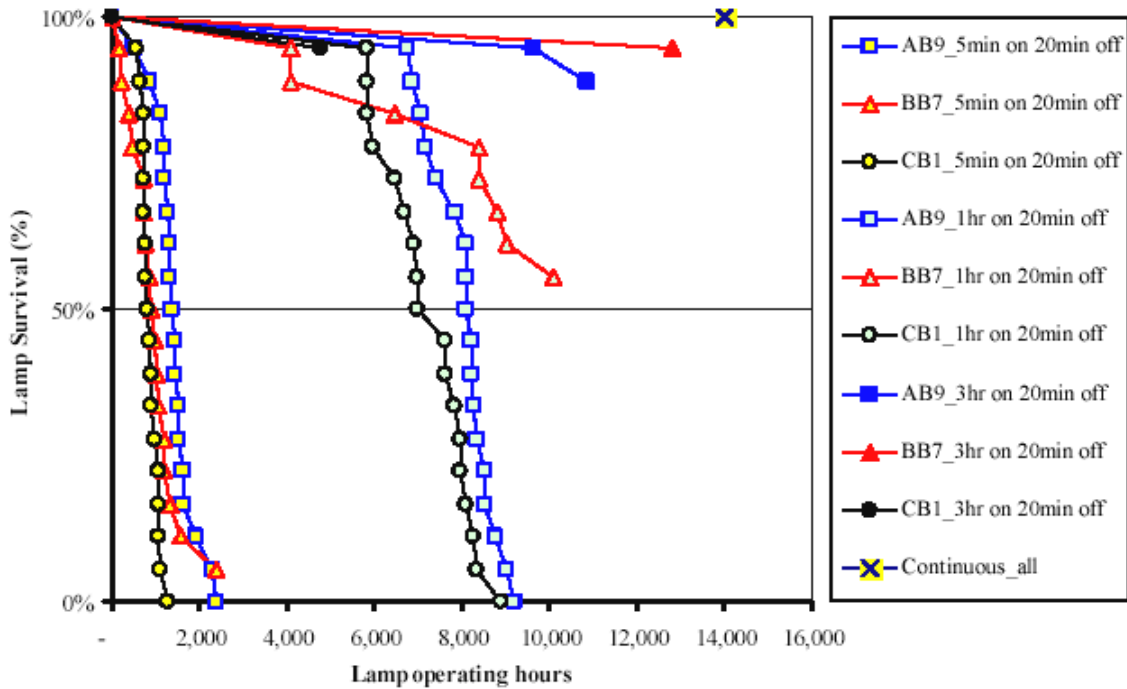


Figure III-9 : Durée de vie de lampes fluorescentes sur ballast instant start pour différents cycles de fonctionnement.

III.6.1.2 Influence du courant de décharge dans des phases de dimming sans chauffage des électrodes

On peut voir sur la Figure III-10 la durée de vie de lampes T8 fonctionnant sur des ballasts sans chauffage auxiliaire des électrodes et pour différents courants de décharge. Les différentes lampes ont fonctionné en continu jusqu'à ce qu'elles arrivent en fin de vie. Dans ce cas la raison du vieillissement rapide lorsque le courant de décharge est faible est la suivante : lorsque le courant de décharge diminue, l'effet joule induit par son passage dans les enroulements de l'électrode diminue. De plus, en phase anodique la collection d'électrons est moins importante, diminuant ainsi la quantité de chaleur amenée à l'électrode pendant cette phase. La chute de tension cathodique augmente alors pour permettre aux ions d'amener plus d'énergie à l'électrode pour qu'elle reste à des températures lui permettant de transférer le courant imposé par le circuit par émission thermoïonique. Or, l'augmentation de la chute de tension cathodique entraîne également une augmentation de la vaporisation de matériel émissif et diminue donc la durée de vie.

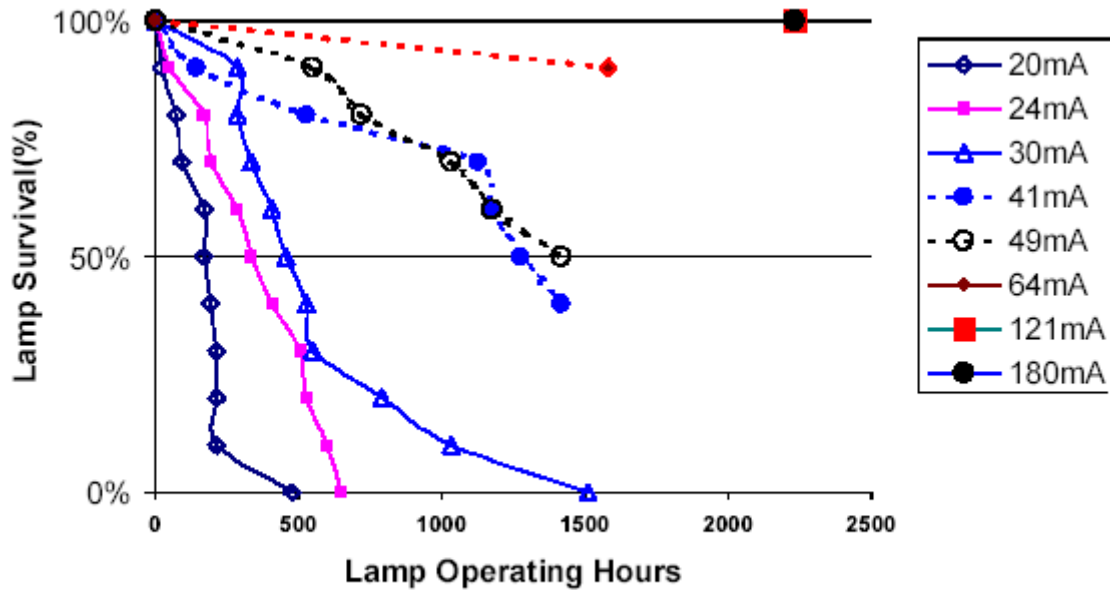


Figure III-10 : Durée de vie de lampe fluorescente sur ballast instant start en fonction du courant de décharge.

III.6.2 Travaux de E. Tetri

Eino Tetri [TET] a effectué des tests de vieillissement sur des lampes T8 alimentées par différents types de ballasts. L'objectif principal de son travail était d'évaluer l'influence du niveau du chauffage auxiliaire des électrodes pendant des phases de dimming. Ces résultats montrent qu'un niveau de chauffage approprié dépendant du courant de décharge ne réduit pas la durée de vie. Dans le cas où le chauffage des électrodes est trop faible, la durée de vie diminue pour les raisons expliquées dans le paragraphe précédent. Lorsqu'il est trop élevé, la température de l'électrode devient relativement importante, entraînant une forte évaporation du matériel émissif recouvrant l'électrode ce qui se traduit par une diminution de la durée de vie.

Même s'il est clair que la relation entre le courant de décharge, le courant de chauffage et la disparition de matériel émissif est fortement non linéaire, l'étude de Tetri montre également une tendance intéressante : pour un même courant de décharge, une augmentation du courant de chauffage de 10% par rapport au courant de chauffage nominal, aboutira à une durée de vie plus longue qu'une diminution de 10% de ce même courant de chauffage. Ceci

montre que, dans une certaine mesure, il vaut mieux surchauffer l'électrode que l'inverse lorsqu'on ne peut pas savoir exactement quel est le niveau optimal de chauffage, permettant de limiter au mieux l'évaporation et la vaporisation.

III.7 Evolution du flux lumineux

Il est communément admis que le flux lumineux chute fortement au cours des cent premières heures de fonctionnement d'une lampe fluorescente. Pour évaluer cette chute, nous avons mesuré grâce au dispositif intégrateur le flux émis par une lampe neuve, et le flux émis par cette même lampe après cent heures de fonctionnement continu. Ces mesures ont été effectuées sur dix lampes. Les Tableau III-4 et Tableau III-5 regroupent respectivement les résultats obtenus pour le flux lumineux initial et à 100 heures de fonctionnement.

Certains résultats semblent ne pas être exploitables après analyse. En effet le dispositif intégrateur n'étant pas réglé en température, il est de ce fait difficile d'obtenir des températures uniformes à l'intérieur et identiques d'une mesure à l'autre. Ceci nous oblige donc à écarter certains des résultats obtenus. Les résultats écartés sont grisés dans le tableau récapitulatif. Les résultats présentés ci-dessous font référence à des valeurs d'éclairement et non pas de flux. Néanmoins les valeurs d'éclairement (proportionnelle au flux lumineux) sont significatives et suffisantes si l'on veut évaluer la dépréciation du flux lumineux au cours du temps.

Le flux lumineux a également été mesuré après 1000 heures de fonctionnement. Les résultats sont présentés dans le Tableau III-6.

Enfin, un bilan de la dépréciation du flux lumineux est présenté dans le Tableau III-7. Les valeurs moyennes présentées ont été calculées grâce aux valeurs exploitables.

Lampe	Tension réseau (V)	Courant (A)	tension arc (V)	Puissance (W)	température (°C)	eclairage max (lx)	eclairage min (lx)	eclairage moy (lx)
1A	231	0,42	106,2	36	19	2280	2255	2267,5
2A	232	0,42	106,8	36	20	2340	2315	2327,5
3A	232	0,42	106,1	36	21	2390	2355	2372,5
4A	232	0,421	106,7	36	22	2405	2373	2389
5A	232	0,425	106	36	22	2434	2406	2420
6A	232	0,41	106,5	36	22	2398	2374	2386
7A	232	0,42	107	36	23	2412	2384	2398
8A	227	0,4	109	35	NC	2234	2214	2224
9A	230	0,414	106,8	36	23	2380	2349	2364,5
10A	230	0,42	106	36	24	2410	2380	2395

Tableau III-4 : Flux lumineux initial

Lampe	Tension réseau (V)	Courant (A)	tension arc (V)	Puissance (W)	température (°C)	eclairage max (lx)	eclairage min (lx)	Eclairage t moy (lx)
1A	NC	0,418	107	36	25	2356	2327	2341,5
2A	NC	0,425	105	36	26	2427	2392	2409,5
3A	NC	0,41	106	36	25	2389	2360	2374,5
4A	NC	0,417	106	36	24	2395	2350	2372,5
5A	NC	0,42	106	36	24	2404	2377	2390,5
6A	NC	0,417	106,1	36	23	2381	2352	2366,5
7A	NC	0,416	106,5	36	23	2384	2353	2368,5
8A	NC	0,404	108,5	36	23	2388	2350	2369
9A	NC	0,413	106,3	36	23	2358	2328	2343
10A	NC	0,414	106,1	36	24	2371	2340	2355,5

Tableau III-5 : Flux lumineux à 100h

Lampe	Tension réseau	Courant	tension arc	Puissance	température	eclairage maxi	eclairage min	Eclairage t moy
1A	225	0,395	109	36	25	2310	2280	2295
2A	230	0,41	107	36,75	25	2396	2361	2378,5
3A	228	0,41	106,5	36	25	2381	2359	2370
4A	229	0,41	107	36	24	2377	2342	2359,5
5A	229	0,41	109	36,5	24	2372	2341	2356,5
6A	229	0,41	106,5	36	24	2373	2341	2357

Tableau III-6 : Flux lumineux à 1000h

Lampe	flux lumineux relatif initial	Maintenance du flux lumineux à 100h	Maintenance du flux lumineux à 1000h	Dépréciation du flux lumineux à 100h	Dépréciation du flux lumineux entre 100h et 1000h	Dépréciation du flux lumineux à 1000h
1A	NC	100	98,01	NC	1,99	NC
2A	NC	100	98,71	NC	1,29	NC
3A	NC	100	99,8	NC	0,2	NC
4A	100	99,31	98,72	0,69	1,28	1,97
5A	100	98,78	97,38	1,22	2,62	3,84
6A	100	99,18	98,78	0,82	1,21	2,03
7A	100	98,77	NC	1,23	NC	NC
8A	NC	100	NC	NC	NC	NC
9A	100	99,09	NC	0,91	NC	NC
10A	100	98,35	NC	1,65	NC	NC
Moyenne	100	98,91	98,29	1,09	0,62	1,71

Tableau III-7 : Synthèse de la dépréciation du flux lumineux concernant les lampes tubulaires.

On peut voir, d'après ce tableau de synthèse, que les premiers résultats, même s'ils sont peu nombreux, indiquent effectivement que la dépréciation du flux lumineux (figure 8) au cours des 100 premières heures de fonctionnement est relativement rapide par rapport à la dépréciation du flux lumineux à 1000 heures présentée sur la figure 9. La tendance des résultats obtenus est identique à celle des résultats déjà établis et communément admis par la communauté scientifique. Il est à noter que les résultats inexploitable peuvent être repérés par l'abréviation NC.

On peut également se référer aux travaux de Tetri [TET] pour avoir des informations supplémentaires. Il a effectué des mesures de flux lumineux dans le cas de lampes fonctionnant à différents courants. Ces résultats montrent que plus le flux lumineux est maintenu bas pendant le fonctionnement de la lampe, plus le flux maintenu à un nombre d'heure donné est important. En effet, plus le courant est maintenu faible pendant le fonctionnement, plus la densité de rayonnement UV et le flux d'ion mercure diffusant vers la paroi sont faibles. Pour de faibles courants, le verre et les phosphores sont donc moins altérés par le fonctionnement de la décharge.

Il faut également noter que les lampes fonctionnant à leur régime nominal sur ballasts électroniques et sur ballasts ferromagnétiques présentent une maintenance du flux lumineux

identique. Il semblerait donc que le type d'alimentation joue très peu dans la dépréciation du flux lumineux.

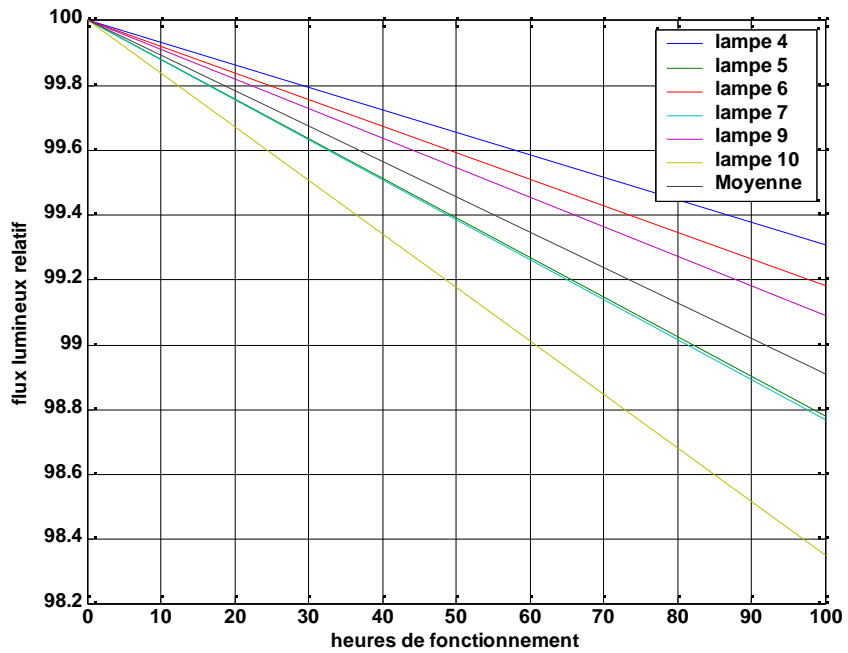


Figure III-11: dépréciation du flux lumineux à 100 heures de fonctionnement

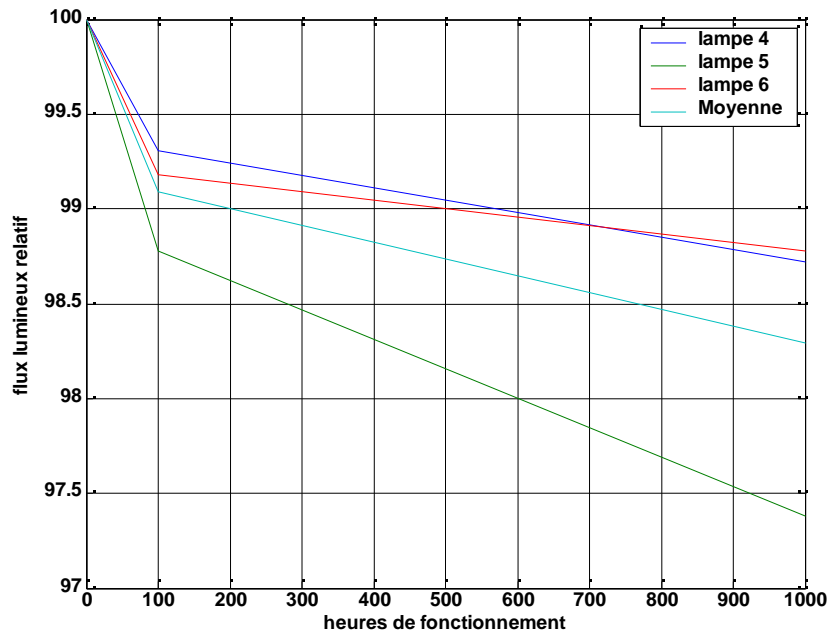


Figure III-12 : Dépréciation du flux lumineux à 1000 heures de fonctionnement

IV CHAPITRE 4

Modèle Thermique d'Electrodes

IV.1 Mécanismes du vieillissement des électrodes

La durée de vie des électrodes est gouvernée par la disparition progressive des oxydes qui la recouvrent. Lorsqu'il n'y a plus d'oxydes, il devient alors impossible d'amorcer et d'entretenir la décharge. Deux principaux phénomènes sont à l'origine de la disparition de matériel émissif :

- l'évaporation qui est fonction de la température de l'électrode ;
- la vaporisation induite par le bombardement des ions accélérés dans la gaine cathodique.

L'évaporation est le phénomène dominant lorsque l'électrode fonctionne à son régime nominal (régime pour lequel elle a été conçue). Dans cette phase, la vaporisation est faible voire même inexistante, car la chute de tension cathodique n'est que d'une quinzaine de volts. Cette chute de tension cathodique ne permet pas aux ions d'acquérir une énergie suffisante pour éjecter les matériaux constitutifs de l'électrode par bombardement.

Par contre dans un fonctionnement éloigné du régime nominal, la chute de tension cathodique peut atteindre des valeurs très élevées. La vaporisation joue alors un grand rôle dans la disparition du revêtement émissif, notamment lors des phases d'amorçage où les électrodes vont devoir passer de la température ambiante à leur température de fonctionnement nominale, et des phases de dimming où le courant de décharge peut être très éloigné du courant nominal pour lequel l'électrode a été conçue.

Dans l'objectif d'évaluer les pertes de matériel émissif dans différentes configurations de fonctionnement, nous avons établi un modèle thermique d'électrode. La mise en place d'un

tel modèle nécessite également que l'on modélise le comportement de la zone cathodique environnante constituée de la gaine et de la lueur négative. En effet, les interactions entre la décharge et l'électrode sont fortes. Les électrons émis par la cathode vont ioniser les atomes à sa proximité et sous l'effet du champ électrique créé par les charges d'espace électroniques et ioniques, les ions vont venir bombarder la cathode en lui transférant leur énergie.

Dans ce chapitre nous présenterons le modèle mis en place, en présentant tout d'abord les mécanismes élémentaires de la mise en conduction de la décharge. Ensuite nous examinerons la constitution réelle des électrodes, et les simplifications que nous avons effectuées pour les modéliser. Nous présenterons alors le modèle simplifié de décharge dont les grandeurs seront utilisées pour établir le bilan thermique sur l'électrode qui sera alors détaillé. En dernier lieu nous validerons le modèle et nous effectuerons une étude paramétrique.

IV.2 Modèle thermique d'électrode

IV.2.1 Présentation élémentaire de la mise en conduction

Dans son état initial un gaz est un très bon isolant. Le passage de cet état isolant à l'état conducteur du régime permanent s'effectue à travers une suite de phénomènes que l'on peut résumer de la façon suivante:

- Claquage initial de l'espace inter électrode
- Etablissement d'une décharge luminescente normale puis luminescente anormale
- Passage à l'arc

La caractéristique courant tension d'une décharge fonctionnant en courant continu dans les différentes phases décrites ci-dessus est présenté sur la Figure IV-1

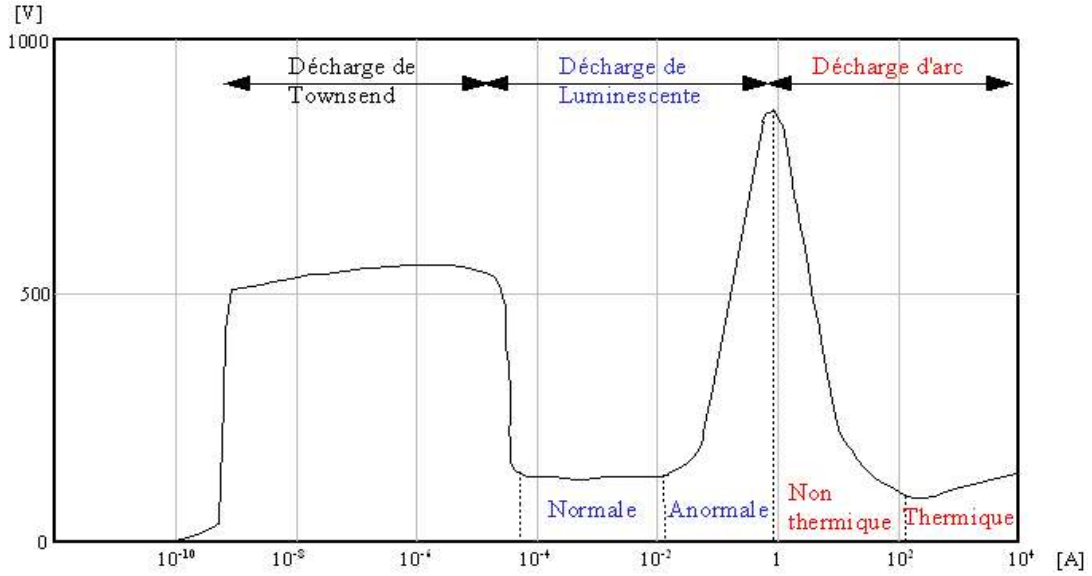


Figure IV-1 : Caractéristiques DC courant tension d'une décharge

IV.2.1.1 Le claquage initial

Pour le claquage initial, la cathode est froide et la lueur négative n'est pas formée. Pour un tube court on pourrait utiliser la condition de claquage :

$$\left[(\exp \int_0^d \alpha dx) - 1 \right] = \frac{1}{\gamma} \tag{4.1}$$

où α et γ sont respectivement le premier et le second coefficient de Townsend.

En utilisant la grandeur $\eta = \frac{\alpha}{E} = \frac{\alpha/p}{E/p}$ qui dépend peu de E sur un assez large domaine, on

obtient:

$$\gamma \left[(\exp \int_0^d \eta E dx) - 1 \right] = \gamma (\exp \eta V_c - 1) = 1 \tag{4.2}$$

qui conduit finalement à:

$$V_a = \frac{1}{\eta} \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \tag{4.3}$$

Ou V_a est la tension d'amorçage du tube. Cette description est très simplifiée et ne prend pas en compte tous les phénomènes propres à l'amorçage. Pour les tubes longs (rapport longueur du tube sur rayon L/R grand), ce claquage initial est tel que les deux électrodes sont fortement indépendantes [HOR]. La tension se propage donc le long du tube comme une onde. La distribution du potentiel et la vitesse de progression, dépendent des propriétés de l'enceinte compte tenu de son environnement (capacité en particulier) et des propriétés du milieu gazeux [GEN]. La vitesse de propagation est de l'ordre du $\text{cm}/\mu\text{s}$. Lorsque l'onde primaire atteint la deuxième électrode, une onde de retour finit d'établir la distribution du potentiel en neutralisant toutes ou une partie des charges déposées sur la paroi.

IV.2.1.2 La décharge lumineuse

Après le claquage la décharge passe généralement, plus ou moins rapidement, par le stade d'une décharge lumineuse normale et anormale.

La décharge lumineuse normale est caractérisée par une tension constante pour des gammes de courant allant de 10^{-2} à 10^{-4} A. La densité de courant émise à la cathode est constante et au fur et à mesure que le courant augmente l'aire émissive de la cathode augmente jusqu'à ce que l'électrode soit totalement recouverte. Lorsque toute la surface de l'électrode est saturée par l'émission, la seule façon d'augmenter la densité de courant à sa surface est d'augmenter la tension. La décharge passe alors en phase lumineuse anormale.

On suppose que dans cette phase la colonne positive est établie et que la lueur négative est constituée. De façon assez générale, on peut décrire les phénomènes à partir des relations suivantes:

$$\frac{dj_e}{dx} = -\alpha j_e \quad \text{et} \quad \frac{dj_i}{dx} = \alpha j_e \quad (4.4)$$

J_e et J_i sont respectivement la densité de courant d'électron et d'ion. Ces deux expressions rendent compte de la formation (par chocs électroniques) de paires électron-ion dans la zone cathodique sous l'impact des électrons issus de la cathode. La densité de courant peut alors s'écrire :

$$j = j_e + j_i \quad (4.5)$$

A la cathode, on peut écrire :

$$J_e(0) = \gamma J_i(0) + J_{e0} \quad (4.6)$$

Où $\gamma j_i(0)$ rend compte des électrons extraits de la cathode sous l'impact des ions, et J_{e0} des électrons émis par la cathode par effet thermoïonique par exemple. A l'anode le courant collecté est uniquement porté par les électrons et $j_a = j_e$, ou j_a est la densité de courant à l'anode.

Si il y a également (ou seulement) multiplication dans la lueur négative, à la limite cathodique de la lueur négative on a:

$$J_i(d) = \delta J_e(d) \quad (4.7)$$

On peut, à partir d'une telle approche, définir des expressions analytiques de stationnarité adaptées à diverses situations. Elles sont généralement insuffisantes pour décrire la complexité du phénomène réel.

IV.2.1.3 Le passage à l'arc

Sous l'effet du bombardement ionique en phase de décharge luminescente anormale, la cathode s'échauffe et atteint une température telle que l'émission thermoïonique devienne prédominante. A partir de ce moment l'émission électronique se concentre sur une zone chaude de petite dimension, la tache cathodique.

IV.2.2 Les mécanismes d'émission à la cathode

IV.2.2.1 Emission secondaire

Townsend fut le premier à imaginer que l'impact des ions à la cathode pouvait être à l'origine de l'auto entretien des décharges luminescentes basse pression. Cette notion a été étendue par la suite à toutes les autres particules énergétiques (métastables, photons, neutres rapides, molécules) capables d'extraire des électrons secondaires à la cathode. Comme le montre Waymouth [WAY] l'émission secondaire, qui dans le cas des décharges basses pressions à cathodes chaudes est principalement dû au bombardement ionique et à la photoémission, est quasiment négligeable en régime établi. En effet, sa contribution au

courant total est estimé à environ 1,5 %. Par contre si l'on considère les régimes transitoires pour lesquels la cathode n'a pas encore atteint une température suffisante pour émettre de façon thermoïonique (démarrage à froid en particulier), l'émission secondaire dans laquelle on peut regrouper l'effet photoélectrique, l'émission par effet de champ, et l'énergie transférée par impact ionique, est le seul phénomène à l'origine du transfert de charge entre le circuit électrique et la décharge. Il est donc dans notre cas très important d'en tenir compte. Malheureusement il est difficile d'évaluer précisément le coefficient d'émission secondaire qui dépend de nombreux facteurs et qui englobe plusieurs phénomènes physiques d'émission. Néanmoins des valeurs approximatives peuvent être trouvées dans [WAY1], [MIS1].

IV.2.2.2 Emission thermoïonique

IV.2.2.2.1 Emission thermoïonique à champ nul

L'émission thermoïonique est un flux d'électron émis par une surface métallique ou d'oxyde métallique. A haute température, lorsque l'énergie cinétique des électrons devient importante, ils peuvent alors se libérer de la surface métallique. La quantité minimale d'énergie nécessaire à un électron pour être libéré du métal est appelée travail de sortie. Le fait de déposer une couche d'oxyde sur des enroulements de tungstène, structure qui est typiquement utilisée dans les lampes fluorescentes classiques, permet d'abaisser son travail de sortie entre typiquement 1 et 2eV. Ce type d'émission est fortement lié à la température du métal constitutif de l'électrode. Owen Richardson [RIC] a été le premier à quantifier ce phénomène par la loi de Richardson-Dushman. Il a établi que la densité de courant émise est reliée à la température par la relation :

$$Je = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \quad (4.8)$$

où T est la température du métal en Kelvin, Φ est le travail de sortie du métal en Volt, e est la charge électronique, k est la constante de Boltzmann et A est la constante de Richardson.

Il faut noter cette relation est fortement non linéaire et donc varie dans de grandes proportions en fonction de la température de l'électrode. On peut alors introduire la notion de seuil d'émission thermoïonique, qui pourrait être défini comme la température à partir de laquelle

l'électrode est capable d'émettre des électrons thermoïoniques. La Figure IV-2 représente le courant émis par émission thermoïonique pour une surface correspondant à la dimension du point chaud d'émission d'une cathode à oxyde de typiquement $1,5\text{mm}^2$ pour différents travaux de sortie.

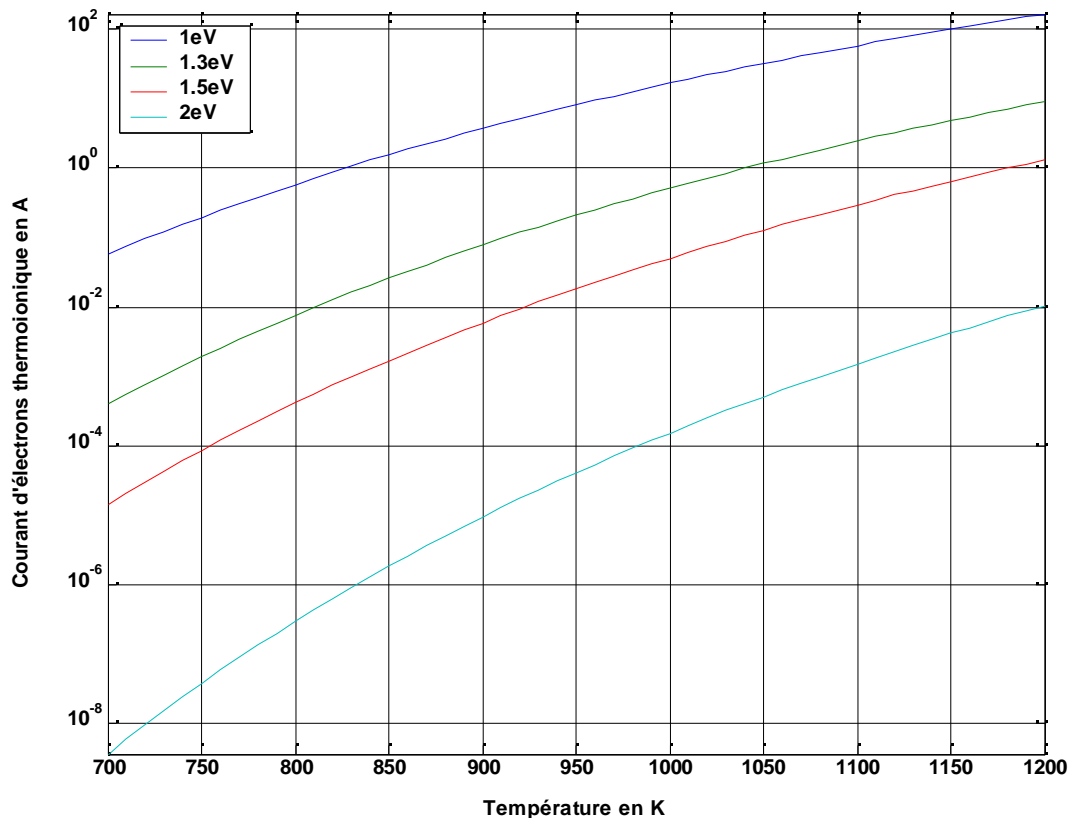


Figure IV-2: Courant d'électron thermoïonique pour une surface émettrice de $1,5\text{mm}^2$ pour différents travaux de sortie.

On peut déjà remarquer en observant cette figure que le travail de sortie de l'électrode sera d'une importance fondamentale. En effet, des faibles variations de celui-ci entraînent des variations du courant émis très importantes.

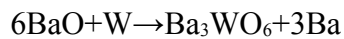
IV.2.2.2 Effet Schottky anormal

Lorsqu'un champ électrique est présent à proximité de la cathode, les électrons émis vont voir s'abaisser la barrière de potentiel dans la direction de leur accélération [WAY]. Ce

phénomène est appelé effet Schottky anormal, et va grandement favoriser l'émission électronique. En effet, Waymouth estime que la contribution au courant total de l'émission thermoionique à champ nul est d'environ 20% alors que la contribution de l'effet Schottky anormal est de 75%.

IV.2.2.2.3 Production de Baryum à la surface de l'électrode

D'après [HER], c'est la présence d'un excès de Baryum en surface qui donne des propriétés semi-conductrices et réduit le travail de sortie de l'électrode, et permet donc une extraction facile des électrons. L'excès de Baryum est produit par la réaction chimique suivante :



Le tungstate de baryum, Ba_3WO_6 , reste fixé à l'interface entre le tungstène et la couche d'oxyde émissive de surface, alors que le baryum atomique diffuse au travers de la couche d'oxyde, partiellement par diffusion à l'état solide mais principalement par transport de vapeur au travers des pores du revêtement émissif. Lorsque la totalité de l'oxyde de baryum est « utilisé » ou évaporé, il n'y aura plus aucune production de baryum et donc plus d'activation du revêtement. La couche de tungstate de baryum joue un rôle important dans la limitation du taux de formation de baryum atomique. En effet, cette couche réduit la réaction à un taux permettant à l'électrode d'avoir une durée de vie relativement longue.

IV.2.2.2.4 Travail de sortie des cathodes à oxydes ou cathodes chaudes

La couche de matériaux à la surface de l'électrode est constituée de pores et de grains cristallins. Le travail de sortie d'une cathode à oxyde peut varier de 2V d'un grain cristallin à l'autre suivant son orientation. Dans le cas de matériaux poreux nous utiliserons la notion de travail de sortie moyen ou effectif $\bar{\Phi}$ du métal que l'on peut estimer lorsqu'il n'y a pas de champ électrique à proximité de l'électrode, comme étant la moyenne entre le travail de sortie maximal Φ_2 et minimal Φ_1 des grains cristallins [NOT].

Dans les cas étudiés, nous admettrons que le champ électrique E à proximité de la cathode est bien supérieur à $\Phi_2 - \Phi_1/d$, où d est la distance parcourue par l'électron émis, pour laquelle il n'est plus influencé par la cathode. Nous considérerons donc que le travail de sortie effectif de l'électrode est égal au travail de sortie minimal des cristaux de baryum. Ceci est illustré sur la Figure IV-3. Il est néanmoins difficile d'évaluer avec précision le travail de sortie d'une électrode à oxyde, et nous affinerons donc cette valeur à partir de valeurs de la littérature [HAV] [WAY] [MIS] [SOU] et en fonction des résultats obtenus.

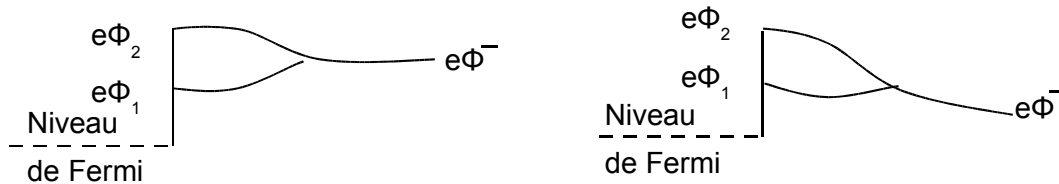


Figure IV-3 : Diagramme d'énergie potentielle d'un électron émis à la cathode. (a) sans champ accélérateur. (b) Avec champ accélérateur

IV.2.3 Géométrie des Electrodes

IV.2.3.1 Géométrie d'une électrode réelle

La Figure IV-4 montre une électrode de type double enroulement qui est utilisée dans certains types de lampes commerciales.

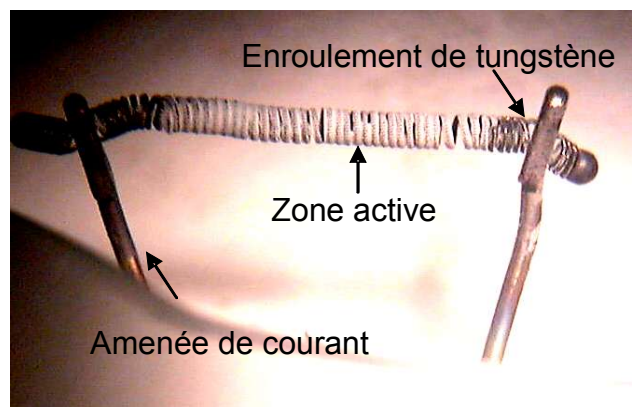


Figure IV-4 : Electrode type double enroulement.

Cette électrode est constituée de trois parties distinctes : les amenées de courant qui sont constituées d'un alliage de fer-nickel, relie l'électrode au circuit électrique extérieur, les enroulements de tungstène qui sont sertis sur les amenées de courant, la partie centrale des

enroulements qui est recouverte d'une pâte émettrice constituée d'oxyde de baryum, de strontium, de calcium et de zirconium. Cette partie constitue la zone active émissive de l'électrode.

On peut voir une section de la partie centrale du type d'électrodes étudié sur la Figure IV-5. Un premier enroulement W1 constitué de tungstène de longueur $Lf1$ et de diamètre $Df1$ (enroulement primaire) est juxtaposé à un premier mandrin $m1$. Un deuxième enroulement W2 (enroulement secondaire) de longueur $Lf2$ et de diamètre $Df2$, beaucoup plus fin que l'enroulement primaire est alors enroulé autour de l'ensemble mandrin primaire enroulement primaire. Le tout est ensuite enroulé autour du mandrin secondaire pour former la structure définitive de l'électrode, dont la fonction va être d'acheminer le courant du circuit électrique vers la décharge mais aussi de jouer le rôle de cage pour fixer au mieux les oxydes constitutifs de la pâte émettrice. Les mandrins de molybdène sont ensuite dissous et la partie centrale de l'électrode est plongée dans un bain de carbonates de Baryum, de Strontium, de Calcium et de Zirconium (les carbonates sont par la suite convertis en oxyde par traitement thermique). L'électrode est ensuite scellée sur les amenées de courant chargés d'acheminer le courant de décharge.

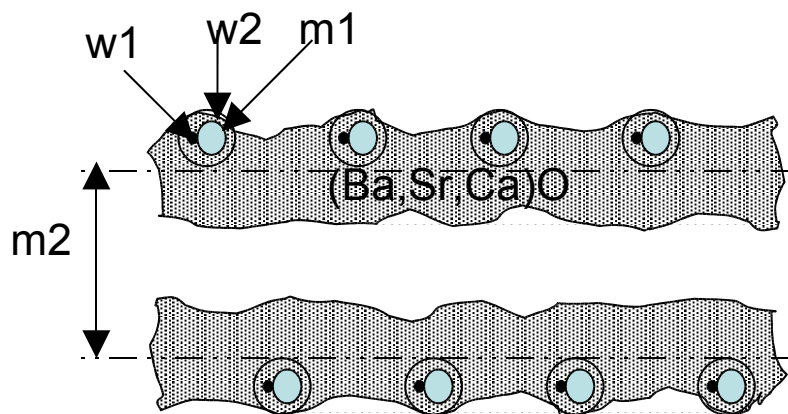


Figure IV-5 : Coupe schématique de la partie active de l'électrode étudié

IV.2.3.2 Géométrie d'électrode simplifiée

Le développement d'un modèle simulant le comportement des électrodes d'une lampe fluorescente nécessite d'adopter une géométrie d'électrode simplifiée. La structure décrite précédemment peut être représentée par différents cylindres équivalents correspondant aux différentes zones de l'électrode réelle. Les longueurs et les diamètres des cylindres équivalents seront égaux à la longueur et au diamètre de la zone qu'ils représentent sur l'électrode réelle.

La géométrie adoptée est représentée sur la Figure IV-6. La première zone 3 et 3' matérialise les arrivées de courant de l'électrode. La zone 2 et 2' représente les enroulements de tungstène non recouverts de la pâte émettrice. La zone 1 représente les enroulements de tungstène recouverts d'oxydes.

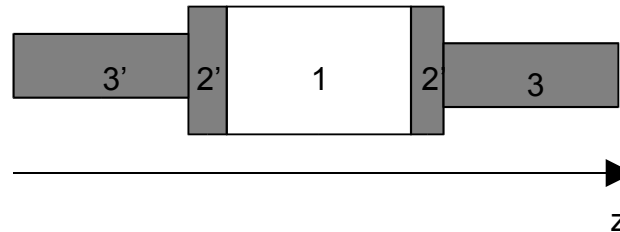


Figure IV-6 : Géométrie équivalente de l'électrode

Le gradient de température suivant l'axe z de l'électrode est relativement élevé. Par contre dans des conditions classiques de fonctionnement, le gradient de température radial est beaucoup plus faible, sauf à l'endroit où vient se fixer le point chaud. On peut donc penser que les phénomènes radiaux n'auront qu'une faible influence sur le comportement global de l'électrode. Nous avons supposé que le gradient de température radial était négligeable, ce qui nous permet de travailler sur un modèle à une dimension dans l'espace suivant l'axe z de l'électrode. Nous tiendrons néanmoins compte du volume de l'électrode dans le bilan thermique de température.

IV.2.4 Propriétés d'équivalence entre électrode réelle et électrode modélisée

Il est supposé que les différents cylindres représentant l'électrode simulée sont constitués d'un matériau homogène ayant un comportement global équivalent à l'électrode réelle. Les propriétés physiques de l'électrode doivent donc être adaptées par des facteurs d'échelle géométriques pour tenir compte de l'équivalence entre la géométrie réelle et la géométrie modélisée.

IV.2.4.1 Caractéristiques géométriques de l'électrode étudiée

L'électrode étudiée est typiquement celle utilisée dans une lampe de 40W. Les différentes caractéristiques géométriques des zones 1, 2, et 3 sont regroupées dans le Tableau IV-1. L et D sont les longueurs et les diamètres respectifs de chacun des cylindres.

	Lf1 en mm	Lf2 en cm	Df1 en µm	Df2 en µm	Masse mélange émissif en mg	L en mm	D en µm
Zone 2	5.1	34	58.4	25.4		1.5	620
Zone 1	47.5	317.5	58.4	25.4	8.2	14	620
Zone 3	0	0	0	0		30	500

Tableau IV-1 : Caractéristiques géométriques de l'électrode modélisée

IV.2.4.2 Conductivité thermique équivalente

Pour un cylindre de longueur L de section S et de diamètre D, on suppose qu'il n'y a aucune perte de chaleur par la face extérieure du cylindre. Si une température T1 est appliquée sur une des bases du cylindre et que la température T2 sur l'autre base est différente, un flux thermique va s'écouler par conduction dans ce cylindre. Le flux Φ peut alors s'écrire :

$$\Phi = -\kappa S \frac{dT}{dx} = -\kappa \frac{S}{L} \Delta T \quad (4.9)$$

Où κ est le coefficient de conductivité thermique.

Si l'on désire que le flux thermique s'écoulant dans le filament primaire Φ_1 et secondaires Φ_2 soit identique au flux thermique Φ s'écoulant dans le cylindre équivalent, on doit écrire :

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = \kappa_{eff} \frac{S}{L} \Delta T = \kappa_w \frac{S_1}{Lf1} \Delta T + \kappa_w \frac{S_2}{Lf2} \Delta T = \kappa_{eff} \frac{D^2}{L} = \kappa_w \left(\frac{Df1^2}{Lf1} + \frac{Df2^2}{Lf2} \right) \quad (4.10)$$

S1 et S2 sont respectivement les sections des enroulements primaires et secondaires. Le coefficient de conductivité thermique effectif κ_{eff} peut alors s'écrire en fonction du coefficient de conductivité thermique du tungstène κ_w :

$$\kappa_{eff} = \kappa_w \frac{L}{D^2} \left(\frac{Df1^2}{Lf1} + \frac{Df2^2}{Lf2} \right) \quad (4.11)$$

Cette expression est valable pour la zone 2 qui est dépourvue de matériel émissif. Pour la zone 3 on peut alors montrer que le coefficient effectif de conductivité thermique κ_3 est égal

à :

$$\kappa_3 = \kappa_{eff} + \kappa_{mix} \frac{D_{mix}^2}{D^2} \quad (4.12)$$

Où D_{mix}^2 est le diamètre du volume occupé par les oxydes dans le cylindre 3 et κ_{mix} est la conductivité effective du mélange d'oxyde. Le lecteur pourra se référer à [PEN] pour la conductivité thermique du tungstène et à [TOU] pour la conductivité thermique de la couche d'oxyde.

IV.2.4.3 Conductivité électrique équivalente

Les conductivités électriques équivalentes prennent exactement la même forme que les conductivités thermiques équivalentes. On peut trouver la conductivité électrique du tungstène dans [JON] et celle de la pâte émettrice dans [HEN]. La conductivité électrique du mélange d'oxyde étant très faible ($10^{-3} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ à 1000K) devant celle du tungstène ($4 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ à 1000K), les conductivités équivalentes de la zone 2 et de la zone 3 sont considérées comme étant égales. La conductivité électrique du tungstène étant fortement dépendante de la température, nous avons donc adopté la résistivité équivalente qui est représentée sur la Figure IV-7.

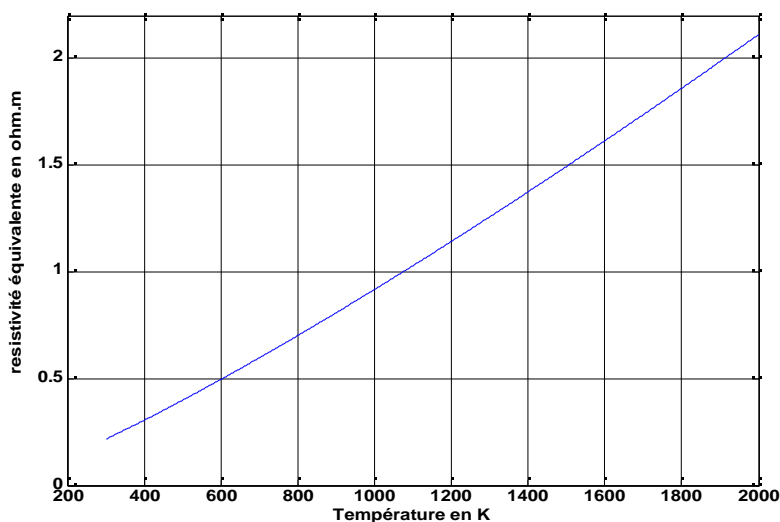


Figure IV-7 : Résistivité équivalente en fonction de la température

IV.2.4.4 Densité équivalente

En écrivant que la densité effective n_{eff} dans le cylindre équivalent considéré doit être identique à la densité des matériaux constitutifs de chaque zone, on a :

$$n_{eff} V = n_w (Vf1 + Vf2) + n_{mix} V_{mix} \quad (4.13)$$

Où n_{eff} , n_w , n_{mix} sont respectivement les densités volumiques effectives, de tungstène et de la pâte émettrice. V , $Vf1$, $Vf2$ et V_{mix} sont les volumes du cylindre équivalent considéré, de l'enroulement primaire, de l'enroulement secondaire et du volume occupé par la pâte émettrice. On pourra trouver la densité du tungstène dans [TUN] et la masse de la pâte émettrice pour l'électrode considérée dans [SOU]. Les densités effectives seront donc égales à :

$$n_2 = \frac{1}{V} n_w (Vf1 + Vf2) \quad \text{Pour la zone2} \quad (4.14)$$

$$n_3 = \frac{1}{V} (n_w (Vf1 + Vf2) + n_{mix} V_{mix}) \quad \text{Pour la zone 3} \quad (4.15)$$

IV.2.4.5 Chaleur spécifique équivalente

La chaleur spécifique de la zone 2 reste inchangée étant donné que l'on a pris en compte une densité volumique effective. Pour la chaleur spécifique de la zone 3, on a par les règles d'équivalence :

$$C_3 (M_w + M_{mix}) = C_w M_w + C_{mix} M_{mix} \quad (4.16)$$

Avec C_3 , C_w et C_{mix} la chaleur spécifique effective, celle du tungstène et celle de la pâte émettrice et où M_w et M_{mix} font respectivement référence à la masse de tungstène et à la masse de la pâte émettrice. Finalement on aura :

$$C_3 = \frac{C_w M_w + C_{mix} M_{mix}}{M_w + M_{mix}} \quad (4.17)$$

On pourra trouver la chaleur spécifique du tungstène dans [TOU1] et celle de l'oxyde de baryum dans [TOU2].

IV.2.4.6 Emissivité

Pour la zone représentant les enroulements de tungstène, nous avons pris l'émissivité du tungstène [WEA] pondérée par un coefficient prenant en compte le fait que les filaments de tungstène sont enroulés sur eux mêmes et ont donc une capacité à absorber la chaleur plus importante qu'un fil de tungstène non enroulé.

Pour la zone recouverte d'oxyde, l'émissivité est relativement difficile à évaluer étant donné qu'elle évolue dans le temps. En effet pour une électrode neuve, cette zone présente un aspect blanchâtre et on peut la comparer à une céramique [TOU3]. Il faut néanmoins prendre en compte le fait que ce matériau est poreux et n'a donc pas tout à fait le même coefficient d'émissivité qu'une céramique. Un coefficient pondérateur est donc également pris en compte dans l'émissivité de cette zone. De plus au fil du temps, compte tenu des différents amorçages, de la vaporisation et de l'évaporation, la couche d'oxyde est altérée, et prend au fur et à mesure une couleur noirâtre. Ses propriétés radiatives changent donc avec le temps et suivant les conditions d'utilisation. Il est donc difficile d'obtenir un coefficient d'émissivité relativement précis tout au long du cycle de vie de l'électrode.

IV.2.4.7 Convection thermique dans le gaz tampon

Des travaux expérimentaux ont été réalisés [MIS1] [HAV] pour déterminer le coefficient de convection thermique d'une électrode de type triple enroulement. Nous avons adopté initialement ces valeurs même si notre électrode a une géométrie différente. En effet même si les électrodes ne présentent pas la même géométrie, leurs surfaces extérieures sont à peu de chose près égales. Les mesures effectuées concernent le comportement global de l'électrode et donnent donc un coefficient de convection effectif. Le coefficient de convection sera donc identique pour les différentes zones.

IV.2.5 Modèle de décharge

Nous allons maintenant décrire les interactions entre l'électrode et la décharge environnante. La Figure IV-8 représente l'électrode, le circuit électrique alimentant la décharge en courant et le circuit de chauffage auxiliaire qui peut, suivant les configurations, être connecté ou non aux bornes de l'électrode.

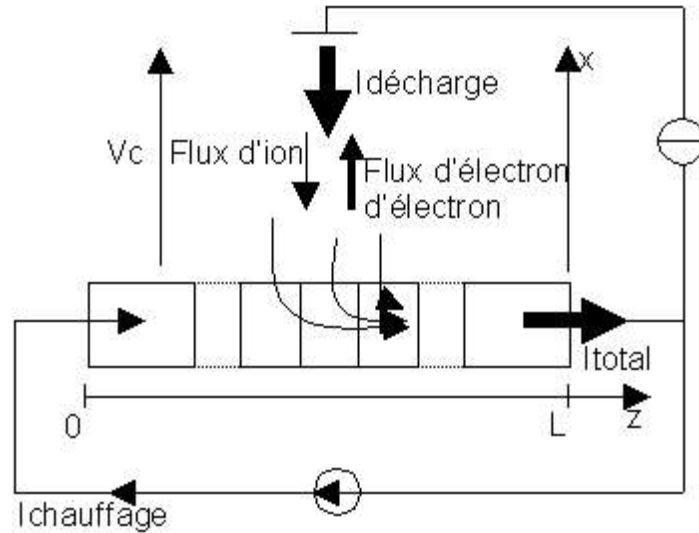


Figure IV-8 : Interaction entre l'électrode et la décharge.

Les électrons émis à la cathode par émission secondaire et par émission thermoïonique sont accélérés dans la chute de tension cathodique dans la gaine. En sortie de gaine, les électrons ionisent le gaz environnant. Les ions créés sont alors accélérés à leur tour dans la chute de tension cathodique et vont bombarder la cathode en lui transférant leur énergie emmagasinée dans la gaine.

IV.2.5.1 Courant électronique et courant ionique

Le courant total de décharge I est la somme des courants portés par les électrons et par les ions :

$$I(t) = I_e(t) + I_p(t) \quad (4.18)$$

Les courants d'ions et d'électrons sont égaux respectivement à la somme sur la surface externe de l'électrode de la densité de courant ionique $J_p(z,t)$ et de la densité de courant électronique $J_e(z,t)$:

$$I_e(t) = \Pi * D \int_0^L J_e(z, t) dz \quad (4.19)$$

$$I_p(t) = \Pi * D \int_0^L J_p(z, t) dz \quad (4.20)$$

IV.2.5.2 Profil de courant sur l'axe de l'électrode

Le courant total à un point z donné suivant l'axe de l'électrode (voir figure Figure IV-8) est la somme des densités de courant électronique et ionique sur la longueur déterminée par l'extrémité de l'électrode et la position z . Le profil de courant s'écrit de la façon suivante :

$$I(z) = I_h + \pi D \int_0^z (J_e(z') + J_p(z')) dz' \quad (4.21)$$

I_h est le courant de chauffage rentrant dans l'une des extrémités de l'électrode suivant la configuration du circuit de chauffage. Le courant sortant de l'électrode est la somme du courant rentrant I_h et du courant de décharge I (voir figure Figure IV-8).

IV.2.5.3 Emission à la cathode

Les électrons sont injectés dans la décharge par émission thermoionique et par émission secondaire. La densité de courant électronique peut donc s'exprimer par la relation suivante :

$$J_e(z,t) = J_r(z,t) + \gamma J_p(z,t) \quad (4.22)$$

Ou γ est le coefficient secondaire de Townsend défini comme la probabilité qu'un ion percutant l'électrode éjecte un électron. Nous avons considéré ce coefficient comme constant vis-à-vis de la température et des matériaux. La densité de courant thermoionique $J_r(z,t)$ est donnée par la relation de Richardson-Dushman décrite précédemment :

$$Jr(z, t) = AT(z, t)^2 \exp(-e\Phi/kT(z, t)) \quad (4.8)$$

IV.2.5.4 Approximation de la chute de tension cathodique

Les électrons émis par la cathode sont accélérés par la chute de tension cathodique et ionisent le gaz environnant sur leur passage par un phénomène d'avalanche décrit par Townsend. Sa théorie de multiplication électronique se traduit par l'équation suivante :

$$\frac{dJe(x)}{dx} = \alpha Je(x) \quad (4.23)$$

α est le coefficient d'ionisation de Townsend et représente le nombre moyen de paires électrons-ions créés par unité de longueur par un électron incident accéléré dans la direction du champ. x est la variable d'espace suivant l'axe de la décharge. En intégrant cette dernière équation il vient :

$$Je(x) = Je(0) \exp\left(\int_0^x \alpha . dx\right) \quad (4.24)$$

$Je(0)$ est la densité de courant électronique émis par la cathode. Nous allons maintenant introduire la variable $\eta = \alpha/E$ exprimé en V^{-1} . Cette dernière varie en effet lentement sur un assez large domaine du champ électrique. L'expression 4.24 ci-dessus devient alors :

$$Je(x) = Je(0) \exp\left(\int_0^x \eta(t) E(x) . dx\right) = Je(0) \exp\left(\eta(t) \int_0^x E(x) . dx\right) \quad (4.25)$$

En écrivant que le courant dans la colonne positive est uniquement transporté par les électrons, on peut exprimer la densité de courant totale par la relation suivante :

$$J = Je(0) + Jp(0) = Je(z) + Jp(z) = Je(d) = Je(0) \exp(\eta Vc) \quad (4.26)$$

Vc est la chute de tension cathodique, et d est la distance entre la cathode et le début

de la colonne positive.

Dans ce travail, nous avons considéré un mélange binaire composé de Mercure et d'Argon. Dans la phase de décharge luminescente, la chute de tension cathodique est élevée et typiquement égale à 200V. Cela veut donc dire que les électrons émis à la cathode et accélérés dans la chute de tension cathodique, vont acquérir une énergie cinétique importante et suffisante pour ioniser directement les atomes d'Argon. En décharge d'arc, la chute de tension cathodique est beaucoup plus faible et est de l'ordre d'une dizaine de volts. Dans cette phase, les électrons accélérés dans la gaine n'ont pas une énergie suffisante pour ioniser les atomes d'argon mais peuvent, par contre, ioniser les atomes de Mercure, soit de façon directe, par palier, soit encore par ionisation Penning.

Pour rendre compte des différents processus d'ionisation complexes pendant les différentes phases de la mise en régime de la décharge, la stratégie choisie est de faire varier artificiellement le coefficient d'ionisation η en fonction de l'état de la décharge. Dans l'équation 4.26 on peut voir que la chute de tension cathodique est liée au courant d'électron I_e et au courant de décharge I par le biais du coefficient d'ionisation. Sa variation nous permettra donc de lier la chute de tension cathodique en fonction du courant d'électron I_e et du courant total I , dont le rapport nous permet de connaître l'état de la décharge à chaque instant. En effet pour des rapports I_e/I proches de 1, la décharge fonctionne en mode d'arc car le courant est porté en majorité par les électrons. A contrario, lorsque le rapport I_e/I tend vers zéro, cela veut dire que le courant est porté en majorité par les ions et que la décharge fonctionne donc en mode luminescent.

Pour déterminer les valeurs du coefficient d'ionisation pendant la phase de décharge d'arc, nous avons utilisé les valeurs expérimentales de Waymouth [WAY] qui a mesuré la chute de tension cathodique pour une décharge d'arc en fonction du rapport entre le courant d'ion I_p et le courant d'électron I_e (qui peut se ramener au rapport I_e/I par l'équation 4.18). Les valeurs données par Waymouth insérées dans l'équation 4.26 nous permettent de calculer le coefficient d'ionisation pour différents points de fonctionnement de la décharge.

Dans le cas de la phase de décharge luminescente nous avons supposé que la chute de tension cathodique est égale à 200V, à défaut de valeurs expérimentales existantes. Suivant la même démarche que précédemment le coefficient d'ionisation peut être calculé.

Entre ces valeurs extrêmes du coefficient d'ionisation nous avons établi la loi empirique de variation suivante :

$$\eta(t) = 2.3 * 10^{-2} \left(1 - \left(\frac{Ie(t)}{I(t)} \right)^4 \right) \tag{4.27}$$

La Figure IV-9 présente la loi de variation adoptée en fonction du rapport Ie/I . Il est clair que les approximations effectuées seront limitatives en ce qui concerne le domaine de validité du modèle, car les phénomènes ne sont que partiellement décrits. On peut citer par exemple le cas où le courant électronique est plus élevé que le courant de décharge, notamment lorsque l'électrode est surchauffée par une source extérieure. Il est clair que ce cas ne peut pas être pris en compte directement avec les expressions établies ci-dessus. Lorsque l'électrode se retrouvera dans cette configuration relativement atypique nous considèrerons la chute de tension cathodique nulle, alors qu'en réalité celle-ci peut devenir négative pour retenir le surplus d'électron émis à la cathode. Dans notre cas, l'objectif n'est pas de connaître exactement la chute de tension cathodique, mais d'avoir une tendance, pour déterminer son influence sur le comportement de l'électrode.

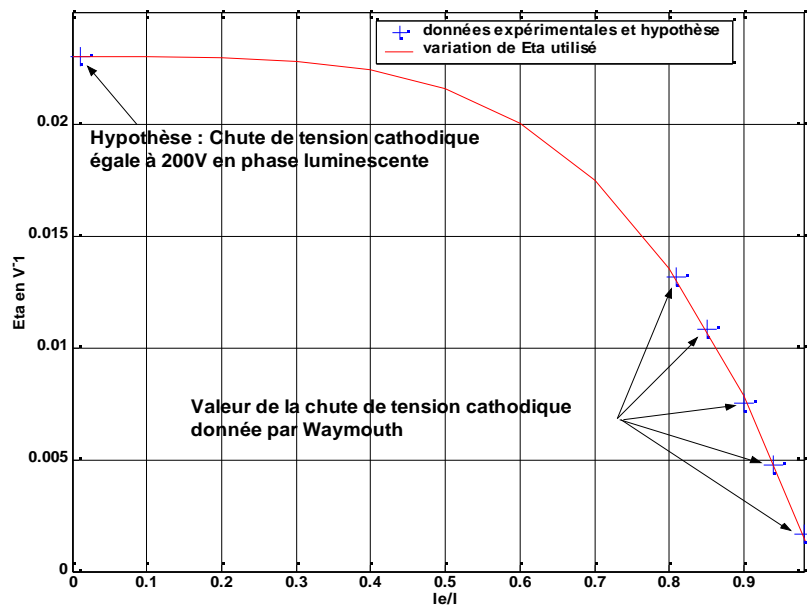


Figure IV-9 : Variation du coefficient d'ionisation en fonction du rapport Ie/I

IV.2.5.5 Approximation du profil de densité de courant ionique

Un autre point important du modèle est l'hypothèse effectuée sur le choix du profil de densité de courant d'ion :

Lorsque l'électrode est froide, l'émission d'électrons est uniquement due à l'émission secondaire. Nous avons donc supposé que les ions venaient bombarder uniformément la surface de la cathode, ce qui suppose que la densité de courant d'ion présente un profil plat.

Par contre lorsque l'électrode atteint des températures suffisantes pour émettre des électrons « thermiques », le courant est émis en un point de l'électrode, appelé point chaud, plus ou moins étalé et positionné différemment à la surface de l'électrode suivant les conditions d'alimentation.

L'électrode est chauffée, entre autre, par le bombardement des ions accélérés dans la chute de tension cathodique. Suivant les configurations, le bombardement des ions sera prépondérant ou pas devant les autres termes de chauffage et de refroidissement. Il est donc important de connaître le profil de densité de courant d'ion avec le plus de précision possible. Malheureusement celui-ci n'est pas connu avec certitude. Pour avoir des informations fiables, il faudrait soit effectuer un modèle complet de gaine et de lueur négative en 2 dimensions dans l'espace, soit effectuer des mesures expérimentales systématiques (soit les deux). Ces deux dernières solutions étant en dehors des objectifs fixés dans le cadre de ce travail, nous avons estimé le profil de densité de courant d'ion en faisant l'hypothèse suivante :

Waymouth a montré qu'une certaine quantité d'électrons primaires (émis par la cathode) pouvaient pénétrer jusqu'à 1 centimètre dans la lueur négative [WAY2], avant d'effectuer une collision inélastique, en perdant ainsi leur énergie gagnée dans la chute de tension cathodique. Ceci implique une distribution spatiale de la densité électronique dans la lueur négative assez différente de celle émise par la cathode (fonction de la température en décharge d'arc et uniforme en phase de décharge luminescente). A une telle distance on peut en effet supposer que la direction des électrons est devenue aléatoire compte tenu des collisions élastiques (le libre parcours moyen est de l'ordre de 1mm dans ces décharges) qu'ils ont pu effectuer avant de transférer leur énergie dans une collision inélastique. Il est donc probable, en prenant aussi en compte la diffusion ambipolaire, que le profil de densité électronique soit maximum au centre de la décharge à de telles distances de la cathode. Le profil de densité d'ions devrait également suivre la même tendance.

Ceci étant on peut tout de même avancer l'hypothèse que la densité d'ions crée à

proximité de la cathode (en sortie de gaine) sera plus importante en face du point chaud d'émission, que partout ailleurs et ce quelle que soit sa position par rapport à l'axe de la décharge. En effet compte tenu de la faible épaisseur de la gaine (typiquement 0.1 mm), et du fort champ électrique (10^3 V/cm en décharge d'arc), les électrons émis diffuseront peu. On peut également penser que les ions venant bombarder la cathode pour entretenir son chauffage sont localisés dans un espace délimité par la fin de la gaine cathodique et le milieu de la lueur négative. En effet on peut estimer que l'inversion du champ électrique dans la lueur négative se fait en son milieu, et que les ions qui sont d'un côté ou de l'autre de cette limite vont diffuser vers la cathode ou vers la colonne positive. Le champ électrique dans la gaine cathodique étant beaucoup plus fort que le champ électrique de rappel de diffusion ambipolaire, les ions diffusent beaucoup plus vite dans la direction axiale que dans la direction radiale. Le profil de densité d'ion serait donc maximal en face du point d'émission d'électron.

Dans ces conditions la densité de courant d'ion est prise égale à :

$$J_p(z,t) = J_{op}(t) * f(z) \quad (4.28)$$

J_{op} étant une constante et $f(z)$ la fonction de profil. D'après les équations précédentes nous pouvons calculer $J_{op}(t)$:

$$J_{op}(t) = \frac{Id - \pi D \int_0^l J_{th}(t, z) dz}{(1 + \gamma) * \pi D \int_0^l f(z) dz} \quad (4.29)$$

La fonction profil $f(z)$ est égale à 1 lorsque le courant thermoïonique est nul (décharge luminescente), et est supposée décroître exponentiellement à partir du point chaud d'émission lorsque le courant thermoïonique est supérieur à zéro (décharge d'arc) :

$$f(z) = e^{-a|z-Z|} \quad (4.30)$$

z est la variable d'espace suivant l'axe de l'électrode et Z est l'abscisse du maximum

d'émission du courant thermoïonique. a est la constante de décroissance du profil de densité des ions en cm^{-1} . La constante de décroissance du profil est déterminée à l'aide des travaux de Wamsley et al [WAM]. La détermination de cette constante fait l'objet du paragraphe IV.5.1.

IV.2.6 Bilan thermique sur l'électrode

IV.2.6.1 Bilan thermique en phase cathodique

Il est possible de calculer les échanges thermiques entre l'électrode et la décharge en considérant également l'apport d'énergie du circuit de chauffage. On utilise pour cela l'équation de conservation de la chaleur telle qu'écrite ci-dessous [SOU] :

$$C_j d_j \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_j \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \frac{4I^2(z)\rho_j}{\pi D_j^2} + \frac{4Jp(z)}{D_j} (Vk + Vi - \Phi_j) - \frac{4Je(z)}{D_j} \left(\Phi_j + \frac{2kT}{e} \right) - \frac{4}{D_j} \varepsilon_j \sigma (T^4 - T_{\text{amb}}^4) - \frac{4}{D_j} Q_{\text{gaz}} (T - T_{\text{amb}}) \quad (4.31)$$

L'indice j représente l'élément considéré (1,2,3). Le terme de gauche représente l'énergie thermique emmagasinée par l'électrode au cours du temps, C_j et d_j étant respectivement la chaleur spécifique et la densité. Le premier terme de droite représente la conduction de chaleur d'un élément de volume vers les autres. κ_j est la conductivité thermique. Le deuxième terme représente le chauffage de l'électrode par effet joule. ρ_j et D_j sont respectivement la résistance par unité de longueur et le diamètre. Le troisième terme est l'apport d'énergie dû au bombardement des ions sur la cathode. Le terme $Vk*Jp$ représente le transfert d'énergie cinétique des ions vers la cathode. Le terme $Jp*(Vi-\Phi)$ représente l'énergie gagnée par l'électrode par recombinaison des ions. Le quatrième terme rend compte du refroidissement de l'électrode par émission d'électron. k et e ont leurs significations courantes. L'avant dernier terme représente la perte de chaleur par rayonnement. ε_j est l'émissivité et σ la constante de Stefan Boltzmann. Enfin le dernier terme est le terme de perte par conduction dans le gaz environnant. T_{amb} représente la température dans l'enceinte de décharge.

IV.2.6.2 Bilan thermique en phase anodique

L'équation de conservation de la chaleur décrite en phase cathode n'est plus applicable en phase anode. Les termes de chauffage par bombardement ionique et de refroidissement par émission d'électrons sont remplacés par le terme de chauffage par collection d'électrons. L'équation de conservation de la température devient alors :

$$C_j d_j \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_j \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \frac{4I^2(z)\rho_j}{\Pi D_j^2} + \frac{4Je(z)}{D_j} (\Phi_j + Va) - \frac{4}{D_j} \varepsilon_j \sigma T^4 - Q_{\text{gaz}} \quad (4.32)$$

Va est la chute de tension anodique. Les autres grandeurs ont la même signification que dans l'équation précédente.

IV.2.6.2.1 Chute de tension anodique

La chute de tension anodique régule le débit de charge à l'anode. Elle est principalement dépendante de la densité électronique, de la température électronique et de la surface de collection effective de l'électrode. Si la surface de l'anode est juste assez grande pour collecter les électrons de la décharge et que la densité électronique à sa proximité est juste assez grande pour que la densité de courant associée soit égale à la densité de courant demandée par le circuit électrique, alors la chute de tension anodique est nulle. Si la densité électronique est trop faible ou trop forte, la chute de tension anodique s'adapte pour attirer les électrons vers elle, ou pour repousser les moins énergétiques d'entre eux auquel cas elle deviendra négative.

La densité électronique dans la lueur négative est approximativement dix fois plus importante que dans la colonne positive. Une densité électronique importante est donc présente à proximité de l'électrode lorsqu'elle passe en phase anode. Cette densité électronique importante devrait à priori suffire à ce que l'extraction d'électrons se fasse sans chute de tension anodique. Cependant, à basse fréquence, la constante de temps de diffusion ambipolaire (recombinaison) est beaucoup plus faible que la durée de la demi période pendant laquelle l'électrode fonctionne en anode. A des fréquences basses l'anode ne peut donc pas tirer profit de la densité électronique élevée à sa proximité. Une chute de tension est alors nécessaire pour attirer les électrons vers l'anode. A haute fréquence par contre, la constante de

temps de recombinaison ambipolaire est de l'ordre de grandeur de la durée de la demi période de phase anodique, voire plus grande. Dans ce cas, une chute de tension n'est plus nécessaire pour collecter les électrons de la décharge. A haute fréquence, l'efficacité lumineuse des lampes fluorescentes est donc améliorée principalement par la disparition de la chute de tension anodique.

Pour des fréquences de fonctionnement égales à celle du réseau, la chute de tension anodique oscille entre 1V et 10V [WAY]. Dans le cadre de l'étude en régime établi, nous avons donc estimé la chute de tension anodique à 5V, quel que soit le courant de décharge pour des questions de simplicité.

IV.2.6.2 Profil de densité de courant électronique à l'anode

Il est supposé que l'anode collecte uniformément les électrons issus de la décharge. Le profil de densité d'électrons dans la phase anodique est donc constant sur le rayon du tube (suivant l'axe de l'électrode). Le courant collecté par l'anode est le courant imposé par le circuit d'alimentation.

IV.3 Résolution du système d'équations

IV.3.1 Support de simulation

Le système décrit précédemment est résolu par la méthode des éléments finis sur la plateforme de simulation Femlab. La géométrie adoptée est composée de cinq segments de dimensions choisies représentant les zones 1, 1', 2, 2' et 3 (Tableau IV-1).

IV.3.2 Maillage

Dans ce type de problème à une dimension dans l'espace, les contraintes géométriques et de maillage restent relativement simples. Un maillage large a été pris dans les zones 1 et 1' où les gradients de température sont faibles. Par contre dans les trois zones centrales 2, 2' et 3,

le maillage adopté est beaucoup plus resserré car ces deux zones sont susceptibles de subir de très forts gradients de température.

IV.3.3 Condition aux limites

Les amenées de courant principales sont scellées dans le support des électrodes constitué de verre, dont la température peut être considérée égale à la température régnant à l'intérieur du tube (égale à la température du gaz tampon). Les conditions aux limites sont donc une température imposée égale à 40°C.

IV.3.4 Organigramme de résolution

Avant d'utiliser le modèle, les caractéristiques de l'électrode équivalente sont calculées à l'aide des caractéristiques géométriques et des matériaux de l'électrode réelle. Ensuite, la température initiale de l'électrode est imposée. Suivant les différents modes d'alimentation étudiés nous imposerons un profil de température initial bien défini qui sera alors explicité.

La densité de courant thermoïonique est calculée grâce à l'équation 4.8. Suivant la valeur de la densité de courant thermoïonique, le profil de la densité de courant d'ions peut être sélectionné et calculé avec les équations et 4.30. La densité de courant d'ions et le courant associé sont ensuite calculés grâce aux équations 4.28, 4.29 et 4.20. Ces étapes franchies, la densité de courant électronique et le courant d'électrons peuvent être calculés avec les équations 4.22 et 4.19. On peut alors calculer le profil de courant $I(z)$ parcourant l'électrode avec l'équation 4.21 et la chute de tension cathodique avec 4.26 et 4.27. Tous les termes sources nécessaires à l'établissement du bilan thermique étant disponibles, on peut enfin calculer le profil de température à $t=t+\Delta t$. Le cycle de calcul décrit peut être alors reproduit jusqu'au temps de simulation final.

Les phénomènes transitoires tels que la transition entre la phase de décharge luminescente et la décharge d'arc sont relativement rapides par rapport aux évènements suivants. Le pas de temps de la simulation sera donc adapté à ces différentes phases. Nous avons adopté un pas de temps variable, qui sera faible pour la phase de décharge luminescente et la transition vers l'arc (de l'ordre de 0.1 ms), et qui sera plus grand (de l'ordre de la

milliseconde) lorsque la décharge sera passée à l'arc.

L'organigramme de calcul est présenté sur la Figure IV-10. Un courant de décharge est imposé par le circuit électrique d'alimentation. Suivant la configuration de l'électrode le poids des composantes ioniques et électroniques va varier, toujours en vérifiant la loi de conservation du courant donnée par l'équation 4.18.

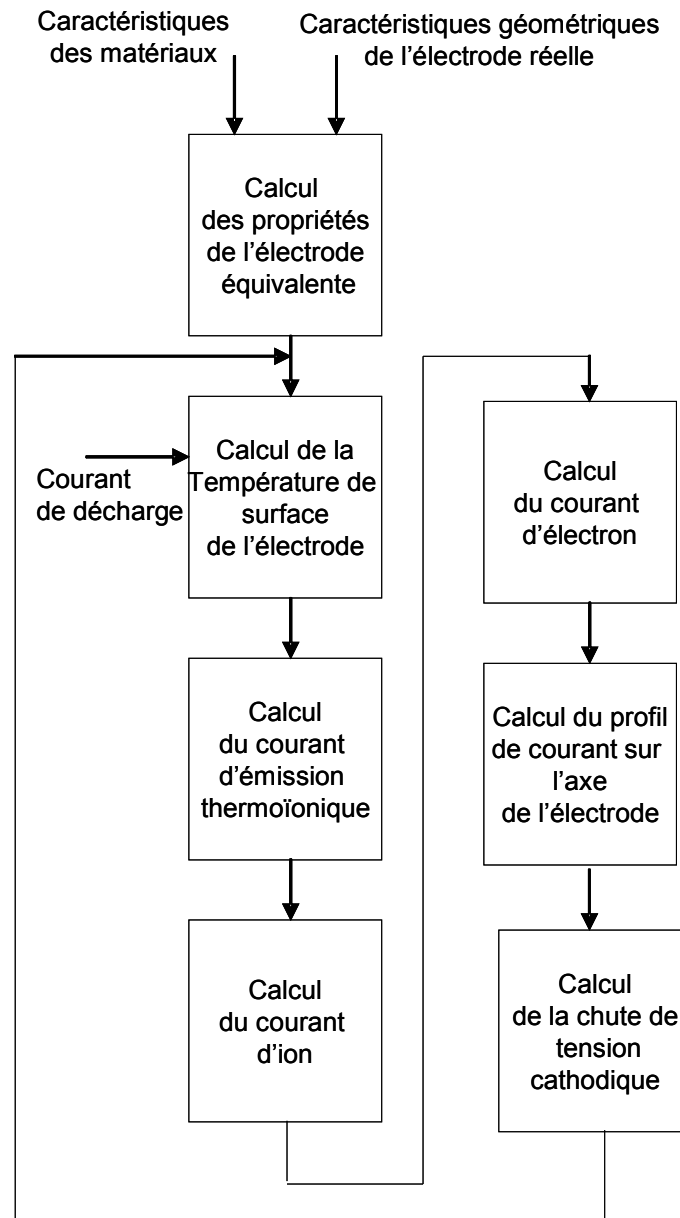


Figure IV-10: Schéma de calcul utilisé

IV.4 Validation des résultats

Les mesures de température de surface de l'électrode ainsi que les mesures des courants électroniques et ioniques dans les gaines restent excessivement délicates à accomplir et nécessitent des équipements adaptés. Les résultats expérimentaux restent donc rares. Lorsqu'ils existent et sont publiés, ils ne sont pas toujours directement applicables car les conditions de fonctionnement et la nature des décharges et des électrodes étudiées sont éloignées de celles qui nous intéressent. Les travaux expérimentaux de Waymouth nous ont servi de base pour modéliser le comportement de la zone cathodique. Le comportement de la décharge modélisée correspond donc à ses mesures. Il reste cependant à évaluer si le bilan thermique sur l'électrode reste cohérent avec d'autres résultats existants.

IV.4.1 Modèle de Soules

Ce modèle de référence et pionnier en la matière a servi de base pour notre modélisation. Nous utilisons la même géométrie d'électrode et nous utilisons également une description similaire concernant la lueur négative reposant sur les travaux expérimentaux de Waymouth. Les travaux de Soules ont permis de comprendre que la formation du point chaud est le résultat du caractère non linéaire de l'équation de transfert de la chaleur, et du terme d'émission thermoionique. De plus il a été utilisé pour mettre en relation la géométrie de l'électrode et les caractéristiques des matériaux utilisés sur sa capacité d'émission, et enfin il permet d'établir un scénario très réaliste de l'effet de l'évaporation des matériaux émissifs tout au long du cycle de vie des électrodes.

IV.4.1.1 Influence du chauffage auxiliaire

Nous avons tout d'abord comparé les résultats de notre modèle avec ceux obtenus par Soules et al, pour un courant de décharge nul, et pour différents niveaux de tension appliqués sur l'électrode. Dans ce type de fonctionnement (sans courant de décharge), le bilan thermique se résume au chauffage par effet joule, à la conduction, à la convection et aux pertes radiatives. Il est relativement aisé dans ces conditions de remonter à des grandeurs mesurables. En effet la variation de résistivité du tungstène en fonction de la température est relativement bien connue. Le rapport entre la résistance à chaud sur la résistance à froid de

l'électrode peut être directement relié au rapport entre la température de l'électrode à froid et celle de l'électrode à chaud comme le montre l'expression suivante que l'on peut trouver dans [JON]:

$$\frac{Th}{Tc} = \left(\frac{Rh}{Rc} \right)^{0.814} \quad (4.33)$$

Th et Tc sont respectivement les températures moyennes de l'électrode à chaud et à froid. Rh et Rc sont les résistances à chaud et froid. Les résultats obtenus par les deux modèles sont représentés sur la Figure IV-11 et les résultats expérimentaux de Soules sont présentés dans le Tableau IV-2.

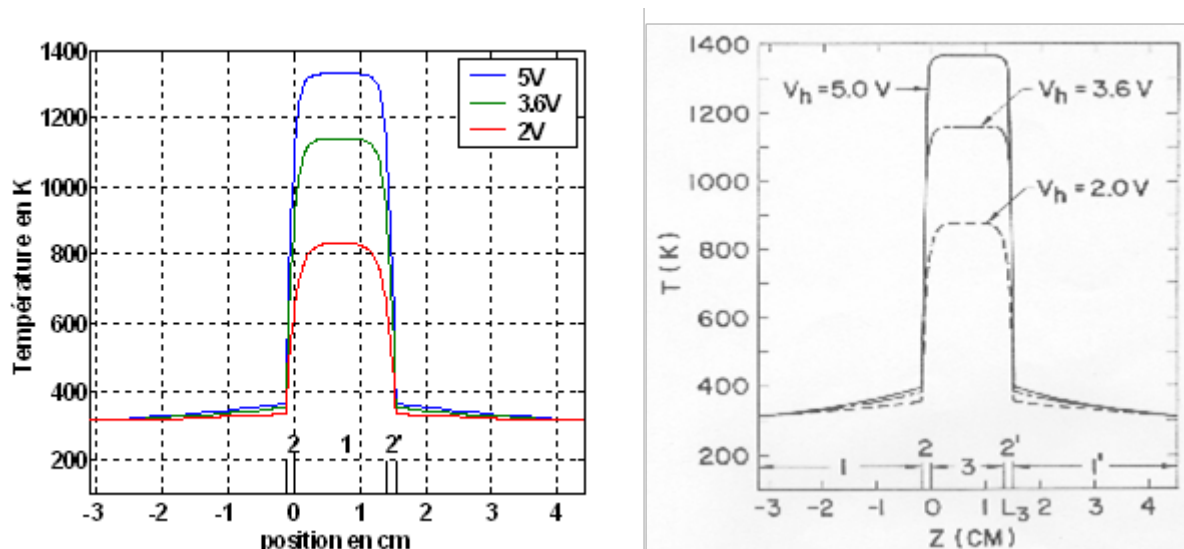


Figure IV-11: Profils de températures obtenus par Soules et al à droite et avec notre modèle à gauche

Les premières simulations effectuées, qui ne sont pas présentées ici, montraient des températures plus faibles que celles de Soules et al pour les mêmes conditions de fonctionnement. Ceci peut s'expliquer par le choix de coefficients de convection dans le gaz tampon différent entre les deux modèles.

Nous avons adopté initialement un coefficient de convection effectif constant quel que soit la zone modélisée (Tungstène et zone émissive) qui a été mesuré pour des électrodes de type triple enroulement. Les valeurs du coefficient effectif de convection obtenues par ces mesures se situent entre $70\text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ dans le cas des travaux de Misono [MIS1] et $80\text{ W/m}^2\cdot\text{K}$.

dans le cas de Haverlag et al [HAV]. La structure des électrodes étudiées dans ces travaux étant différentes de celles que nous avons modélisées, on peut s'attendre à ce que les résultats obtenus avec ces coefficients soient différents de ceux de Soules et al qui n'ont pas spécifié la valeur du coefficient effectif de convection utilisé.

Les résultats présentés sur la Figure IV-11 ont été obtenus avec un coefficient de convection effectif de $50 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$, valeur qui permet d'obtenir des résultats identiques à ceux de Soules. Nous opterons donc par la suite pour cette valeur du coefficient de convection, qui nous permet d'avoir des résultats reflétant les valeurs expérimentales, comme le montre le Tableau IV-2.

Tension de chauffage en V	Rapport Rh/Rc mesuré par Soules	Rapport Rh/Rc calculé par notre modèle
5	5.7	5.5
3.6	4.74	4.49
2	3.409	3.04

Tableau IV-2 : Résultats expérimentaux de Soules et résultats obtenus avec notre modèle

IV.4.1.2 Influence du courant de décharge

Soules et al présentent également des résultats issus de simulation et de mesures par pyrométrie optique dans différentes configurations.

IV.4.1.2.1 Configuration sans chauffage auxiliaire

Dans cette configuration les deux sorties de l'électrode sont connectées entre elles et donc aucun chauffage n'est appliqué.

Pour effectuer des comparaisons significatives, nous avons adopté les valeurs numériques de Soules concernant le courant d'émission thermoïonique. La constante de Richardson a été prise égale à $120 \text{ A}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{K}$. Soules donne de plus un travail de sortie dépendant linéairement de la température de la forme suivante :

$$\Phi = 0.98 + 0.00086 T \quad (4.34)$$

Ne connaissant pas le profil de densité d'ions adopté dans le modèle de Soules et al, nous avons effectué des simulations pour plusieurs valeurs de la constante de décroissance du profil. Les résultats sont présentés sur la Figure IV-12. On peut voir que les profils de température obtenus varient très fortement avec le profil de densité de courant ionique. Nous avons pris des valeurs de constantes de décroissance comprise entre 1 cm^{-1} et 10 cm^{-1} . On voit que pour des profils larges (1 cm^{-1}), la température du point d'émission est plus basse que pour des profils de densité de courant ionique étroit (10 cm^{-1}). En effet, le fait d'élargir le profil de densité de courant ionique « aplatit » le profil de température. Toute la surface centrale de l'électrode sera alors susceptible de fournir des électrons thermoïoniques. Pour des profils très étroits, la température décroît très rapidement autour du point chaud. La surface émissive diminue alors et, pour émettre le courant demandé, la température du point chaud doit augmenter fortement.

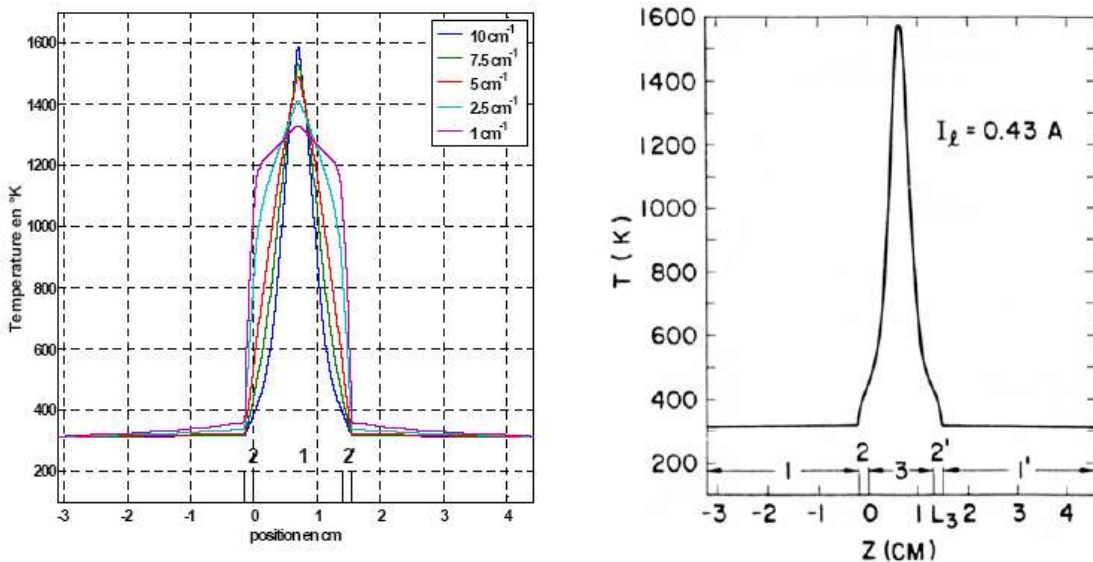


Figure IV-12 : Profil de température en courant continu obtenu par notre modèle à gauche et obtenu par Soules à droite.

Une chose également remarquable est la localisation du point chaud. Dans cette configuration où aucune différence de potentiel n'est appliquée aux bornes de l'électrode et où les deux sorties de l'électrode sont reliées entre elles, la moitié du courant de décharge va passer d'un côté de l'électrode et l'autre moitié de l'autre, ce qui explique le positionnement central du point chaud.

Les résultats obtenus par Soules sont reproduits, dans notre cas, lorsque l'on adopte une constante de décroissance du profil de la densité de courant ionique de 10 cm^{-1} . Nous allons donc, avec cette valeur, comparer le comportement de notre modèle avec les valeurs

expérimentales et numériques de Soules lorsque l'électrode est chauffée par l'application d'une tension à ses bornes.

IV.4.1.2 Configuration avec chauffage auxiliaire

Dans cette configuration on applique une différence de potentiel aux bornes de l'électrode. La topologie du circuit électrique utilisé dans cette simulation est représentée sur la Figure IV-13. V_h est la tension de chauffage en V, I_h est le courant de chauffage en A, I_d est le courant de décharge en A, V_c est la chute de tension cathodique en V, J_e et J_p sont respectivement la densité de courant électronique et ionique, Γ_e et Γ_p sont respectivement le flux d'électrons et le flux d'ions. La décharge est alimentée par une source de courant continu parfaite (on ne prend pas en compte la phase anode), et on considère uniquement la chute de tension cathodique. Une tension de chauffage de 3.6 V est appliquée aux bornes de l'électrode. Des simulations ont été effectuées pour plusieurs valeurs du courant de décharge. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la Figure IV-14.

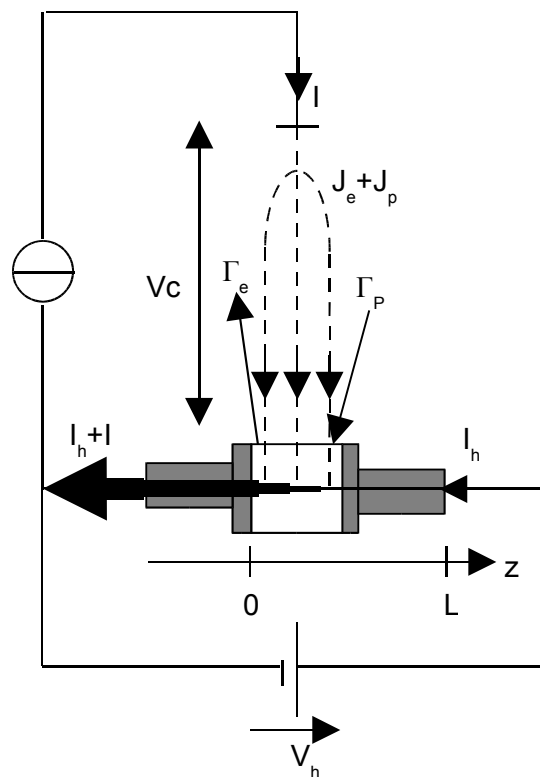


Figure IV-13 : Circuit de simulation

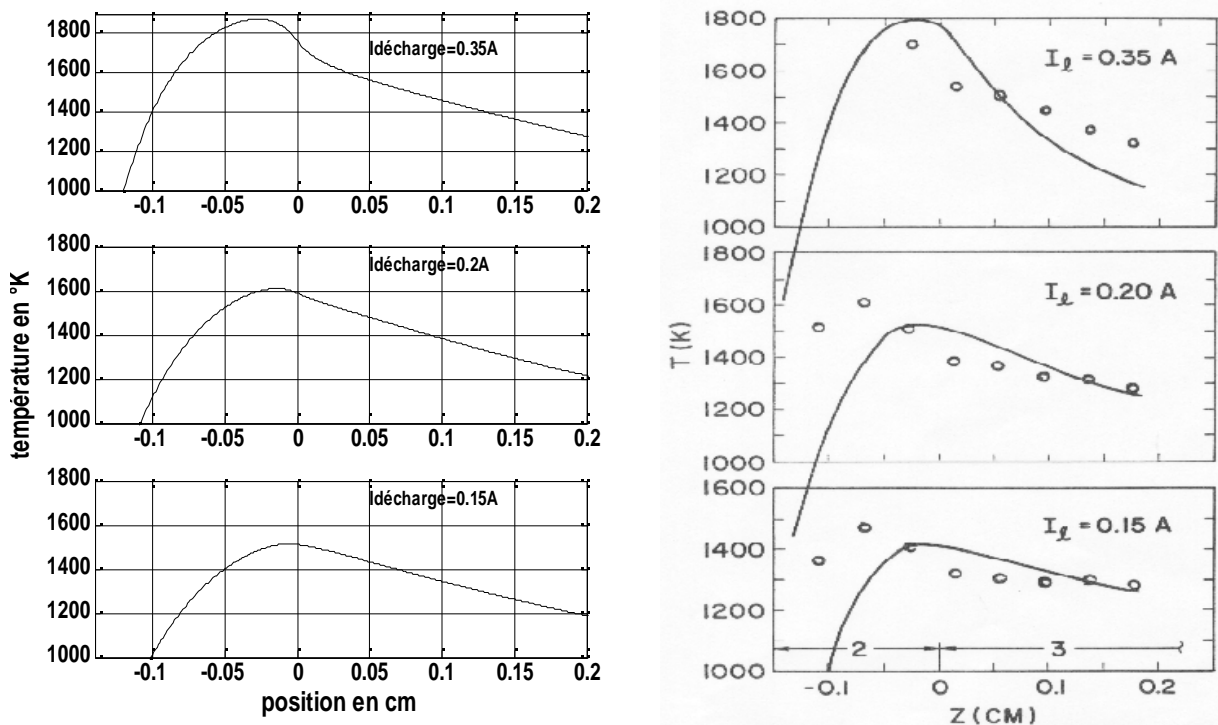


Figure IV-14 : Profil de température de Soules à droite et obtenus par notre modèle à gauche

Les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats de Soules et al, même si l'on trouve des températures de point chaud légèrement plus élevées. De plus les résultats expérimentaux obtenus par celui-ci nous renseignent sur la cohérence de notre modèle, au moins dans ce cas précis.

Dans cette configuration on peut voir, contrairement au cas où il n'y a pas de chauffage auxiliaire, que le point chaud vient se placer à l'extrémité gauche de l'électrode, juste sur les enroulements de tungstène qui précèdent la zone émissive. Ici, en effet, le courant de décharge va être collecté par l'électrode là où le potentiel est le plus faible, c'est-à-dire du côté gauche dans cette configuration.

Dans un régime d'alimentation continu, le positionnement du point chaud est en fait la conséquence d'une compétition entre le chauffage par le bombardement des ions, le chauffage par effet joule dû aux deux composantes du courant (décharge et chauffage) parcourant l'électrode et le refroidissement de la zone émissive dû à l'émission électronique. On peut voir que plus le courant de décharge est élevé, plus le point chaud apparent a tendance à migrer vers l'extrémité gauche de l'électrode. En effet lorsque le courant de décharge est élevé, l'effet joule (prépondérant dans ce cas au chauffage des ions) devient important et en même temps le refroidissement par émission électronique est de plus en plus intense, ce qui

aura pour conséquence d'augmenter la température des enroulements de tungstène (2) et de diminuer la température de la zone émissive (1). Lorsque le courant est faible, le chauffage par bombardement ionique devient de plus en plus important devant le chauffage par effet joule et le point chaud se rapproche de la zone émissive (2). On rappelle en effet que le chauffage des ions est maximum au point où l'émission électronique est la plus forte, c'est-à-dire à la frontière entre tungstène et zone émissive.

IV.5 Influence des paramètres

On peut d'ores et déjà faire quelques remarques quant à l'influence de certains paramètres sur le profil de température et donc sur le fonctionnement des électrodes.

IV.5.1 Influence du profil de densité de courant ionique

Comme nous l'avons vu précédemment, le profil de densité de courant ionique est un paramètre du modèle qui va fortement influencer le profil de température de l'électrode (voir Figure IV-12)

Nous avons vérifié que la constante de décroissance que nous avons adoptée dans le paragraphe précédent était cohérente avec d'autres travaux. Pour cela nous avons utilisé les résultats de Wamsley [WAM] et al qui ont effectué des mesures absolues de profil radial de densité d'argon excité (dans la configuration $3p^54s$ à l'équilibre thermique) dans la lueur négative. Ils ont montré par un modèle et validé par leurs mesures, que les ions mercures seraient produits dans la lueur négative en majorité par effet Penning (transfert d'énergie entre Ar^* et Hg fondamental), et que l'ionisation directe était négligeable.

Les mesures de densité ont été effectuées par absorption sur une lampe de 40W équipée d'électrodes de type double enroulement. Le courant appliqué était de 400mA DC et la température du point froid était maintenue à 40°C. Nous avons réalisé des simulations dans les mêmes conditions de fonctionnement et pour plusieurs valeurs de constante de décroissance du profil de densité de courant ionique. Ces différents profils impliquent des profils différents de densité électronique émis à la cathode. Etant donné que les atomes d'argon sont excités par les électrons primaires émis à la cathode, leurs profils radiaux représentent donc, à peu de chose près, le profil radial de densité électronique. La Figure IV-

15 présente ces résultats. Toutes les grandeurs représentées sont normalisées par rapport à leur maximum. Les mesures présentées sont effectuées sur un diamètre du tube à 0.075 cm de la cathode.

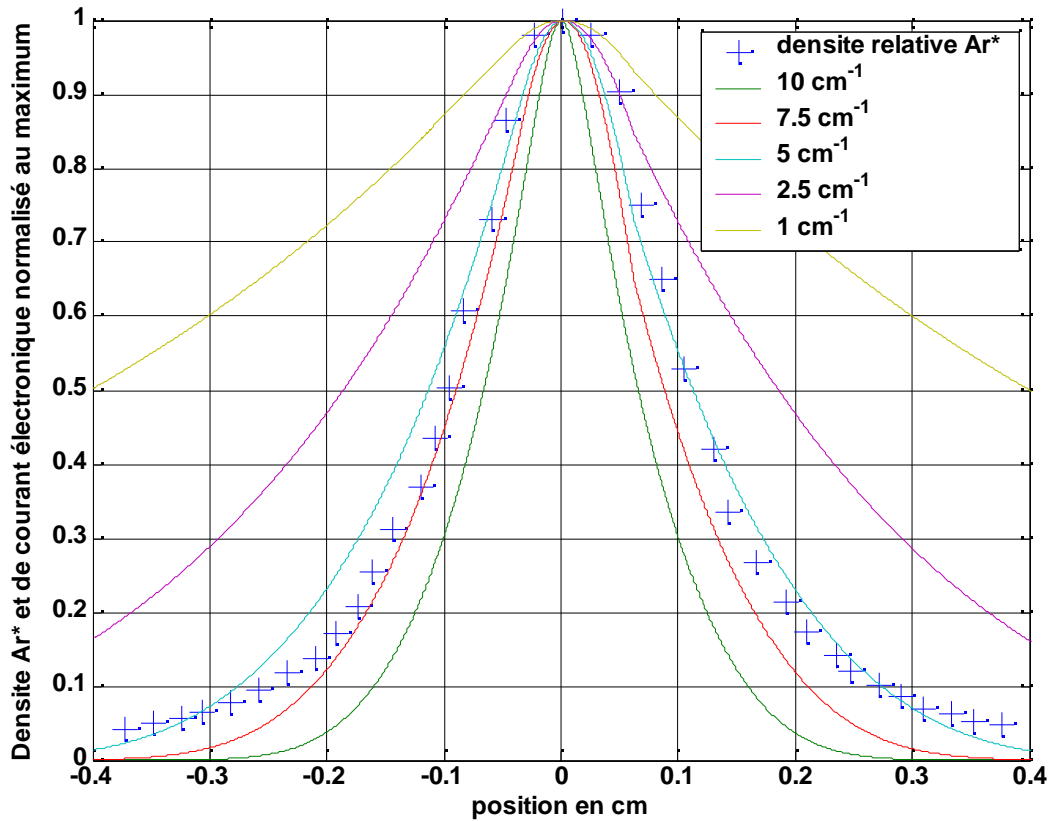


Figure IV-15 : Profil de densité électronique pour plusieurs profils de densité ionique et densité d'argon excité

Dans les mêmes conditions de fonctionnement, on peut voir que le profil de densité électronique qui correspond le mieux au profil de densité d'argon excité est obtenu pour une valeur de la constante de décroissance du profil de densité de courant ionique de 5 cm^{-1} . Nous avons choisi d'adopter la valeur trouvée ici pour tous les résultats présentés par la suite, même s'il est légitime de penser que ce profil doit évoluer en fonction des caractéristiques de fonctionnement de la décharge et de la configuration du circuit de chauffage de l'électrode.

IV.5.2 Influence du travail de sortie de l'électrode

Comme nous l'avons montré dans le paragraphe 1.2.2.2.3, le travail de sortie effectif de l'électrode est considérablement atténué lorsqu'un champ électrique est présent à proximité de sa surface. En effet Waymouth montre que l'émission thermoïonique à champ nul peut être multipliée par 10 en présence d'un champ électrique relativement modeste (10^3 V/cm). Il existe plusieurs méthodes pour mesurer l'émission thermoïonique d'une cathode à oxyde à champ nul [WAY] mais il est beaucoup plus délicat de la mesurer en présence d'un champ électrique.

Il est généralement admis que le travail de sortie se situe entre 1eV et 2eV. Néanmoins une variation de 1eV sur le travail de sortie va fortement influencer l'émission thermoïonique et donc le bilan thermique de l'électrode. C'est pourquoi la connaissance précise du travail de sortie effectif de l'électrode est cruciale. Malheureusement le travail de sortie dépend de tellement de facteurs, et en particulier du champ électrique, qu'une expression générale de celui-ci n'est toujours pas disponible.

Pour illustrer l'importance du travail de sortie, on peut voir sur la Figure IV-16 le travail de sortie utilisé par Soules [SOU] et celui donné par Waymouth dans le cas où le champ est nul et dans le cas où un champ électrique est présent. L'expression utilisée par Soules est donnée par l'équation 4.34. Waymouth, d'après ces mesures d'émission de courant thermoïonique à champ nul, donne un coefficient de Richardson de $0.25 \text{ A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2}$ avec un travail de sortie égal à 1.33 eV. En présence d'un champ électrique en tenant compte de l'effet Schottky le travail de sortie effectif donnée par Waymouth dans ces conditions est à peu près 1 eV.

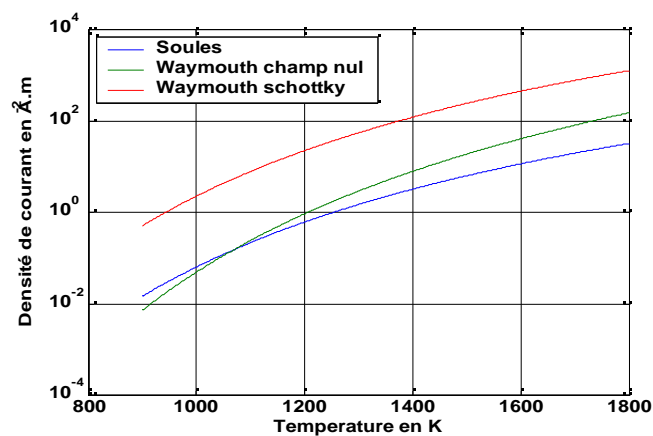


Figure IV-16 : Travail de sortie utilisé par Soules et al et donnée par Waymouth à champ nul et avec l'effet Schottky.

La cathode modélisée par Soules est beaucoup moins active que celle de Waymouth lorsque l'effet Schottky est pris en compte. Cela aura comme conséquence une température du point chaud plus faible dans le cas où l'on utilise les valeurs numériques de Waymouth. La Figure IV-17 montre l'influence du travail de sortie de l'électrode sur les profils de températures obtenus. Des simulations ont été effectuées pour plusieurs courant de décharge et pour une tension de chauffage de 3.6V.

On peut observer que lorsque le courant de décharge est faible, lorsque l'effet Schottky est pris en compte, l'effet joule dû au chauffage auxiliaire est pratiquement suffisant pour maintenir l'électrode à des températures lui permettant d'émettre le courant demandé. La décharge n'est donc pas mise à contribution dans le chauffage de l'électrode et sa température est donc beaucoup plus uniforme dans ce cas. Par contre pour des courants de décharge plus élevés ($I_d=0.35A$), le chauffage de l'électrode par la décharge (Joule et bombardement ionique) est beaucoup plus intense que précédemment et le profil température montre donc un pic beaucoup plus marqué.

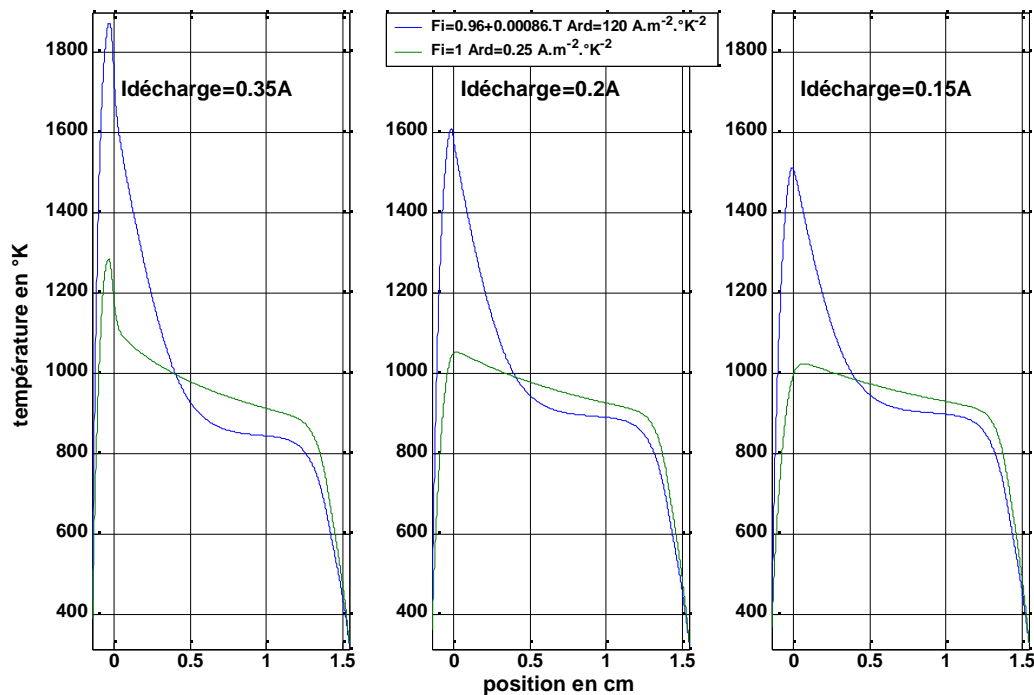


Figure IV-17 : Influence du travail de sortie sur les profils de température

L'expression du travail de sortie utilisé par Soules mène à des travaux de sortie de l'ordre de 2.3 eV, ce qui correspond au travail de sortie d'une électrode neuve ou très âgée. Si l'on se réfère à des profils de température expérimentaux obtenus par d'autres auteurs [MIS1]

[UET], sur des électrodes dans un état intermédiaire, les températures obtenues, sont plus faibles. En conséquence pour se rapprocher des profils de température que présente une électrode dans des conditions « normales » de fonctionnement, nous adopterons les valeurs données par Waymouth.

V CHAPITRE 5

Résultats et Discussions

Nous allons, dans ce cinquième chapitre, analyser les phénomènes transitoires amenant l'électrode à son régime nominal de fonctionnement. Nous traiterons le cas d'une montée en régime lorsque l'électrode est froide, et lorsque elle est préchauffée. Pour ces deux cas, nous analyserons différentes configurations de circuit d'alimentation et de circuit de chauffage.

Dans un deuxième temps, nous étudierons les phénomènes aux électrodes lorsque celle-ci fonctionne en régime établi. En particulier, on s'intéressera à un régime de fonctionnement en courant continu et à un régime de fonctionnement périodique ou nous alimenterons la décharge avec des créneaux de courant.

V.1 Régime transitoire

V.1.1 Amorçage à froid

V.1.1.1 Hypothèse propre à la phase d'amorçage

Pendant la phase de décharge luminescente, on peut estimer grossièrement la puissance amenée à la cathode à environ 40 fois la puissance amenée à l'anode, pour un même courant (courant d'ions à la cathode et d'électrons à l'anode) En effet, la chute de tension cathodique est de l'ordre de 200V dans cette phase, et la chute de tension anodique peut être estimé à environ 5V. La phase anodique est donc négligeable pendant la phase de décharge luminescente. Le fait de ne pas prendre en compte celle-ci va juste décaler l'instant de la transition entre la décharge luminescente et la décharge d'arc, mais n'influencera pas les processus dominants amenant les électrodes à passer du régime d'émission secondaire au régime d'émission thermoïonique.

V.1.1.2 Configuration de l'électrode dans ce régime

Dans cette configuration, les électrodes ne sont pas préchauffées avant d'appliquer la surtension nécessaire à l'amorçage du tube. Ce type de fonctionnement correspond à l'utilisation d'un ballast électronique sans préchauffage où une forte tension (typiquement 500V à 600V) est appliquée au tube. Une décharge luminescente s'initie alors et permet de chauffer la cathode. Une fois celle-ci assez chaude, la décharge passe en mode d'arc.

La source de tension de chauffage auxiliaire est déconnectée de l'électrode, et c'est uniquement l'amenée de courant principale droite qui est connectée au circuit d'alimentation. Le circuit de simulation est présenté sur la Figure V-1.

Le point de départ des simulations correspond au moment où la décharge vient juste de s'établir (décharge luminescente). Les simulations sont menées jusqu'à ce que l'électrode soit passée au régime d'arc.

V.1.1.3 Couplage circuit électrique décharge

Le fonctionnement des électrodes est fortement dépendant des caractéristiques d'alimentation de la décharge. Pour mettre en évidence ces interactions le modèle d'électrode a été couplé à un modèle d'alimentation simple. Même si le modèle d'alimentation choisi ne reflète pas exactement les différentes topologies des circuits réels, il peut être utilisé pour analyser les phénomènes durant la phase de transition entre la lueur et l'arc.

Dans les applications classiques, le circuit d'alimentation est composé d'une source de tension en série avec un dipôle (inductance à basse fréquence et circuit résonnant en haute fréquence) permettant d'alimenter la lampe en courant.

Nous avons modélisé une source d'alimentation continue mise en série avec une résistance variable. Cette résistance représente l'impédance du dipôle et la résistance de la colonne positive. Nous avons utilisé le modèle collisionnel radiatif, afin de déterminer la chute de tension dans la colonne positive en fonction du courant de décharge. Nous pouvons donc déduire de ces résultats la résistance de la colonne positive en fonction du courant de décharge imposé par le circuit extérieur. La Figure V-1 présente le circuit de simulation utilisé.

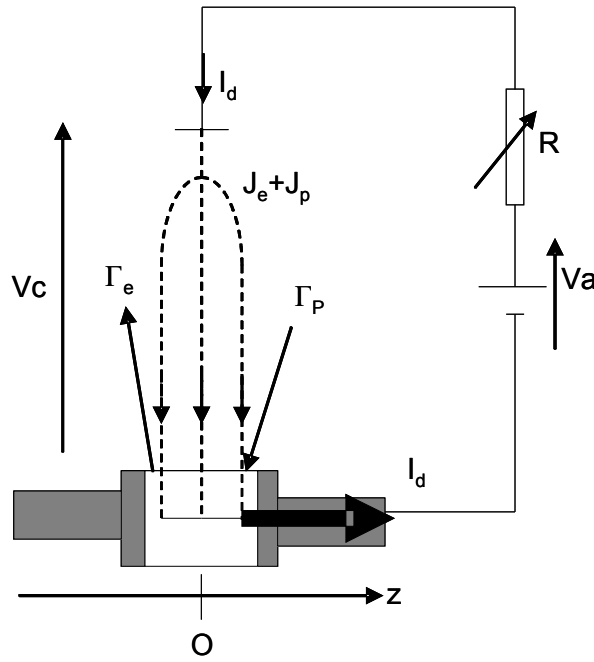


Figure V-1 : Circuit électrique équivalent simulé

En appliquant la loi d’ohm au circuit d’alimentation de la décharge de la Figure V-1 nous obtenons l’équation suivante :

$$I_d = \frac{V_a - V_c}{R} \tag{5.1}$$

Cette dernière équation et l’équation 4.26 forme un système d’équation, dont les deux inconnues sont la chute de tension cathodique et le courant de décharge. Pour résoudre ce système d’équations, nous pouvons exprimer le courant électronique en fonction du courant thermoïonique et du courant de décharge total en utilisant l’expression 4.18 et 4.22 :

$$I_e = \frac{I_{th} + \gamma I_d}{1 + \gamma} \tag{5.2}$$

En remaniant l’équation 4.26 nous obtenons la relation suivante :

$$I_d = I_e(0) \exp(\eta V_c) = \frac{I_{th} + \gamma I_d}{1 + \gamma} \exp\left(2.3 * 10^{-2} \left(1 - \left(\frac{I_{th} + \gamma I_d}{(1 + \gamma) I_d}\right)^4\right) V_c\right) \tag{5.3}$$

γ et V_a étant fixés, on peut alors déterminer la chute de tension cathodique V_c et le courant de décharge I_d en fonction du courant thermoïonique en résolvant le système d'équation constitué de 5.1 et 5.3. La résistance R est calculée pour chaque courant de décharge par la relation suivante :

$$R(I_d) = R_{\text{ballast}} + R_{\text{cp}}(I_d) \quad (5.4)$$

R_{cp} est la résistance équivalente de la colonne positive, qui a été calculée en fonction du courant de décharge.

V.1.1.4 Types d'alimentation étudiés

Pour évaluer l'influence des modes d'alimentation sur le fonctionnement de l'électrode dans le cas des démarrages à froid, nous avons choisi trois types de sources différentes :

-La première est une source de tension idéale en série avec la résistance décrite précédemment. Les valeurs de tension et de résistance ont été choisies pour que le courant soit égal au courant nominal de la lampe lorsque la décharge passe en mode d'arc, c'est-à-dire 430 mA. La tension d'alimentation est de 500V et la résistance du ballast est de 15 k Ω .

-La seconde est une source mixte : Lorsque le courant est inférieur au courant nominal, c'est la même source de tension que précédemment, couplée avec une résistance de ballast égale à 2.2 k Ω . Une fois que le courant de décharge est arrivé à sa valeur nominale, une source de courant parfaite délivre le courant nominal.

-La troisième est une source de courant délivrant le courant nominal quel que soit la configuration de l'électrode.

V.1.1.5 Influence du courant initial

Ces trois types d'alimentation ont été choisis pour évaluer l'influence de l'intensité du courant initial (à courant thermoïonique nul) pendant la phase de décharge lumineuse et l'influence

de sa dynamique pour atteindre le courant nominal, sur la mise en régime de l'électrode.

La Figure V-2 représente le courant de décharge débité par les différentes sources d'alimentation adoptées en fonction du courant thermoïonique.

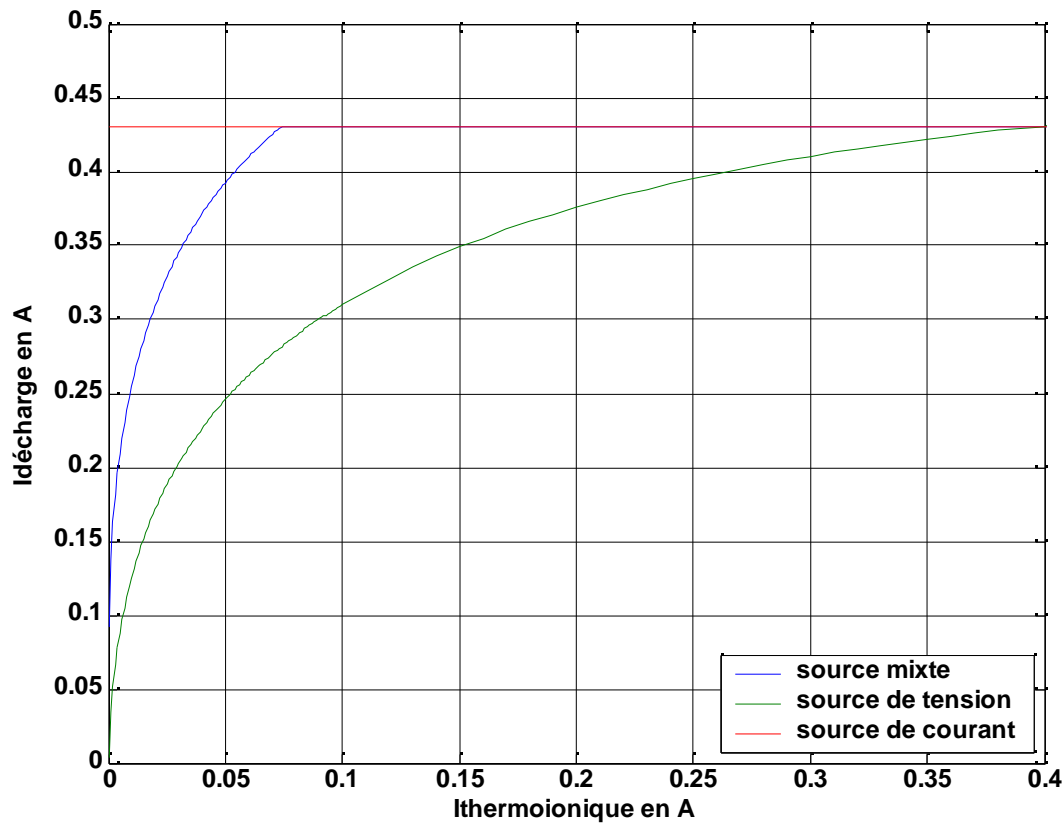


Figure V-2 : Courant de décharge en fonction du courant thermoïonique

Pour des courants thermoïoniques nuls (décharge lumineuse), le courant de décharge est fonction de la tension d'alimentation appliquée. Plus la tension d'alimentation sera élevée, plus le courant de décharge initial sera élevé (pour $R_{ballast}=15k\Omega$ $I_d=14$ mA et pour $R_{ballast}=2.2k\Omega$ $I_d=90$ mA). Lorsque le courant thermoïonique augmente, le courant de décharge croît lui aussi pour se stabiliser à sa valeur nominale plus ou moins rapidement suivant le mode d'alimentation utilisé.

Sur la Figure V-3 on peut voir la chute de tension cathodique en fonction du courant thermoïonique pour les modes d'alimentation utilisés précédemment. La chute de tension dans la colonne positive est représentée en fonction du courant de décharge sur ce graphe.

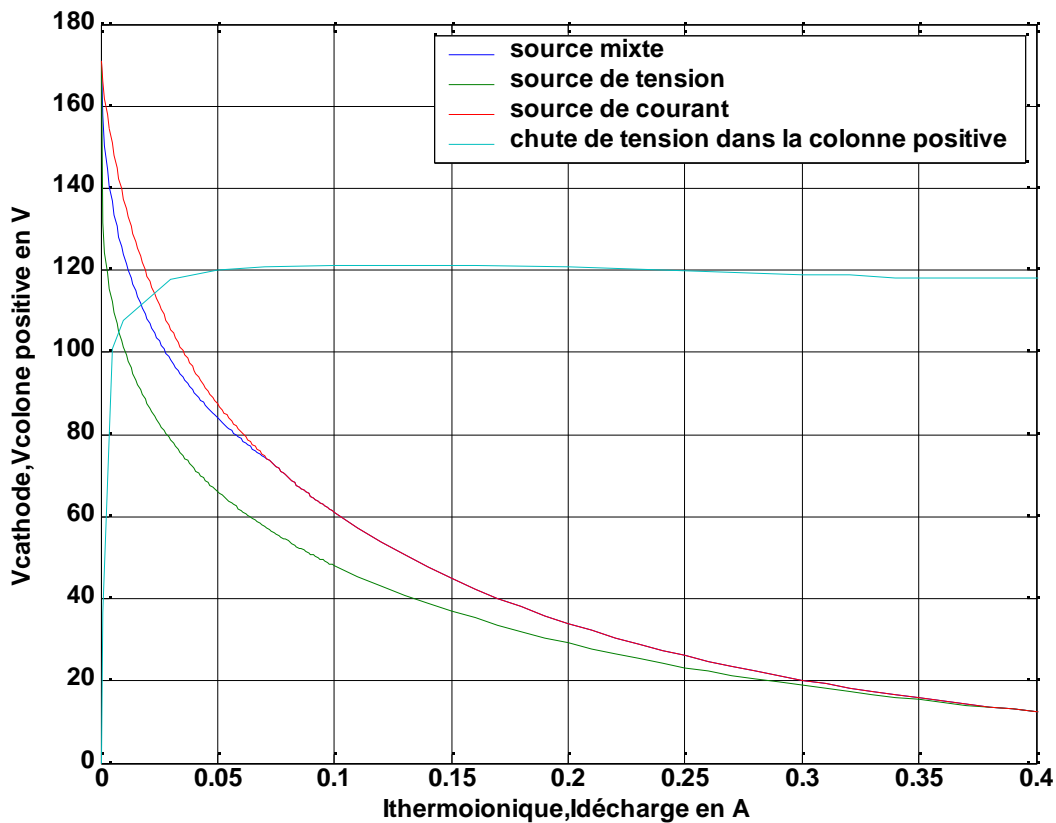


Figure V-3 : Chute de tension cathodique pour les trois modes d'alimentation utilisés en fonction du courant thermoïonique et chute de tension dans la colonne positive en fonction du courant de décharge.

Dans l'absolu la chute de tension cathodique pendant la phase de décharge lumineuse (à courant thermoïonique nul), dépend du courant de décharge. Les données expérimentales concernant la valeur de la chute de tension cathodique en fonction du courant de décharge pour un tube à cathode chaude dans un régime lumineux n'étant que très partiellement disponibles, nous avons considéré la chute de tension cathodique à courant thermoïonique nul indépendante du courant de décharge. Il faut noter que la valeur de la tension cathodique va avoir une influence sur la dynamique de mise en régime de l'électrode.

La forte chute de tension cathodique en phase lumineuse va conférer aux ions une énergie cinétique importante. Ceux-ci vont ensuite chauffer la cathode en la bombardant. Une fois que celle-ci est assez chaude pour passer en régime d'émission thermoïonique, la chute de tension cathodique diminue et la décharge passe en mode d'arc.

On peut noter qu'il est nécessaire d'appliquer une certaine tension d'alimentation pour que l'électrode passe en régime d'arc. Si la tension d'alimentation appliquée est en dessous d'un certain seuil, qui dépend notamment du type d'électrode et de l'impédance du circuit de

décharge, la puissance déposée par les ions sur l'électrode sera insuffisante pour élever sa température à des niveaux lui permettant d'émettre des électrons thermiques. La décharge restera alors en régime luminescent, tant qu'un facteur extérieur (le chauffage auxiliaire par exemple) n'interviendra pas pour la faire passer en mode d'arc. Ce phénomène est recherché dans le cas de certaines applications, mais dans le cas des lampes fluorescentes à cathodes à oxydes nous allons voir que c'est plutôt un effet non désirable.

V.1.1.6 Etude de la transition entre décharge luminescente et décharge d'arc

Les simulations présentées ci-après sont effectuées pour l'alimentation en source de tension définie précédemment. On verra par la suite l'influence des autres modes d'alimentation sur la dynamique du phénomène. La condition initiale sur la température est une température uniforme sur l'axe de l'électrode égale à 40°C (313°K)

V.1.1.6.1 Contribution des courants d'ions et d'électrons au courant de décharge

La Figure V-4 montre le courant total ainsi que la contribution des électrons et des ions à celui-ci en fonction du temps. Les densités de courant présentées sont les densités à proximité de la cathode. Dans la colonne positive le courant est en quasi totalité transporté par les électrons. En phase de décharge luminescente ($0 < t < 450\text{ms}$), le courant total de décharge est presque exclusivement transporté par les ions. La contribution des électrons au transport du courant est uniquement due à l'émission secondaire, et est par conséquent 50 fois moins importante ($\gamma = 0.02$) que celle des ions. Lorsque l'électrode atteint une température suffisante ($450\text{ms} < t < 480\text{ms}$), des électrons thermoïoniques sont émis. Ces électrons combinés à une forte chute de tension cathodique, comme le montre la Figure V-5, vont fortement ioniser le milieu. La densité de courant ionique va alors augmenter entraînant également l'augmentation du courant total. La chute de tension cathodique diminue alors. Ceci implique une chute de la densité de courant d'ions. Le courant total augmente car l'émission d'électrons est de plus en plus importante ($480\text{ms} < t < 540\text{ms}$). L'électrode atteint ensuite le régime permanent ($540\text{ms} < t < 1\text{s}$) dans lequel le courant d'électron est majoritaire. La contribution du courant électronique au courant total est de 84% et celle du courant ionique de 16%.

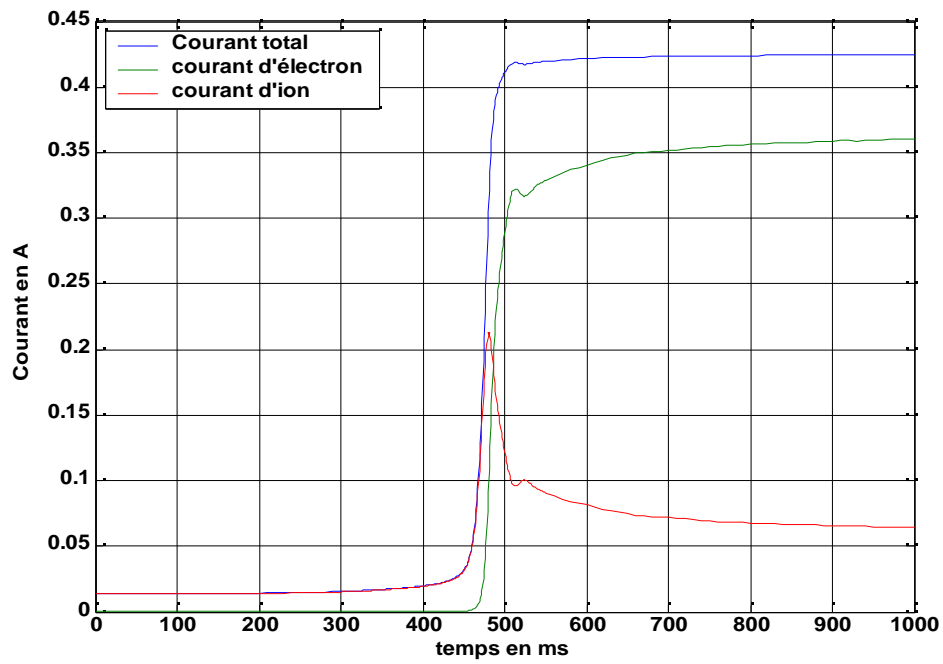


Figure V-4 : Courant total, d'ion et d'électron en fonction du temps

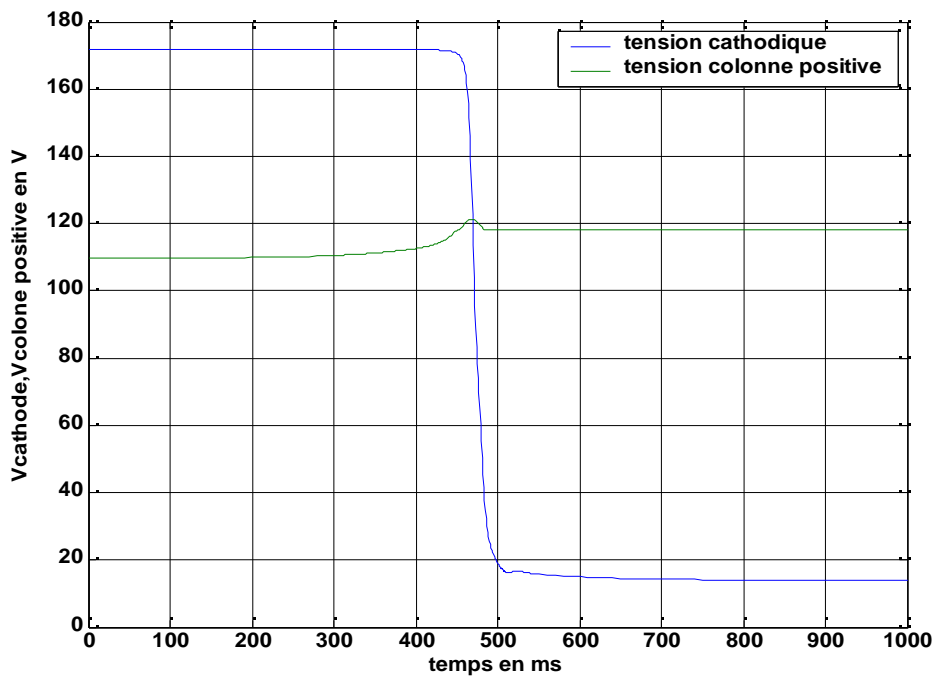


Figure V-5 : Chute de tension cathodique et chute de tension dans la colonne positive en fonction du temps.

La Figure V-5 montre également la chute de tension dans la colonne positive qui est déjà relativement élevée pour un courant de décharge initial de 14 mA. On peut la considérer comme constante pendant toute la phase de simulation. Néanmoins ceci n'est pas toujours vrai, car pour des courants initiaux plus faibles que celui utilisé dans cette simulation, la chute de tension dans la colonne positive serait très faible au départ et monterait brutalement lorsque le courant dépasserait la dizaine de milliampère (voir Figure V-2)

V.1.1.6.2 Densité de puissance déposée à la surface de l'électrode

La Figure V-6 présente la densité de puissance déposée sur l'électrode en fonction du temps et de la position suivant l'axe de l'électrode. La densité de puissance ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$) s'exprime par la relation suivante :

$$p(z,t) = J_{ion}(z,t)V_c(t) \quad (5.5)$$

V.1.1.6.2.1 Phase de décharge luminescente

On peut voir que pendant la phase de décharge luminescente les ions déposent leur énergie, gagnée dans la chute de tension cathodique, uniformément sur l'électrode. Même si la chute de tension cathodique est élevée dans cette phase, la densité de puissance surfacique déposée est relativement faible étant donné que le courant ionique est faible.

V.1.1.6.2.2 Phase de transition

Lorsque l'électrode atteint des températures suffisantes pour émettre des électrons thermiques, le courant d'électrons commence alors à augmenter très rapidement créant ainsi de plus en plus d'ions. Le courant ionique est alors relativement élevé alors que la chute de tension cathodique est encore grande. Il en résulte un fort dépôt localisé de puissance, car, lorsque les électrons thermoïoniques sont émis, le profil de densité de courant ionique a tendance à se resserrer autour du point d'émission. La décharge effectuée en même temps que ce dépôt intense de puissance, la transition entre régime luminescent et régime d'arc.

V.1.1.6.2.3 Phase de décharge d'arc

Lorsque les électrons peuvent supporter l'essentiel du courant, la chute de tension cathodique diminue entraînant également une chute du courant d'ions. La puissance déposée devient alors faible. En régime d'arc, la chute de tension cathodique se stabilise alors à une valeur permettant d'entretenir le chauffage de l'électrode (entre 10V et 15V).

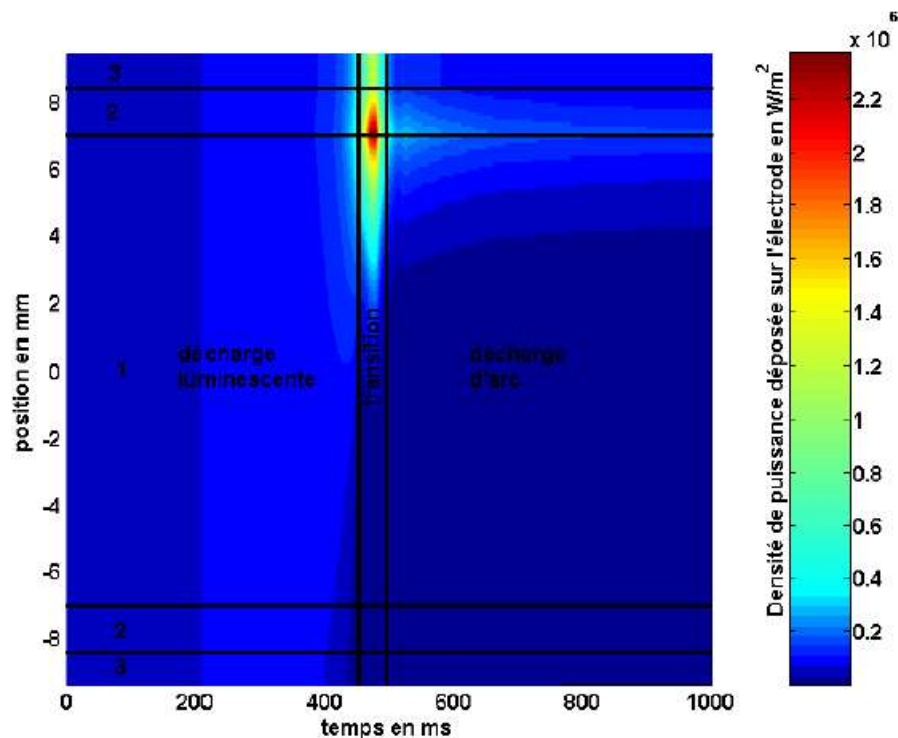


Figure V-6 : Densité de puissance déposée à la surface de l'électrode en fonction du temps et de la position (les positions positives correspondent au côté droit de l'électrode)

V.1.1.6.3 Evolution de la température

Le maximum du dépôt de puissance s'effectue juste à la frontière, entre la zone émissive et les enroulements de tungstène. Ceci peut s'expliquer par l'analyse du profil de température présenté sur la Figure V-7

V.1.1.6.3.1 Positionnement du point chaud

Le courant traversant les enroulements de l'électrode est la somme de toutes les contributions (électroniques et ioniques) sur toute sa surface. Lors de la décharge luminescente, le courant d'ions est collecté uniformément. Le courant drainé par le côté de l'électrode reliée au circuit d'alimentation de la décharge va donc être plus important que le courant à l'autre extrémité. Le chauffage par effet joule induit par le passage de ce courant dans les enroulements va donc être plus important du côté droit (coté alimentation) que du coté gauche. C'est donc la partie droite qui va atteindre la première la température seuil d'émission thermoïonique. Une fois cette température atteinte, le bombardement des ions va se concentrer autour de la zone d'émission en augmentant d'autant plus sa température ce qui va fixer définitivement la position du point d'émission.

On peut distinguer, dans cette situation, que le point d'émission d'électron et le point chaud ne sont pas toujours confondus. En établissant le bilan thermique autour de la frontière entre la zone émissive (1) et les enroulements de tungstène (2), on peut voir que le chauffage par bombardement ionique et le chauffage par effet joule ont quasiment le même effet d'un côté ou de l'autre de la frontière. La différence dans le bilan thermique se situe au niveau des pertes. En effet la zone émissive (1) de l'électrode, est intensément refroidie par l'émission d'électrons, alors que les enroulements de tungstène adjacents (2) ne sont pas sujets à ce terme de perte. Ils présentent en effet un travail de sortie élevé (4.55 eV) qui empêche toute émission d'électrons aux températures considérées. C'est le refroidissement par émission d'électrons de la zone émissive qui va ici conditionner la position du point chaud, qui se trouve dans cette configuration sur les enroulements de tungstène (2). Le point d'émission est situé dans la zone émissive (1), juste à la frontière avec la zone (2).

On peut également remarquer que les enroulements de tungstène chauffent plus rapidement que la zone émissive. Ceci s'explique par une inertie thermique plus faible des enroulements de tungstène que de la partie émissive.

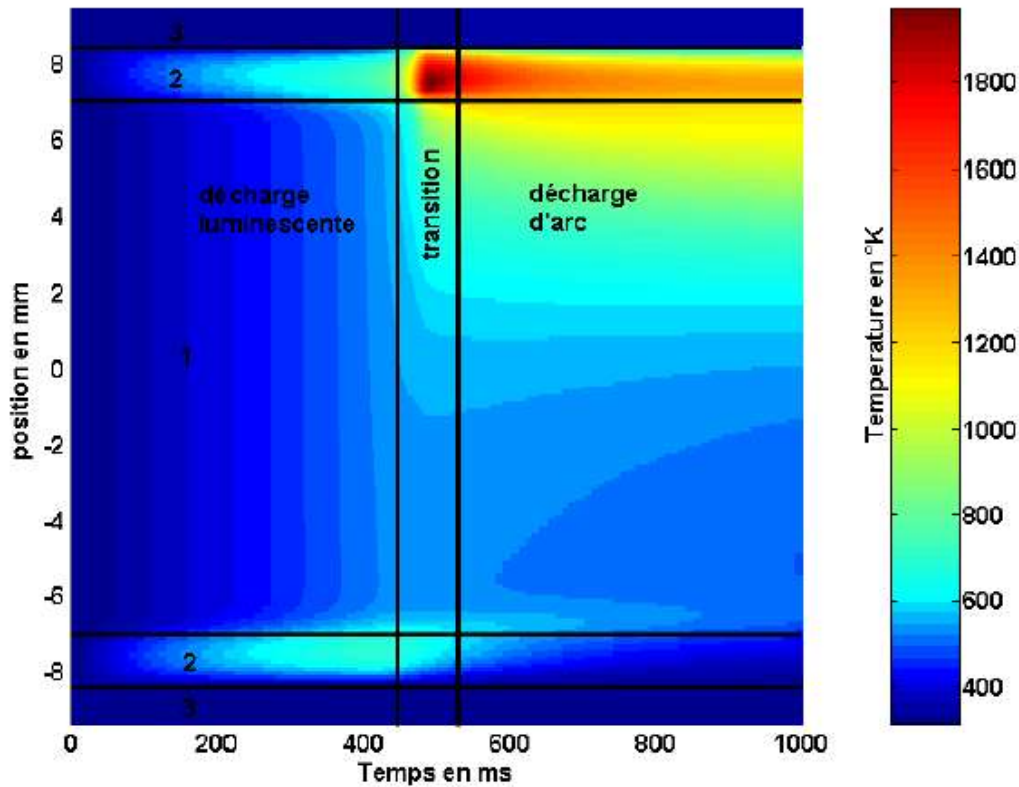


Figure V-7 : Profil de température en fonction du temps.

V.1.1.7 Influence des modes d'alimentation sur la dynamique de transition

Nous allons maintenant comparer les différents modes d'alimentation sur la dynamique de la transition entre le régime lumineux et le régime d'arc. La durée de la phase lumineuse et la durée de la phase de transition vont être intimement liées au courant de décharge initial et à la dynamique de sa montée vers la valeur nominale. Plus le courant initial va être élevé, plus l'électrode va monter rapidement en température, et plus la transition va être rapide. Pour illustrer ceci on peut voir sur la Figure V-8 le courant total, le courant électronique, le courant ionique et la chute de tension cathodique en fonction du temps pour le mode d'alimentation mixte et le mode d'alimentation en source de courant (dont les caractéristiques sont présentées sur la Figure V-2).

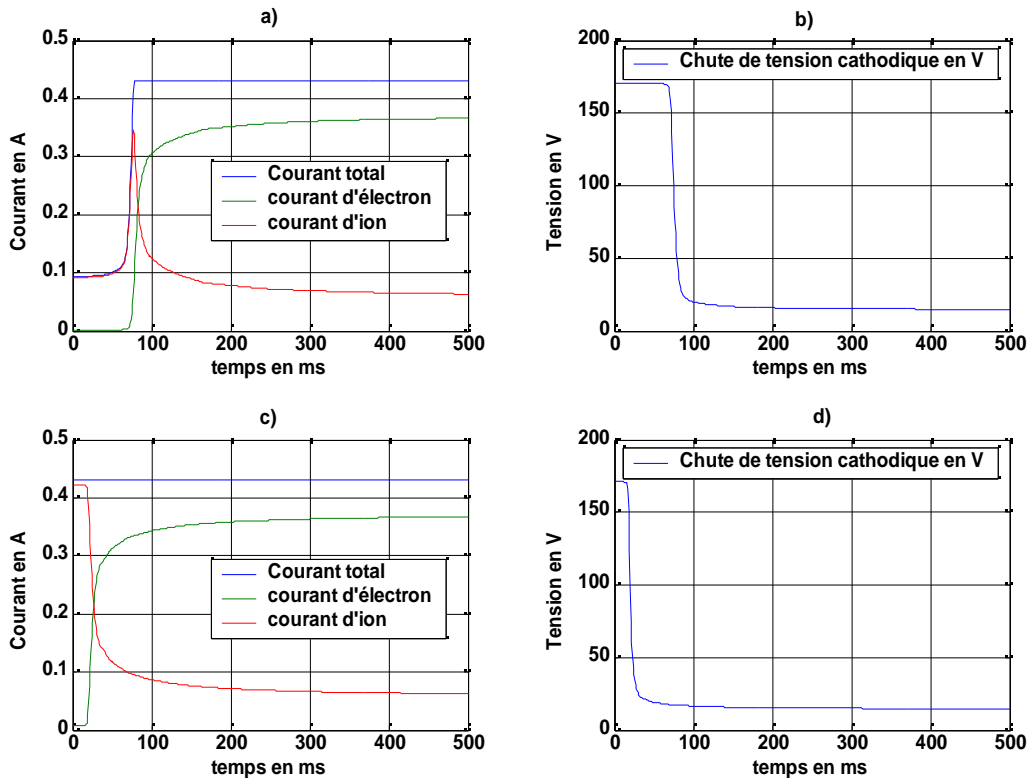


Figure V-8 :a) courant total, électronique, ionique en fonction du temps pour l'alimentation mixte. b) chute de tension cathodique pour l'alimentation mixte en fonction du temps. c) même grandeur que a) mais pour le mode d'alimentation source de courant. d) même grandeur que c) mais pour le mode d'alimentation source de courant.

V.1.1.7.1 Densité de puissance déposée à la surface de l'électrode

On peut voir sur la Figure V-9 la puissance déposée sur l'électrode dans le cas où l'on utilise le mode d'alimentation mixte a), et dans le cas où l'on utilise le mode d'alimentation source de courant b). On peut voir que la dynamique des phénomènes est très différente suivant le mode d'alimentation. Plus le courant initial de décharge est élevé, plus la densité de puissance déposée sur l'électrode est importante, mais plus le temps de dépôt de puissance est bref.

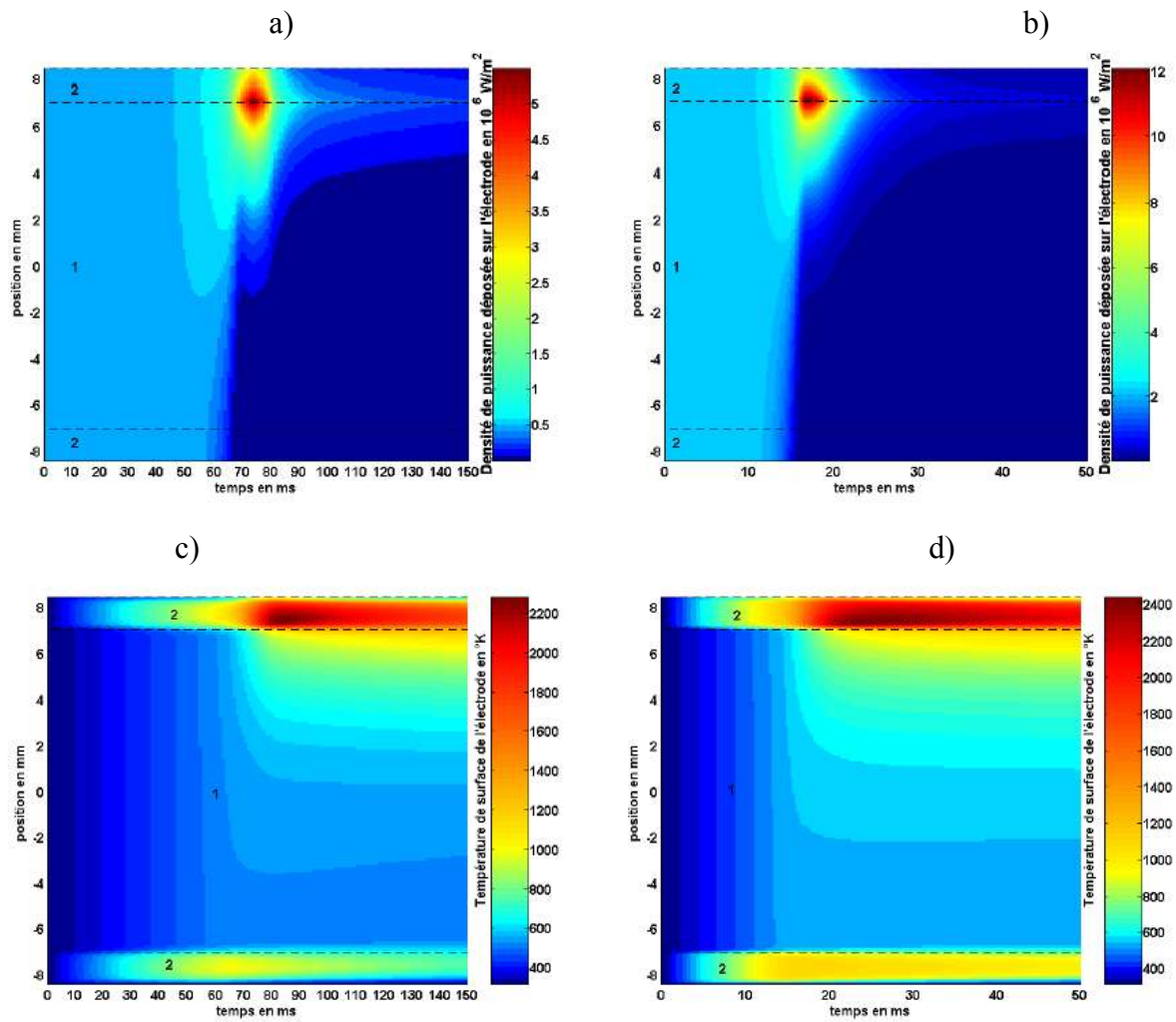


Figure V-9: Densité de puissance déposée sur l'électrode en fonction du temps et de la position pour le mode d'alimentation mixte a) et en courant b). Température de surface de l'électrode en fonction du temps et de la position pour le mode d'alimentation mixte c) et en courant d).

Dans le cas de l'alimentation mixte, le dépôt de puissance maximal est de l'ordre de 6.10^6 W/m^2 , alors que dans le cas de l'alimentation en courant le dépôt maximal atteint des valeurs de l'ordre de 12.10^6 W/m^2 , soit 2 fois plus, pour un courant initial approximativement 4 fois plus élevé.

La durée de la transition de la décharge luminescente vers la décharge d'arc dans le cas de l'alimentation mixte est d'environ 10ms, alors que dans le cas de l'alimentation en courant elle est seulement de 4ms.

Les ordres de grandeur observés au niveau temporel et les densités de puissance déposées dans le cas de la source de courant restent cohérents avec les résultats obtenus par

Haverlag et al [HAV]. Ces derniers ont implémenté un modèle d'électrode simulant la transition entre le régime luminescent et le régime d'arc dans le cas d'une lampe fluocompacte avec des électrodes de type triple enroulement.

Néanmoins il est à noter qu'expérimentalement, dans le cas des lampes fluorescentes fonctionnant sur ballast électronique avec démarrage à froid, on observe fréquemment des fractures de l'électrode au niveau des enroulements de tungstène. Ceci entraîne une mortalité prématurée de la lampe car lorsque la fracture intervient il reste très souvent du matériel émissif sur l'électrode. Ce phénomène serait dû à un dépôt de puissance localisé sur la partie en tungstène à quelques enroulements de l'amenée de courant principale.

Dans notre cas, le maximum de puissance déposée sur l'électrode s'effectue juste à la frontière entre la partie émissive et les enroulements de tungstène. Notre modèle tel qu'il est constitué ne détermine donc pas la position du dépôt de puissance observé dans l'expérience d'Haverlag et al.

V.1.1.7.2 Profils de température

On peut voir sur la Figure V-9 les profils de température de surface de l'électrode, soumise aux modes d'alimentation mixte c) et en courant d). Ceci est également un bon indicateur du stress subit par l'électrode lors de la transition vers la décharge d'arc. On peut remarquer que pour l'alimentation par source de courant la température maximale (2400 °K) est plus élevée que pour le cas de la source d'alimentation mixte (2200 °K). Le maximum de température se situe sur l'enroulement de tungstène. En effet l'inertie thermique des enroulements de tungstène est plus faible que celle de la partie émissive, c'est donc elle qui va chauffer le plus rapidement. Cette température élevée va contribuer au chauffage de la partie émissive adjacente par conduction. De plus on peut voir que l'électrode subit d'importants chocs thermiques durant la phase de transition. En effet, dans le cas de l'alimentation en source de courant, la température passe de l'ambiante à environ 2400°K en l'espace d'une vingtaine de ms, ce qui pourrait également être un facteur aggravant au niveau de la fracture prématurée des électrode au niveau des enroulements de tungstène.

Les températures maximales trouvées semblent être élevées, si on se base sur les travaux de Haverlag [HAV], qui donne des températures déterminées expérimentalement lors de la transition vers l'arc n'excédant pas 2000 °K.

V.1.1.8 Synthèse

Pour évaluer la perte de matériaux lors de la transition entre régime luminescent et régime d'arc, nous avons recherché à évaluer le rendement de vaporisation du baryum. Il existe un seuil d'énergie en deçà duquel la vaporisation n'a pas d'influence néfaste sur les matériaux constitutifs d'une cathode à oxyde. Ce seuil est bien sûr dépendant de la cible bombardée et de la nature des ions venant la bombarder.

Des tentatives ont été effectuées pour déterminer le rendement et le seuil de vaporisation de différents types de cathodes [STU] par différents types de projectiles. Néanmoins, les résultats obtenus varient fortement en fonction des dispositifs expérimentaux utilisés, et donc des conditions dans lesquelles ont été effectuées les mesures. On peut tout de même retenir qu'en première approximation le seuil de vaporisation est à quatre fois la chaleur de sublimation. La chaleur de sublimation pour l'oxyde de Baryum étant comprise entre 3.7 et 4.1 eV [PIK], le seuil de vaporisation se situe donc au alentour de 15 eV.

Il est relativement clair, d'après ces observations, que la vaporisation n'affecte pas la durée de vie des électrodes d'une lampe fluorescente lorsque celle-ci fonctionne en régime établi. Dans ce régime, le phénomène prépondérant dans la perte de matériel émissif est donc l'évaporation. Par contre pendant les phases transitoires et notamment d'amorçages à froid et dans les phases de dimming, où la chute de tension peut être plus élevée que la valeur seuil de vaporisation, on pourra trouver une prédominance de l'un ou de l'autre phénomène suivant les conditions d'alimentation.

Il faut également noter que Waymouth a émis l'hypothèse qu'une partie des atomes pulvérisés lors de l'amorçage, se redéposeraient sur l'électrode, et viendraient dégrader l'état de surface de celle-ci. L'arrangement cristallin ordonné de la couche externe serait affecté par la pulvérisation et par le dépôt d'atome de tungstène. Ceci aurait pour effet d'augmenter le travail de sortie de l'électrode. Le temps que la structure cristalline se réorganise de manière ordonnée par diffusion de Baryum atomique à sa surface, La température de l'électrode serait donc plus élevée que ce qu'elle devrait être dans un fonctionnement « normal ». L'évaporation serait donc pendant ce laps de temps (entre quinze minutes et une heure) plus importante ce qui diminuerait la durée de vie de l'électrode par rapport à un fonctionnement en continu.

V.1.1.8.1 Estimation de la vaporisation pendant la phase d'amorçage

La composition chimique des matériaux constituant de l'électrode et leurs interactions en fonctionnement sont extrêmement complexe. Il est donc difficile d'établir une estimation précise de la perte émissive des matériaux par vaporisation. Nous avons uniquement considéré la perte de baryum dans cette estimation. Il faut noter qu'ici, on ne prend pas en compte les phénomènes de fracture de l'électrode et donc la vaporisation du tungstène qui peut avoir un rôle important sur la durée de vie des électrodes. La Figure V-10 présente le rendement de vaporisation des atomes de baryum en fonction de l'énergie des ions d'argon [MIS1] [STU].

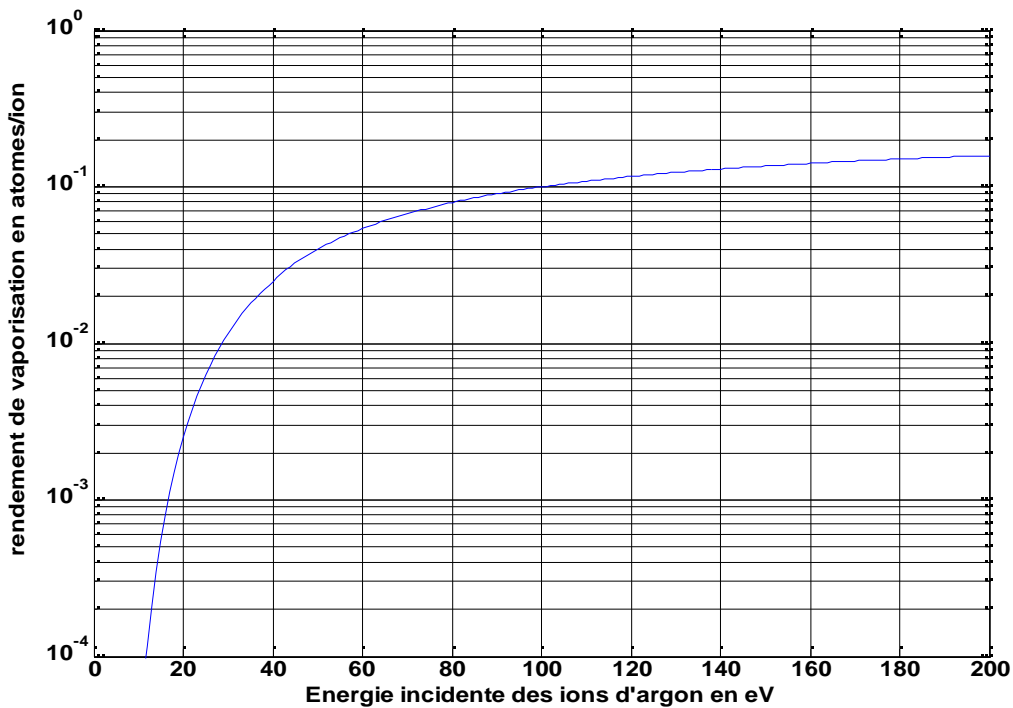


Figure V-10 : Rendement de vaporisation des atomes de baryum en fonction de l'énergie incidente des ions d'argon

Cette fonction a été appliquée à la partie émissive de l'électrode, et le flux d'atomes vaporisés a été calculé pour les trois modes d'alimentation étudiés précédemment à l'aide de la relation suivante :

$$\Gamma n_{ba} = Y_{ba}(E_{ion}) J_{ion} / e \quad (5.6)$$

Où Γ_{ba} est le flux d'atome vaporisé en $m^{-2}.s^{-1}$, Y_{ba} est la fonction de vaporisation décrite précédemment sur la Figure V-10 et J_{ion} est la densité de courant d'ion.

V.1.1.8.2 Récapitulatif des résultats obtenus dans le cas des démarrages à froid

Le flux de matière vaporisé décrit par l'équation 5.6 a été intégré sur la surface de la zone émissive, et dans le temps pour donner le nombre d'atomes vaporisés dans la phase d'amorçage pour les trois modes d'alimentation. Les résultats sont récapitulés dans le Tableau V-1. On considère que la décharge a complètement effectué la transition vers l'arc lorsque la chute de tension cathodique est égale à 15 Volts.

Mode alimentation	Courant initial en mA	Durée de décharge lumineuse en ms	Durée de transition en ms	Temps de passage à l'arc en ms	Densité de puissance maximale en $10^6 W/m^2$	Nombre d'atomes vaporisés $*10^{12}$	Température maximale atteinte en ° K
tension	14	450	60	510	2.3678	4.2347	1969
Mixte	90	70	15	85	5.4651	3.983	2276
Courant	430	15	5	20	12.056	4.053	2436

Tableau V-1 : récapitulatif des résultats concernant les trois modes d'alimentation

Les résultats présentés dans ce tableau nous montrent certaines tendances :

-Plus le courant initial de décharge et sa dynamique de montée sont faibles, plus l'électrode va mettre du temps à monter en température, et plus le temps d'établissement de l'arc va être important. En contre partie, la puissance maximale dissipée et la température maximale de surface de l'électrode vont être faibles. Néanmoins, compte tenu de la dynamique lente du passage à l'arc, la vaporisation de matériel émissif est importante.

-Pour des courants initiaux élevés de l'ordre du courant nominal, le temps du passage à l'arc est faible, mais les températures atteintes et la puissance déposée sont importantes, il en résulte une vaporisation moins élevée que dans le cas d'une dynamique lente, mais plus importante que dans le cas d'une dynamique intermédiaire (mode d'alimentation mixte).

-Pour des courants initiaux intermédiaires, il semble que le compromis obtenu entre durée de phase lumineuse-transition, et puissance déposée-stress thermique, soit bénéfique pour la durée de vie de l'électrode. En effet c'est dans ce cas où la vaporisation est la plus faible.

Ces résultats restent cohérents avec les normes [ANS] [IEC] puisque celles-ci préconisent un temps maximal de passage à l'arc de 100 ms pour préserver au mieux la durée de vie des électrodes.

Si l'on se réfère à la figure 1.8 et à des résultats expérimentaux [HAM] [HAM1] [VAN] montrant des formes d'ondes à l'amorçage d'une lampe fluorescentes fonctionnant avec un ballast électroniques sans préchauffage, on peut voir que les deux électrodes ne passent pas l'arc au même moment, ce qui entraînent une dissymétrie des formes d'ondes. De plus, les fluctuations de tensions aux bornes de la lampe et du courant de décharge pendant la phase lumineuse sont également très importantes, ce qui dénote un comportement très instable des électrodes pendant cette phase. Les résultats présentés proposent des tendances générales et représentent des cas idéaux

V.1.2 Amorçage à chaud

V.1.2.1 Couplage circuit électrique décharge

Dans cette configuration, les électrodes sont préchauffées avant d'appliquer la surtension nécessaire à l'amorçage du tube. Ce type de fonctionnement correspond à l'utilisation d'un ballast électronique avec préchauffage : après un certains temps de préchauffage, la tension d'amorçage est appliquée au tube. Une fois le préchauffage effectué, une rampe de tension est appliquée aux bornes du tube permettant ainsi son amorçage. Ensuite lorsque la décharge est établie, le chauffage peut être ou non maintenu suivant le type de ballast.

Le préchauffage peut s'effectuer suivant différents protocoles. Les deux stratégies adoptées par les différents constructeurs peuvent être soit d'alimenter l'électrode à tension constante, soit à courant constant. Dans notre cas nous avons choisi d'appliquer une tension constante comme le montre la Figure V-11 représentant le circuit électrique simulé.

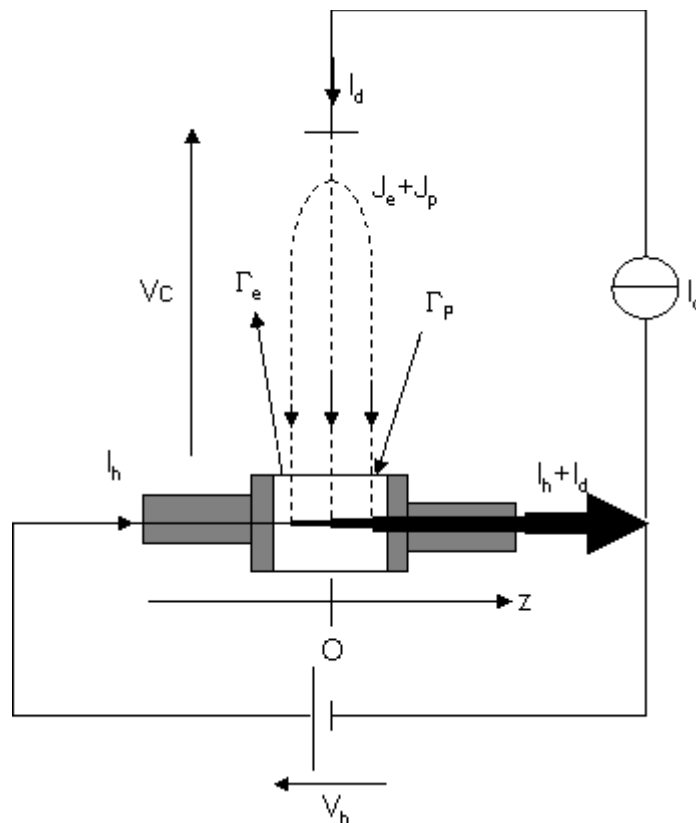


Figure V-11 : Circuit électrique équivalent utilisé pour l'amorçage à chaud

Nous allons analyser ici l'influence de la valeur du rapport R_h/R_c sur le fonctionnement des électrodes (voir définition § 4.4.1.1). En effet ce rapport étant représentatif de la température de l'électrode et facilement mesurable, c'est celui-ci qui sera utilisé par les concepteurs pour s'assurer que le préchauffage est effectué correctement. Les normes [IEC1] préconisent un rapport R_h/R_c de 4.75 ± 0.5 et une durée minimale de chauffage de 500 ms pour préserver au maximum les électrodes.

Nous avons effectué des simulations pour trois valeurs du rapport R_h/R_c (voir définition § 1.4.1.1), dans l'objectif de visualiser les phénomènes lorsque ce rapport est pris dans la fourchette imposée par les normes, en dessus et en dessous des valeurs limites. Ici la source d'alimentation est une source de courant parfaite délivrant le courant nominal de 430 mA. Le chauffage auxiliaire n'est pas entretenu lorsque la décharge est amorcée.

V.1.2.2 Cas d'un rapport R_h/R_c égal à 5.7

La température initiale (avant l'amorçage) de la zone émissive est dans ce cas d'environ 1200°K. Les résultats sont représentés sur la Figure V-12. La figure a) présente le courant d'ions et le courant d'électrons en fonction du temps. La figure b) représente le profil de température associé en fonction du temps. La figure c) représente la chute de tension cathodique en fonction du temps et la figure d) représente la puissance déposée par la décharge sur l'électrode en fonction de la position et du temps.

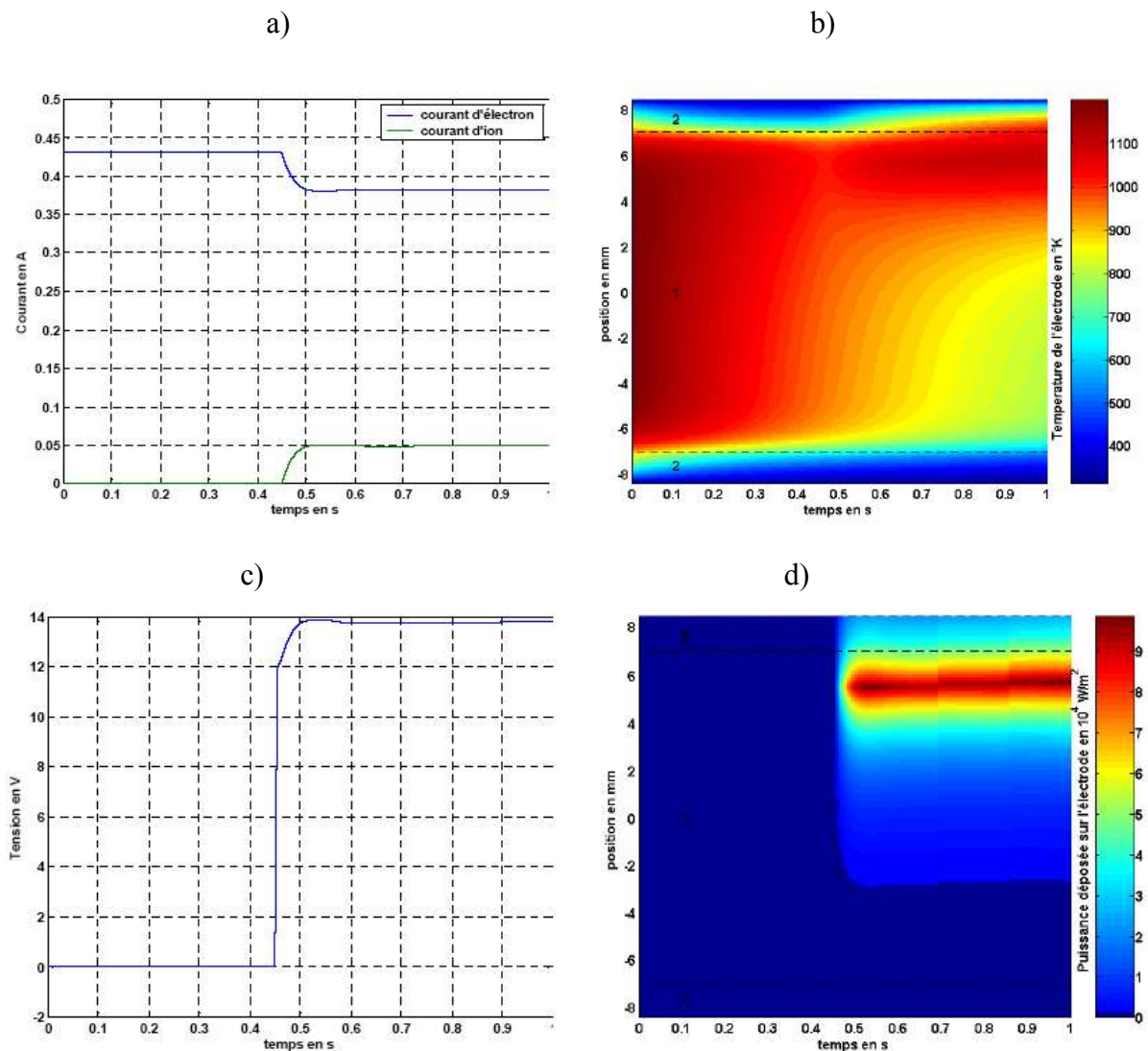


Figure V-12 : Courant d'électrons et d'ions en fonction du temps a), profil de température en fonction du temps b), chute de tension cathodique en fonction du temps c) densité de puissance en fonction du temps et de la position d)

Dans cette configuration toute la surface émissive de la cathode est assez chaude pour directement émettre le courant de décharge demandé par émission thermoïonique. Elle est

même suffisante pour que le courant thermoïonique soit supérieur au courant imposé par le circuit de décharge. La chute de tension cathodique est alors nulle (ce qui d'ailleurs n'est sûrement pas le cas dans la réalité où elle doit être négative pour retenir le surplus d'électron émis à la cathode et repousser les ions vers la colonne positive). Le courant d'électrons est alors égal au courant de décharge et le courant d'ions est nul. La seule source de chauffage de l'électrode est l'effet joule induit par le passage du courant de décharge dans les enroulements de l'électrode. Le courant de décharge n'est pas assez élevé pour fournir à l'électrode une énergie de chauffage suffisante pour maintenir sa température. L'électrode va donc se refroidir de manière inhomogène car le courant de décharge collecté va induire un chauffage plus important du côté où le potentiel de chauffage est le plus faible (coté droit) que de l'autre. Il arrive donc un moment (0.45s dans ce cas) où la température de l'électrode passe au dessous de la température lui permettant d'émettre les électrons thermoïoniques nécessaires au maintien du courant. La chute de tension augmente alors brutalement et permet aux électrons de gagner une énergie suffisante pour ioniser les atomes de mercure qui vont revenir bombarder la cathode sous l'effet du champ électrique. Ceci va permettre à l'électrode de conserver une température suffisante afin d'assurer le passage du courant. A ce moment là, la puissance déposée sur l'électrode augmente en suivant l'allure de la chute de tension cathodique. La pulvérisation de l'électrode reste néanmoins nulle étant donné que la chute de tension cathodique ne dépasse pas le seuil de pulvérisation de 15V.

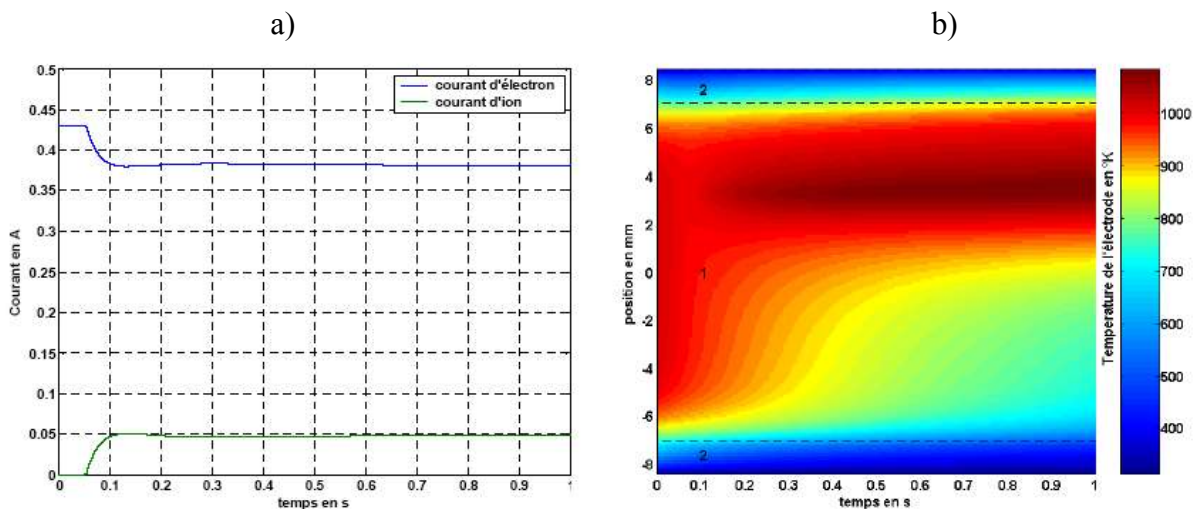
On peut noter que dans cette configuration, le dépôt de puissance par la décharge sur l'électrode est nul tant que la chute de tension cathodique est nulle, et qu'il est faible (de l'ordre de $9 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$) lorsque le chauffage ionique est requis pour maintenir la température de l'électrode. La pulvérisation est donc nulle pendant la phase de mise en régime de la lampe. Par contre la forte température initiale imposée de 1200°K entraîne l'évaporation de matériel émissif.

Dans cette configuration, l'électrode est beaucoup moins agressée par le bombardement des ions pendant la mise en régime, si l'on compare cette situation à un amorçage à froid. Par contre la température initialement imposée de 1200°K sur quasiment toute la surface émissive entraîne des pertes par évaporation qui dépendent de la durée du préchauffage des électrodes et de son refroidissement lorsque la décharge est initiée. Le rapport R_h/R_c utilisé ici est donc trop élevé car il entraîne une évaporation de matériel émissif qui peut être évitée, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

V.1.2.3 Cas d'un rapport R_h/R_c égal à 4.75

Dans cette configuration, la température initiale de la partie centrale de l'électrode est d'environ 1000°K. Cette température est suffisante pour assurer le passage du courant en quasi-totalité par les électrons. On se retrouve dans la même configuration que précédemment à ceci près que le chauffage par bombardement des ions reprend beaucoup plus tôt ($t=0.1s$) que dans le cas d'un rapport R_h/R_c égal à 5.7 ($t=0,45s$). L'électrode, en se refroidissant, atteint la température de seuil d'émission thermoïonique beaucoup plus tôt car la température initialement imposée est plus faible que dans le cas précédent. On voit que le maximum de densité de puissance déposée sur l'électrode est identique à celle du cas précédent, une fois que le chauffage de la cathode par les ions est rétabli.

Ici on peut observer un meilleur comportement que précédemment d'un point de vue durée de vie de l'électrode. La température initiale de l'électrode est suffisamment élevée pour qu'elle fonctionne directement en régime thermoïonique après l'amorçage, mais l'évaporation est moins importante que dans le cas précédent. La durée de vie sera donc augmentée avec ce type de configuration.



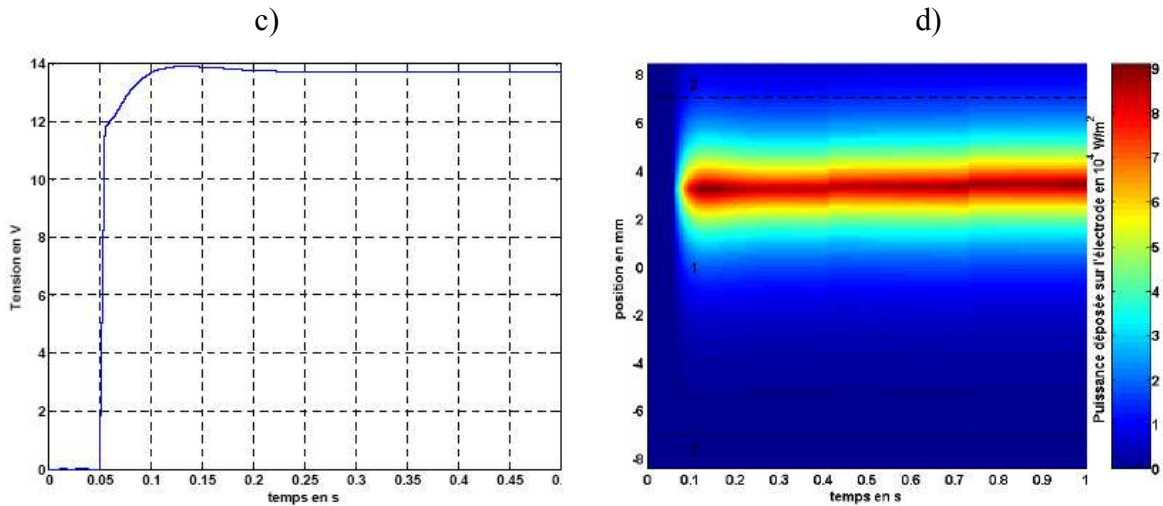


Figure V-13 : Courant d'électrons et d'ions en fonction du temps a), profil de température en fonction du temps b), chute de tension cathodique en fonction du temps c) densité de puissance en fonction du temps et de la position d)

V.1.2.4 Cas d'un rapport R_h/R_c égal à 2.7

La température initiale de la partie centrale dans cette configuration est d'environ 700° K. Cette configuration se rapproche de celle d'un amorçage à froid comme on peut le voir sur la Figure V-14. La température initiale de l'électrode n'est pas suffisante pour que celle-ci émette dans le régime thermoïonique et, pour assurer le passage du courant une forte tension cathodique est nécessaire pour que la faible densité d'électron permette d'ioniser suffisamment le milieu.

Ici le dépôt de puissance et la vaporisation de matériel émissif vont être importants. La Figure IV-14 d) qui représente la densité de puissance déposée sur l'électrode en fonction du temps et de la position est donnée pour une échelle temporelle allant jusqu'à 100 ms pour souligner le dépôt de puissance initial (10^6 W/m²) lors de la transition. Une fois que l'électrode a effectué la transition, le dépôt de puissance est du même ordre de grandeur que dans les deux cas précédent (10^4 W/m²).

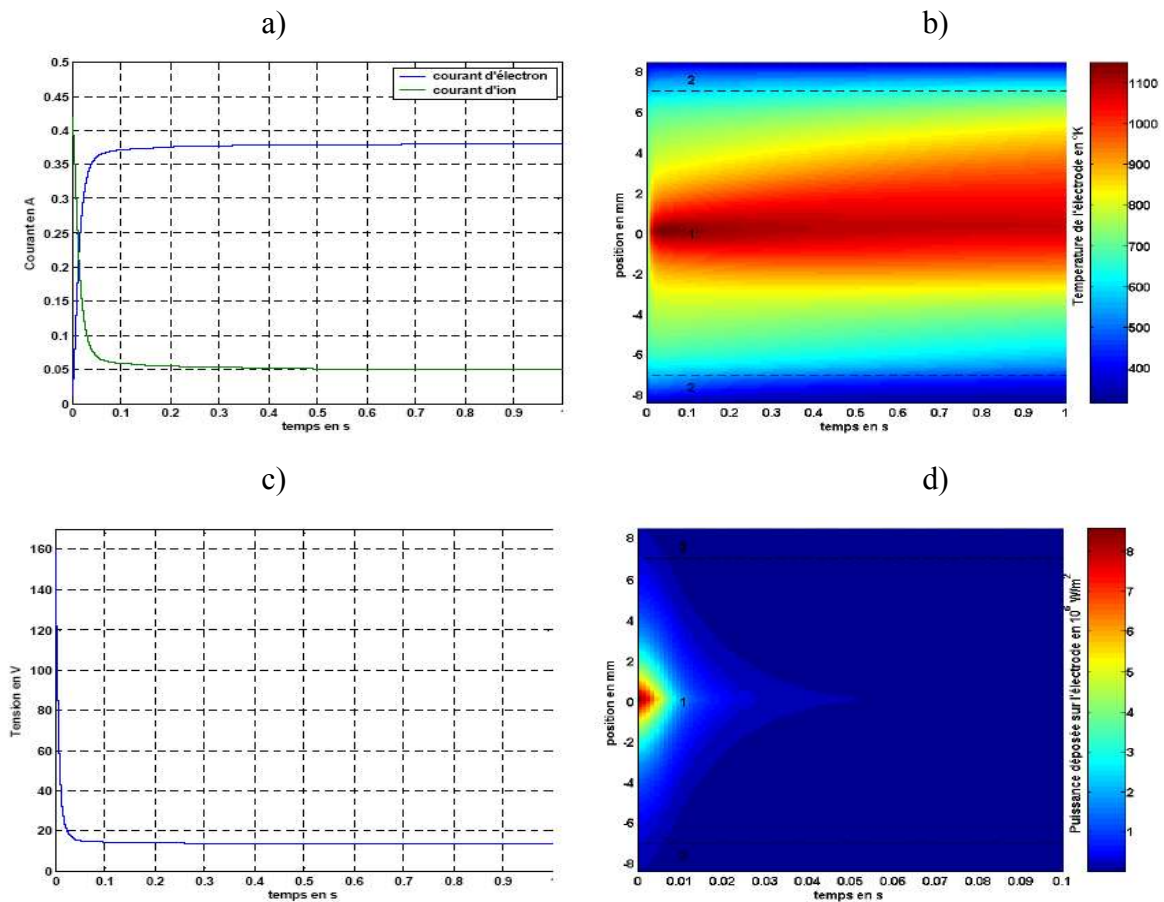


Figure V-14 : Courant d'électrons et d'ions en fonction du temps a), profil de température en fonction du temps b), chute de tension cathodique en fonction du temps c) densité de puissance en fonction du temps et de la position d)

Un élément remarquable ici est le positionnement du point chaud d'émission et du dépôt de puissance. On peut voir que lorsque l'on applique uniquement une tension de chauffage aux bornes de l'électrode le profil de température montre une valeur maximale au centre de celle-ci (§ 1.4.1.1). Lorsque le circuit d'alimentation de la décharge va être mis en fonction ($t=0$), la décharge va démarrer en phase luminescente et les ions vont donc bombarder uniformément et intensément la surface de l'électrode. Le point le plus chaud de l'électrode restera situé au centre car le chauffage des ions va être beaucoup plus important que le chauffage induit par effet joule qui a tendance rompre la symétrie du profil de température. Le point de l'électrode qui arrivera le premier à des niveaux de température autorisant l'émission thermoionique d'électrons sera donc situé au centre. Les ions vont donc bombarder préférentiellement la zone centrale. Une fois la transition vers l'arc effectuée, l'effet joule va amener le point chaud à progressivement rejoindre l'extrémité de l'électrode reliée au circuit d'alimentation.

V.1.2.5 Synthèse

Dans ce type de fonctionnement, les trois cas étudiés montrent qu'il est important de maîtriser au mieux le chauffage amené à l'électrode avant l'amorçage de la décharge. Si le chauffage est trop faible, on se ramène au cas d'un démarrage à froid ou la transition entre la décharge luminescente et la décharge d'arc entraîne une forte vaporisation de matériel émissif, ce qui va grandement diminuer la durée de vie de l'électrode. Dans le cas où le chauffage amené à l'électrode est trop important, sa température peut atteindre des niveaux élevés. Même si la durée de chauffage est relativement courte, la somme de toutes les pertes par évaporation à chaque amorçage peut entraîner à terme une diminution de la durée de vie de l'électrode. Un chauffage trop élevé entraîne également des pertes énergétiques superflues. Ces pertes peuvent être évitées en appliquant un chauffage adéquat qui va permettre à la décharge de démarrer directement en régime d'arc en limitant les pertes par évaporation et par vaporisation.

V.2 Régime établi

V.2.1 Hypothèse propre au régime établi

En régime établi, il est nécessaire de prendre la phase anode en compte, étant donné que le chauffage dû à la collection des électrons est de l'ordre de grandeur des termes de chauffage dans la phase cathodique. Le profil de température en régime établi est donc la résultante du chauffage et du refroidissement de l'électrode qui fonctionne la moitié du temps en anode et l'autre en cathode.

V.2.2 Alimentation en créneau de courant

Des créneaux de courant d'une fréquence de 50 Hz ont été utilisés pour évaluer l'influence d'un régime périodique sur les profils de températures de l'électrode. A chaque demi période, l'électrode joue alternativement le rôle d'anode et de cathode. Les simulations

sont lancées d'une condition initiale sur la température correspondant au profil de température obtenu en courant continu pour la valeur du courant utilisé. Ensuite le système est supposé être arrivé à l'équilibre lorsque la température de l'électrode ne varie plus d'une période à l'autre.

V.2.3 Electrodes sans chauffage auxiliaire

Le schéma de simulation correspond à celui de la Figure V-15. Les profils de température présentés sur la Figure V-16 ont été réalisés pour des courants de 430 mA en régime continu et alternatif, et pour un courant de 200 mA en régime alternatif. En régime alternatif les profils de température présentés sont la moyenne des profils sur une période de fonctionnement.

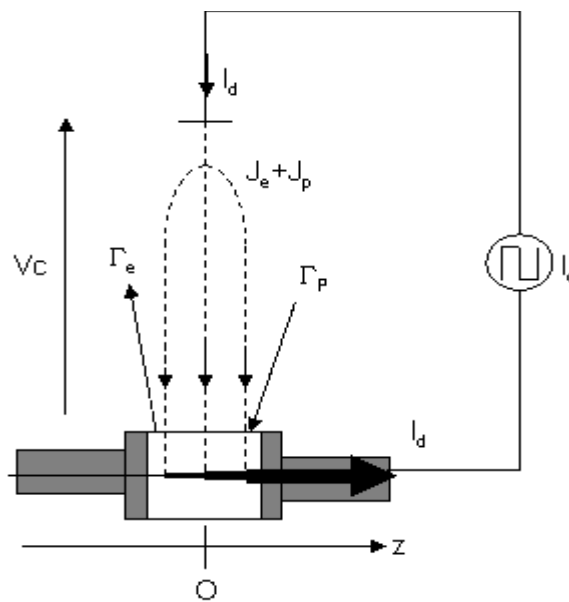


Figure V-15 : Circuit électrique équivalent simulé

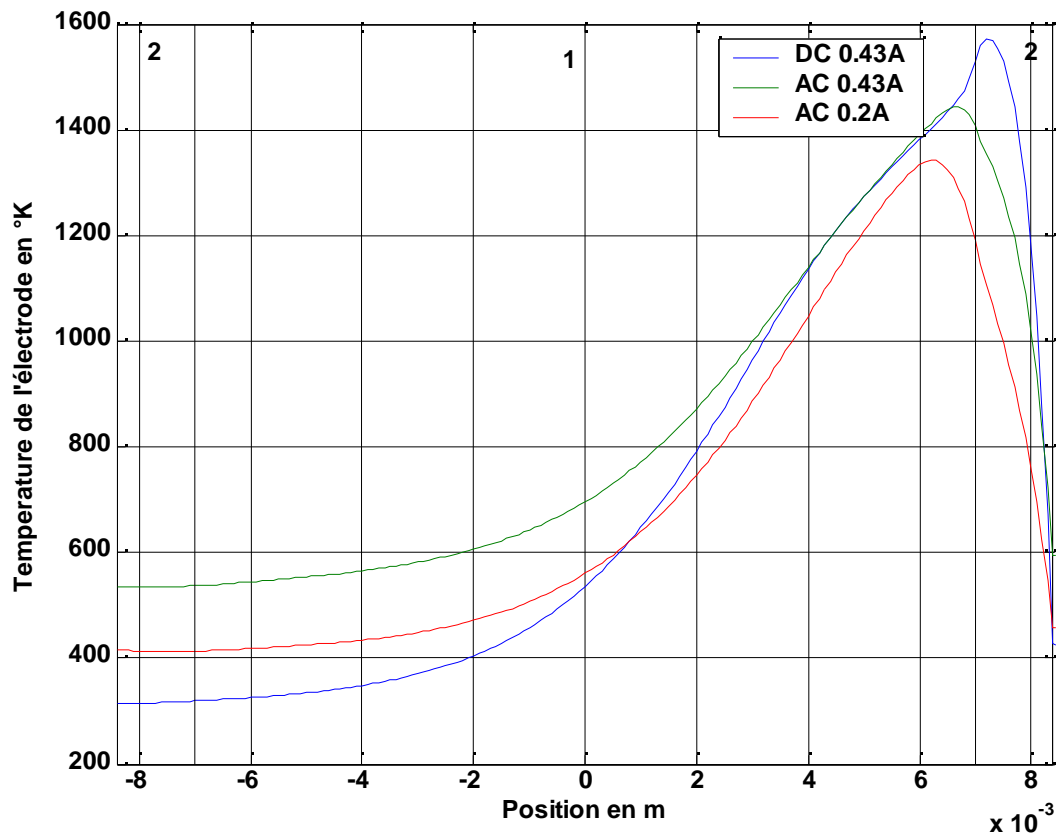


Figure V-16 : Profil de température en régime continu et en régime alternatif.

V.2.3.1 Positionnement du point chaud

V.2.3.1.1 Régime continu

En régime continu les températures obtenues autour du point chaud sont beaucoup plus importantes que celle obtenues en régime alternatif pour un même courant de décharge. Ce profil de température est la conséquence d'un chauffage très hétérogène de l'électrode : on peut voir sur la Figure V-17 la forme du courant suivant l'axe de l'électrode en phase cathodique. Le courant est égal au courant de décharge du côté droit de l'électrode qui est connectée au circuit électrique extérieur. Le point chaud d'émission est localisé à proximité de la frontière entre la zone active (1) et les enroulements de tungstène non recouverts d'oxydes (2). Les électrons émis dans cette zone de faible dimension transportant la quasi-totalité du courant de décharge, le courant dans les enroulements décroît brutalement et est égal à zéro du côté gauche de l'électrode. L'effet joule induit par le passage de ce courant dans les

enroulements est donc important dans la zone (2 droite). De plus la zone active (1) est refroidie par l'émission d'électrons et ce d'autant plus que le courant est élevé. A contrario la zone (2) présentant un travail de sortie élevé (4.55 eV) n'émet pas d'électrons et par conséquent elle n'est pas refroidie. La combinaison de ces deux effets impose donc une température maximale sur les enroulements de tungstène non revêtus d'oxydes. Il faut noter que dans cette configuration le point le plus chaud de l'électrode n'est pas le point d'émission d'électron.

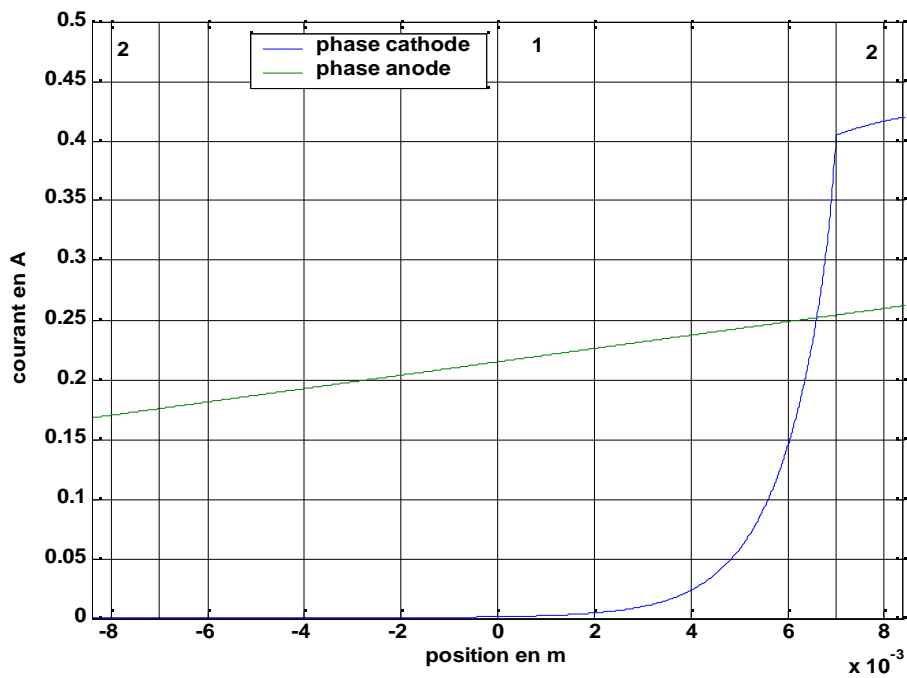


Figure V-17 : Courant dans les enroulements de l'électrode en phase anode et en phase cathode pour un courant de 0.43A.

V.2.3.1.2 Régime alternatif

En régime alternatif le fonctionnement est relativement différent. En phase anode l'électrode est chauffée uniformément par la collection d'électrons. Cela implique un profil de courant linéaire le long de l'électrode qui est également représenté sur la Figure V-17. L'effet joule et la collection d'électrons en phase anode tendent à uniformiser la température de l'électrode. Le point chaud dans cette phase est confondu avec le point d'émission et se situe sur la partie active de l'électrode (1).

V.2.3.2 Comportement temporel de la température

A 50 Hz l'inertie thermique de l'électrode est telle que les variations de température d'une demi période à l'autre sont minimales. Néanmoins, on peut constater que l'apport thermique en phase anode est plus important qu'en phase cathode. La température moyenne de l'électrode augmente donc en phase anode et diminue en phase cathodique.

Ce propos est illustré sur la Figure V-18 qui montre la température moyenne de l'électrode et sa température maximale en fonction du temps. L'électrode fonctionne en cathode lorsque le courant est positif.

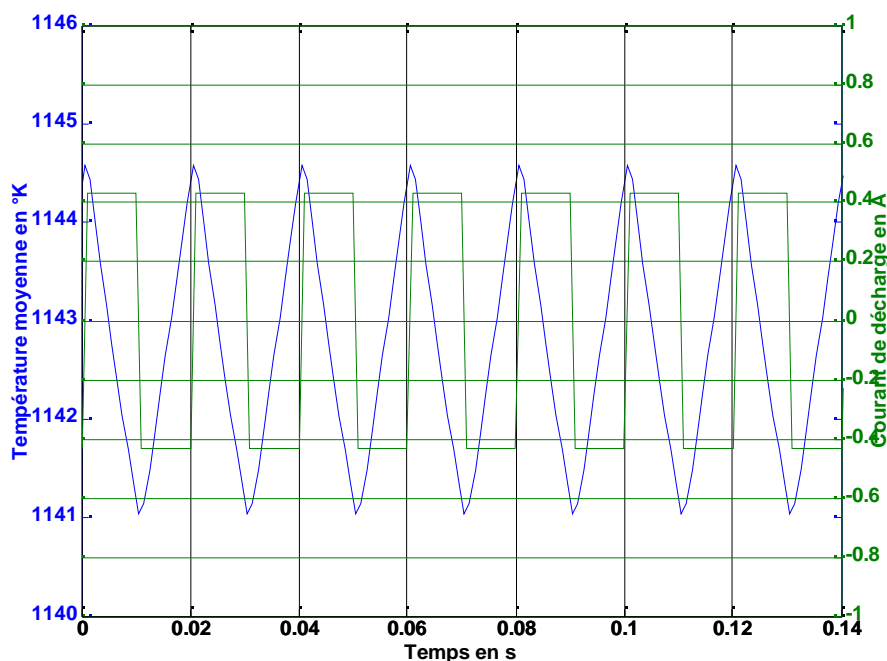


Figure V-18 : Température moyenne de l'électrode et courant de décharge

V.2.4 Electrode avec chauffage auxiliaire

Des simulations ont été effectuées pour les mêmes courants de décharge que précédemment mais lorsqu'une tension de 3.6 volts est appliquée aux bornes de l'électrodes. Le schéma de simulation correspond à celui de la Figure V-11. La Figure V-19 présente une comparaison des profils obtenus avec et sans chauffage pour les mêmes conditions de fonctionnement.

V.2.4.1 Influence du courant de chauffage et du courant de décharge

V.2.4.1.1 Influence sur la température

Le fait de chauffer l'électrode par une source auxiliaire va avoir pour effet d'élever la température moyenne de l'électrode. La surface d'émission d'électrons sera alors plus importante que celle obtenue dans une configuration sans chauffage. Pour un même courant de décharge la température du point chaud de l'électrode diminuera.

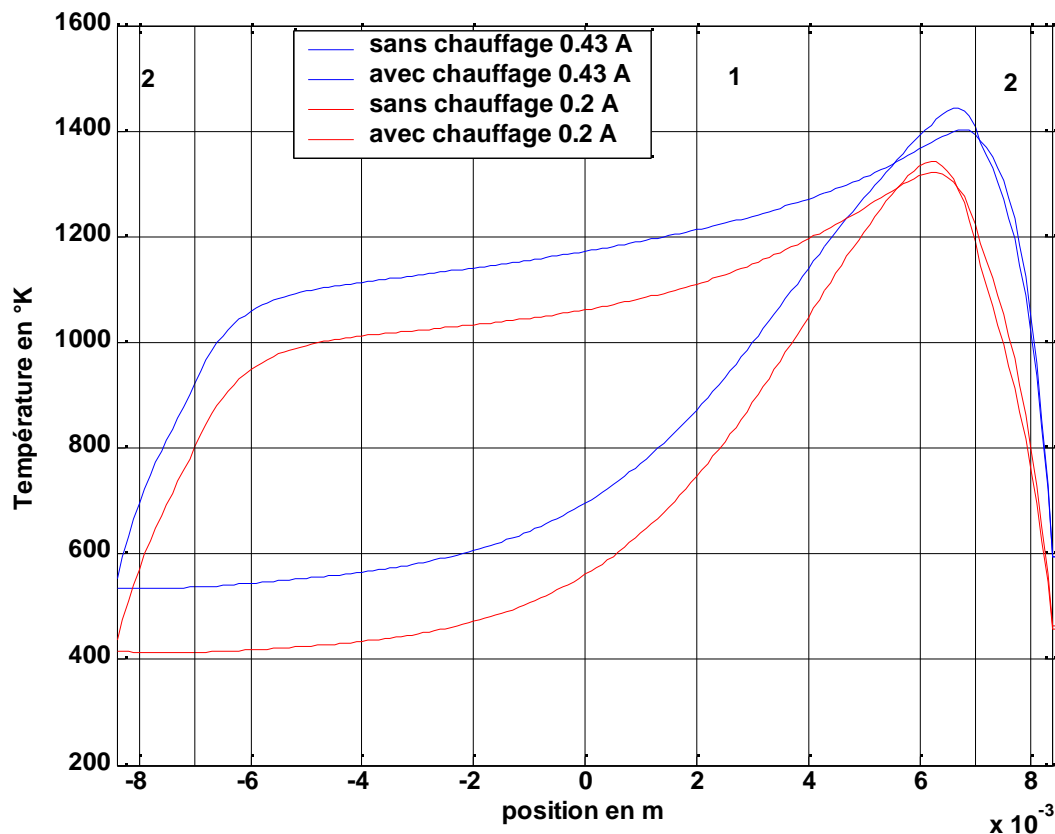


Figure V-19 : Profil de température obtenu avec et sans chauffage

V.2.4.1.2 Influence sur la chute de tension cathodique

L'effet joule et le chauffage par collection d'électron en phase anodique ne sont pas à eux seuls suffisants pour entretenir la température de l'électrode à des niveaux suffisants pour assurer l'émission thermique d'électrons. Suivant la configuration de fonctionnement de l'électrode, l'énergie supplémentaire nécessaire à son bon fonctionnement va être amenée soit par le chauffage auxiliaire, soit par la décharge. Si le chauffage auxiliaire est absent ou pas

assez élevé, la chute de tension cathodique va être élevée, ce qui va conférer aux ions une énergie cinétique suffisante pour entretenir le chauffage de l'électrode. Si le chauffage auxiliaire est suffisant, la chute de tension cathodique va être faible car l'électrode n'aura plus besoin d'être chauffée par le bombardement des ions issus de la décharge.

V.2.5 Synthèse

Dans le régime établi, le mécanisme prédominant qui conditionne la durée de vie des électrodes est l'évaporation. Nous allons dans le paragraphe suivant donner des tendances sur l'influence de certains paramètres sur la durée de vie.

V.2.5.1 Evaporation de matériel émissif

Des données expérimentales [WAY] [MIS1] concernant l'évaporation de matériel émissif donnent la pression de vapeur d'oxyde de baryum sous la forme suivante :

$$\log_{10} P_{BA} = -\frac{a}{T} + b$$

Où P_{BA} est la pression de vapeur de baryum en torr, T la température en Kelvin et a et b sont des constantes. La Figure V-20 présente les résultats expérimentaux trouvés dans la littérature. Les résultats présentés montrent une grande disparité pour les températures hautes et basses. Par contre, pour une température correspondant à la température de fonctionnement nominale d'une électrode, on peut voir que les résultats obtenus sont dans le même ordre de grandeur. On peut d'ores et déjà voir qu'étant donné la disparité des données expérimentales existantes, il est difficile d'estimer la perte de matériel émissif par évaporation en dehors d'une gamme de température très restreinte autour de la température de fonctionnement nominale de l'électrode.

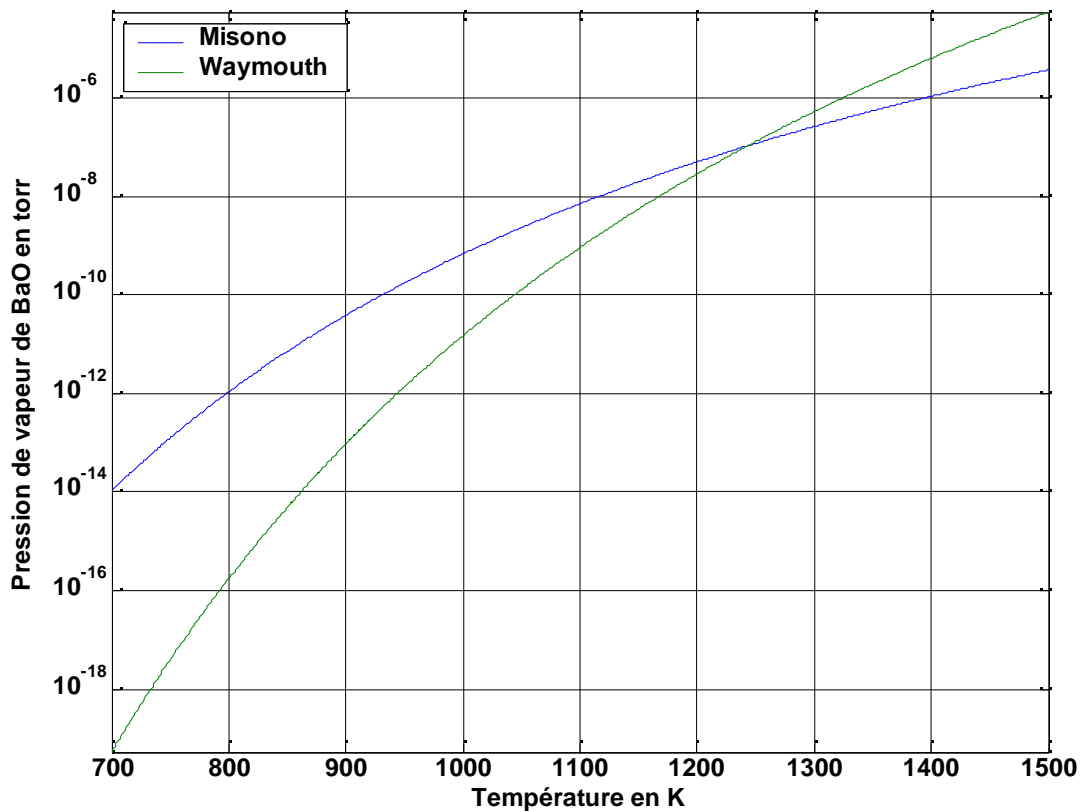


Figure V-20 : Pression de vapeur de baryum à proximité de l'électrode en fonction de sa température de fonctionnement.

Les atomes ainsi évaporés dans la décharge ne vont pas diffuser directement vers la paroi du tube [COV] [WAY]. La diffusion des atomes est limitée par le gaz rare à une pression de l'ordre du torr. En effet le libre parcours moyen des atomes de baryum au sein d'un gaz de ce type est beaucoup plus faible que l'espace entre l'électrode et la paroi du tube. Par conséquent, il y aura une certaine quantité d'atomes de baryum qui se redéposera sur l'électrode dans un processus de régénération. La perte de matériel émissif est donc fortement limitée par la présence du gaz rare environnant, de sa nature (masse atomique) et de sa densité. On peut noter que l'adjonction d'un gaz rare à l'intérieur d'une lampe à incandescence a eu pour effet d'augmenter sa durée de vie sur la base de ce même principe.

V.2.5.2 Récapitulatif des résultats obtenus en régime établi

Le Tableau V-2 récapitule les résultats obtenus en régime établi périodique et continu.

Configuration	Sans chauffage			Avec chauffage 3.6V		
	0.43 DC	0.43 AC	0.2 AC	0.43 DC	0.43 AC	0.2 AC
T moyenne en °K	717	827	697	989	1143	1033
T max en °K	1529*	1443	1343	1581*	1402	1321
Tension cathodique	16.65	18	22.8	13.63	13.97	14.35

*Température maximale sur la zone (1)

Tableau V-2 : récapitulatif des résultats obtenu en régime établi périodique et continu

Pour un même courant de décharge, le fait d'appliquer ou non un chauffage va changer les caractéristiques de l'électrode et donc influencer sa durée de vie.

Dans la configuration sans chauffage, on peut remarquer que la chute de tension cathodique est au dessus du seuil de vaporisation de baryum (voir paragraphe 1.1.1.6.1). De plus elle augmente lorsque le courant diminue. Cela veut donc dire que pour une diminution de courant, la vaporisation de matériel émissif augmente. Par contre l'évaporation diminue étant donné que la température de l'électrode diminue.

Si l'on compare les configurations avec et sans chauffage, on voit que les chutes de tensions cathodiques sont plus faibles lorsqu'un chauffage est appliqué. Ceci va limiter la vaporisation, qui dans le cas présenté, sera inexistante car la chute de tension cathodique est en dessous du seuil de vaporisation des oxydes. Par contre, toujours dans la configuration avec chauffage, les températures moyennes sont beaucoup plus élevées. Ceci implique une évaporation d'oxydes plus importante dans cette configuration que dans la configuration sans chauffage.

La température du point chaud varie également entre les deux configurations, mais la variation est très faible comparée à la variation des valeurs moyennes. La température du point chaud ne devrait donc pas jouer un rôle prédominant dans la perte de matériel émissif.

On peut résumer ces résultats par la Figure V-21 montrant trois différentes zones :

- une zone de vaporisation où la chute de tension cathodique est forte.
- une zone d'évaporation où la chute de tension cathodique est faible
- une zone où le compromis entre évaporation et vaporisation est optimal

On peut voir que l'application d'un chauffage dépendant du point de fonctionnement de la décharge peut permettre, s'il est bien défini, une durée de vie optimale.

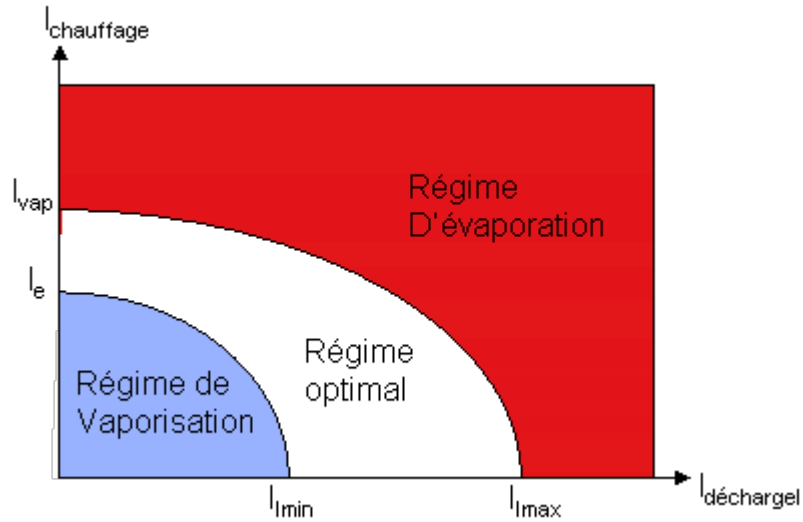


Figure V-21 : Différents régimes de fonctionnement

Pour chaque type d'électrodes et donc de lampes, les valeurs limites de vaporisation et d'évaporation ne sont pas les mêmes. De plus, il est vraisemblable que ces limites évoluent durant le cycle de vie de l'électrode, étant donné que les propriétés physiques de l'électrode changent au cours du temps.

Conclusion

Le thème central des travaux regroupés dans ce mémoire, concerne les phénomènes de vieillissement de différents types de lampes fluorescentes dans leur environnement d'alimentation. Ce sujet a été abordé selon deux approches complémentaires. Des investigations expérimentales ont été mises en œuvre avec l'objectif d'avoir une vision globale des phénomènes en même temps que des données objectives sur le vieillissement. En parallèle, une approche plus théorique a été entreprise pour détailler les mécanismes physiques à l'origine des processus de vieillissement.

Une partie importante de ce travail a été consacrée à la mise en place d'un banc de vieillissement des lampes sur le site interuniversitaire Jean François Champollion d'Albi. Ce type de test, qui demande un temps plus ou moins important selon le type de système étudié et son cycle d'allumage et d'extinction, est généralement de l'ordre de l'année ou de plusieurs années. Ceci explique que, pour le système que nous avons réalisé, la collecte de résultat n'est pour le moment que très partiellement terminée.

D'un point de vue plus théorique, deux outils numériques ont été mis en place.

Le premier est un modèle décrivant le comportement de la colonne positive d'une décharge basse pression de type "lampe fluorescente". Ce modèle physique de décharge permet de prévoir le comportement interne de la décharge et par conséquent son comportement électrique. Nous avons vu qu'il pouvait prédire des comportements transitoires fortement non linéaires, comme le passage d'un point de fonctionnement à un autre.

Le deuxième est un modèle thermique d'électrode qui nous a permis de comprendre quels étaient les phénomènes à l'origine de leur érosion. Lors des phases d'amorçages à froid, nous avons fait apparaître les mécanismes qui entraînent la décharge à passer d'un régime luminescent à un régime d'arc et évalué la vaporisation de matériel émissif qui s'en suivait. On a également pu comprendre comment cette transition pouvait être évitée, lors des phases d'amorçages avec préchauffage des électrodes. Enfin en régime établi, nous avons vu quelle était l'influence des caractéristiques des signaux d'alimentation sur les profils de température et donc quelle pouvait être leur influence sur l'érosion des électrodes. Le modèle a également

CONCLUSION

montré que la formation du point chaud d'émission était fortement dépendante du mode d'alimentation et notamment de son caractère périodique ou pas.

Ces différentes observations montrent que les phénomènes de vieillissement sont bien une combinaison complexe de plusieurs facteurs. En effet, ils impliquent non seulement le système d'éclairage, constitué d'une lampe et d'un système d'alimentation, mais également son environnement proche (luminaire en particulier, environnement intérieur ou extérieur, ...) et souvent son système de gestion (localisé ou centralisé). Cette étude, qui n'a fait qu'aborder ce dernier paramètre, permet nous semble-t-il d'ouvrir des perspectives d'investigation pour le futur.

Tout d'abord, concernant le dispositif expérimental, il serait nécessaire d'améliorer les conditions d'essais. Il serait utile en premier lieu de faire fonctionner le dispositif expérimental dans une salle régulée en température. Celle-ci peut, en effet, avoir une influence sur la durée de vie des systèmes étant donné qu'elle va conditionner la pression de vapeur saturante de mercure dans les lampes fluorescentes. Or, la pression de mercure va agir sur les niveaux de tension nécessaire à l'amorçage et, dans une moindre mesure, sur la chute de tension cathodique et donc sur la durée de vie. De plus cette précaution permettra d'utiliser le dispositif expérimental comme référence étant donné que le maintien d'une température constante est imposé par les normes. Deuxièmement, il faudrait également réguler le dispositif intégrateur en température pour avoir des mesures facilement reproductibles. Enfin, il faudrait améliorer le dispositif de détection de fin de vie, par un système de photodiode par exemple, ce qui permettrait d'assurer une perte de résultats minimale.

Du point de vue des essais à réaliser une fois les premiers essais de vieillissement terminés, il serait utile de relancer des essais avec un échantillon de lampe plus significatif. On peut également penser à tester de nouveaux systèmes ou à mettre en place des tests avec des types d'alimentation spécifiques nous permettant d'évaluer par exemple le niveau de chauffage optimal requis pour une lampe fonctionnant à flux réduit. Mettre en place de nouveaux cyclages peut également constituer une voie intéressante d'investigation.

Une des hypothèses les plus limitatives du modèle de colonne positive dépendant du temps réside dans l'approximation qui consiste à moyenniser les profils de densité des espèces sur le rayon. En effet suivant les conditions de fonctionnement, ces profils peuvent être

CONCLUSION

totale­ment différents d'une distribution de Bessel et varier au cours d'une période ou d'un laps de temps donné. Il est fortement soupçonné que cette hypothèse puisse être une source d'imprécision sur les résultats obtenus. Il serait donc justifié d'établir un modèle dépendant du temps mais prenant en compte le calcul du profil spatial des densités d'espèces selon le rayon du tube.

Du point de l'évolution du flux lumineux, des études futures pourrait utiliser le modèle de colonne positive, pour lui ajouter un modèle de luminophores, dans l'objectif de comprendre et d'évaluer la dépréciation des poudres et donc du flux lumineux des lampes fluorescentes au cours du temps.

Nous avons vu tout au long des deux chapitres consacré aux électrodes que certaines données de base, comme le travail de sortie par exemple, avaient une influence très importante sur leurs comportements. Ces données restent encore aujourd'hui en grande partie imprécises, et l'élaboration d'un modèle quantitatif ne peut se faire que si ces données sont connues. On peut imaginer pour cela une approche numérique doublée d'une approche expérimentale.

Les phénomènes aux électrodes sont fortement dépendants de la décharge environnante. Aussi, un modèle prenant en compte la dérive et la diffusion des espèces dans la gaine cathodique et la lueur négative couplé à l'équation de Poisson, serait également un moyen d'affiner les résultats obtenus. Ceci impliquerai un modèle à deux dimensions dans l'espace et dépendant du temps.

Enfin, il serait également très important de mettre en place un dispositif expérimental permettant de faire un diagnostic précis de la zone cathodique. On peut imaginer un dispositif permettant de mesurer des paramètres rendant compte de l'érosion des électrodes. On peut citer par exemple la température de surface des électrodes (par pyrométrie ou spectroscopie), la chute de tension aux électrodes (par couplage capacitif, ou par des sondes), et la quantité de baryum évaporé dans la décharge (spectroscopie d'émission ou d'absorption). On peut également imaginer faire une étude sur des électrodes de même nature mais avec une géométrie simplifiée.

CONCLUSION

Bibliographie

[ALS] S. Alsheikh Salo, « *Etude de décharges destinées à la production de rayonnement ultra violet dans des mélanges mercure gaz rare à basse pression* », **Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier, Septembre 2004**

[ANS] : ANSI C82-11., "American National Standard for lamp ballasts-High-Frequency fluorescent lamp ballast": **American National Standard Institute ANSI 1993 New York, NY.**

[BAT] A.K. Bhattacharya, "Measurement of barium loss from a fluorescent lamp electrode by laser-induced fluorescence", **J. Appl. Phys. 65, n°12 p4595-4602 1989.**

[BEA] K.R. Beard, E.J. Covington, "Depreciation of phosphor light output in fluorescent lamps", **8th International Conference on Gas Discharges and Their Applications p573-576**

[BIE] A. Bierman, C. O'Rourke, L. Deng, N. Narendran, « *Testing a lamp life predictor for instant-start fluorescent systems* », **IESNA 2002 annual conference lighting updates, p 141-156**

[BUT] K. H. Butler, "Fluorescent Lamp Phosphors, Technology and Theory". **Pennsylvania State University Press, University Park, 1980.**

[CAY] M.A. Cayless, "theory of the positive column in mercury rare gas discharge", **Brit. J. Appl. Phys., Vol 14, p863-869, 1963**

[CIE] IEC60081, "Double capped fluorescent lamp performance specification", **International Electrotechnical society 2002**

[COV] E.J. Covington, "Life prediction of fluorescent lamps", **National Technical Conference of IES, September 1970 Vancouver.**

[DAM] J.J. Damelinourt, « *Etude des décharges mercure gaz-rare excitées en basses fréquences (0-20kHz)* », **Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier, N°566 Octobre 1973**

BIBLIOGRAPHIE

[DOU] D.A. Doughty, R.H. Wilson, E.G. Thaler, “*Mercury-Glass interactions in fluorescent lamps*”, **J. Electrochem. Soc. Vol 142, N° 10, October 1995 p3542-3550.**

[EN5] EN50160, « *Caractéristiques de la tension fournie par les réseaux publics de distribution* », **Norme européenne Mai 2000**

[FUL] M.J. Fuller, “*Interaction of the low-pressure mercury discharge with soda-lime glass*”, **Lighting research and technology, Vol. 16 N°3 1984 p113-118.**

[GEN] M.F. Gendre, M.D. Bowden, H.C. van den Nieuwenhuizen, M. Haverlag, J.W.A.M. Gielen, G.M.W. Kroesen, “*Optical and electrical characterisation of breakdown processes in straight compact fluorescent lamps*”. **LS10 Toulouse France 2004.**

[GOU] L.H. Goud, J.W.F. Dorleijn, “*Standardisation of the static resistances of fluorescent lamp cathodes and new data for preheating*”, **IEEE IAS, Annual meeting Pittsburgh, PA October 2002**

[HAM]: E.E.Hammer. “*Photocell enhanced technique for measuring starting electrode temperatures of fluorescent lamps*”. **IEEE Industry Application Society 1997 Annual Meeting New Orleans, Louisiana, October 5-9, 1997. p 2313-2333.**

[HAM1]: E.E.Hammer. “*Electronic ballast signatures*”. **IEEE Industry Application Society 2003 Electrode tutorial, Salt Lake City October, 2003.**

[HAM2] E.E. Hammer, “*Cathode fall voltage relationship with fluorescent lamps*”, **Journal of the illuminating engineering society 24, N°1 p 116-122 1995**

[HAV] M. Haverlag, A. Kraus, J. Sormani, J. Heuvelmans, A. Geven, L. Kaldenhoven, G. Heijne, “*High-frequency cold ignition of fluorescent lamps*”, **J. Phys. D:Appl. Phys. 35 p1695-1701 2002**

[HEN] E.B. Hensley, P.E. Hegli, “*Thermoelectricity*”, **New York: John Wiley and Sons Inc 1960.**

[HER] G. Hermann, H. Wagener, “*The oxide coated cathode Vol 2*”, **Lodon:Chapman and Hall, Ltd, p171, 1951**

BIBLIOGRAPHIE

[HIL] A. Hilscher, “*Determination of the cathode fall voltage in fluorescent lamps by measurements of the operating voltage*”, **Journal of physics D: Applied physics** **35** p1707-1715 **2002**.

[HOL1] T. Holstein, “*Imprisonment of resonance radiation in gases*”, **Phys. Rev.** **vol 72** N° **12** p1212 **1947**

[HOL2] T. Holstein, “*Imprisonment of resonance radiation in gases II*”, **Phys. Rev.** **vol 83** N°6 p1159 1168 **1951**

[HOR] R.E. Horstman, F.M. Oude Lansink, “*The starting process in long discharge tubes*”, **J. Phys. D:Appl. Phys.** **21** p1130-1136, **1988**

[IEC] IEC 60929/EN 60929/GB 15144-94. “*A.C.-supplied electronic ballasts for tubular fluorescent lamps - Performance requirements*” **International Electrotechnical society** **Juin 1997**

[IEC1] IEC 60901, “*Single capped fluorescent lamp-performances specifications*”, **International Electrotechnical society** **November 2001**

[ING] J.H. Ingold, “*Ambipolar diffusion theory of the hot-cathode negative glow*”, **Physical review A**, **vol 43**, N°6 p3093-3099 **1991**

[ITO] H. Itoh, Y. Yuge, A. Taya, M. Tamatani, K. Terashima, “*Charging tendency of phosphors and fluorescent lamp performance*”, **bibliothèque SIP n° 2898**.

[JI] Y. Ji, RG. Davis, “*Fluorescent lamp-ballasts systems*”, **ESEERCO Final Report 94-40, part 1, 1998. Troy NY, Lighting research center.**

[JON] H.A. Jones, I. Langmuir, **General Electric review** **30:354 1927**

[LAG] R. Lagushenko, **rapport interne, 1991**.

[LOU] V. Louichi, « *Réalisation d'un dispositif de mesure du flux lumineux et du flux spectrique énergétique ; Application à l'étude du rayonnement des lampes a décharge haute pression alimentées par des créneaux de courant* », **Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier, N°3364 Novembre 1986**

BIBLIOGRAPHIE

[LRC] Lighting Research Center, “*Investigation of the effects of dimming on fluorescent lamp life*”, <http://www.lrc.rpi.edu/researchTopics/reducingBarriers/pdf/investigateEffectsOfDimming.pdf>.

[MIS] K. Misono, “*Cathode fall voltage of low-current fluorescent lamps*”, **Journal of the illuminating engineering society** **20**, N°2 p108-115 1991

[MIS1] K. Misono, “*Effect of auxiliary heating on barium loss from fluorescent lamp electrode under HF operation*”. **IEEE Industry Application Society 2003 Electrode tutorial, Salt Lake City October 2003.**

[MON] C. C. Mongrand, « *Etude d'un système lampe à décharge-réacteur. Application au traitement tertiaire de l'eau* », **Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier, Novembre 2000**

[MRA] B. Mrabet, **Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier à paraître**

[MUL] B.J.Mulder, “*Exponential lumen depreciation of compact fluorescent lamp*”, **LS4 Karlsruhe Germany April 1986 p265-266.**

[NAC] R. Nachtrieb, F. Khan, J.F. Waymouth, “*Improved method for making capacitive measurements of cathode fall in fluorescent lamps*”, **LS10 Toulouse France 2004 p285-286**

[NAR] N. Narendran, T. Yin, C. O'Rourke, A. Bierman, N. Maliyagoda, “[*A lamp life predictor for frequently switched instant-start fluorescent lamp*](#)”. **Illuminating Engineering Society of North America 2000 Annual Conference: Proceedings. IESNA: New York, NY. 383-393**

[NES] A.N. Nesmeyanov, “*Vapor pressure of the chemical elements*”, **p209, Elsevier Pub. Co. Amsterdam 1963.**

[NOT] W.B. Nottingham, “*Experiments on the periodic deviation from the “Schottky line”*”, **Phys. Rev., vol 49 p78 1936**

[PEN] A.E. Pengelly, “*Heat transfer through oxide-cathode materials*”, **British Journal of applied physics** **6**, N°18, p18-20

BIBLIOGRAPHIE

[PIK] G.Y. Pikus, “*Investigation of the processes of evaporation of oxide cathodes*”, **Soviet Physics-Solid State, Vol 3, p536, 1961**

[PLA] V. Plagnol, « *modélisation de la colonne positive d'une décharge mercure-argon basse pression : analyse du régime stationnaire et étude de l'influence de la fréquence d'alimentation en régime sinusoïdal* », **Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier, Février 1992**

[POR] D. Porras, « *Simulation numérique du système « décharge basse pression-alimentation électronique* », *analyse de l'influence de l'alimentation sur les caractéristiques de la décharge* », **Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier, N°3079 Octobre 1998**

[RIC] O.W. Richardson, “*Thermionic phenomena and the law which govern them*”, **Nobel lecture, December 1929.**

[SFU] The Mathworks Inc, “*Simulink: Writing S-Function version 4*”, **November 2000**

[SOU] T.F. Soules, J.H. Ingold, A.K. Bhattacharya, R.H. Springer, “*Thermal model of the fluorescent lamp electrode*”, **Journal of the illuminating engineering society 18, N°2 p81-92 1989**

[STU] R.V. Stuart, G.K. Wehner, “*Sputtering yields at low bombarding ion energies*”, **Journal of applied physics, Vol 33, N°7, p2345-2352, 1962.**

[TET] E. Tetri, “*Effect of dimming and cathode heating on lamp life of fluorescent lamps*”, **Doctoral Dissertation of Helsinki University November 2001.**

[THA] R.N. Thayer, “*Thermal inertia lamp cathode testing*”, **US Patent 2,664,543 1953**

[TOM] H. Tomioka, T. Higashi, K. Iwana, “*A study of mercury consumption in fluorescent lamps*”, **LS7 Kyoto Japan August 1995 p323-324.**

[TOU] Y.S. Touloukian, C.Y. Ho, “*The thermophysical properties of matter vol 1*”, **New York:Plenum Data Corporation, p415-423, 1970**

[TOU1] Y.S. Touloukian, C.Y. Ho, “*The thermophysical properties of matter vol 4*”, **New York:Plenum Data Corporation, p264-267, 1970**

BIBLIOGRAPHIE

[TOU2] Y.S. Touloukian, C.Y. Ho, “*The thermophysical properties of matter vol 5*”, **New York:Plenum Data Corporation, p42-44, 1970**

[TOU3] Y.S. Touloukian, C.Y. Ho, “*The thermophysical properties of matter vol 8*”, **New York:Plenum Data Corporation.**

[TUN] www.ktf-split.hr/periodni/fr/w.html

[UET] T. Uetsuki, “*Influence of the operation frequency in the vicinity of the cathode*”, **IEEE Industry Application Society 2003 Electrode tutorial, October 2003.**

[VAN]: W.J. Van Den Hoek.“*Electrode aspects of fluorescent lamps*”. **IEEE Industry Application Society 2003 Electrode tutorial, Salt Lake City October, 2003.**

[VERH] P.W.C. Verhees, “*Mercury consumption in fluorescent lamps*”, **LS5 York England September 1989 L105.**

[VERV] W. Verweij, “*Probe measurements in the positive column of low-pressure mercury argon discharges*”, **Physica 25, p980-987, 1959**

[VRE] L.E. Vrenken, T.H. de Vette, R.W. van der Wolf.“*Short term initial lumen depreciation in fluorescent lamp*”. **Illum. Engng, p 59, Vol 59, 1964.**

[WAM] R.G. Wamsley, J.E. Lawler, J.H. Ingold, L. Bigio, V.D. Roberts, “*Absorption spectroscopy on the Hg+ and excited Hg in Hg-Ar discharges*”, **Appl. Phys. Lett 57, p2416 1990**

[WAT] Y. Watanabe, S. Murayama, “*Cathode fall characteristics of fluorescent lapps under high-frequency operation*”, **Japanese Journal of Applied Physics 32, Pt.1, N°8 1993.**

[WAT1] Y. Watanabe, “*Dependency of cathode temperature on operation frequencies in fluorescent lamps*”, **Journal of the illuminating engineering society 24, N°1 p48-57 1995**

[WAY] J.F. Waymouth, “*Electric discharge lamps*”, **Cambridge and London M.I.T press 1971**

[WAY1] J.F. Waymouth, “*The glow to arc transition*”, **Journal of the illuminating engineering society, Summer 1987, p166-180**

BIBLIOGRAPHIE

[WAY2] J.F. Waymouth, “*Pulse technique for probe measurements in gas discharge*”, **Journal of applied physics**, vol 30, N°9, p1404-1412 September 1959

[WEA] Weast, R.C. editor, “*CRC Handbook of Chemistry and Physics*”, **Cleveland OH: The chemical Rubber Company:214 1972**

[WHA] D.O. Wharmby, “*Cathode heating rate and life prediction in fluorescent lamps*”, **LS10 Toulouse France 2004 p235-236**

[ZIS] G. Zisis, « *Analyse des transferts d'énergie dans l'hypothèse de plasmas à deux températures. Application aux décharges mercure a basse et haute pression* », **Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier, N°669 Mai 1990**

ANNEXES I

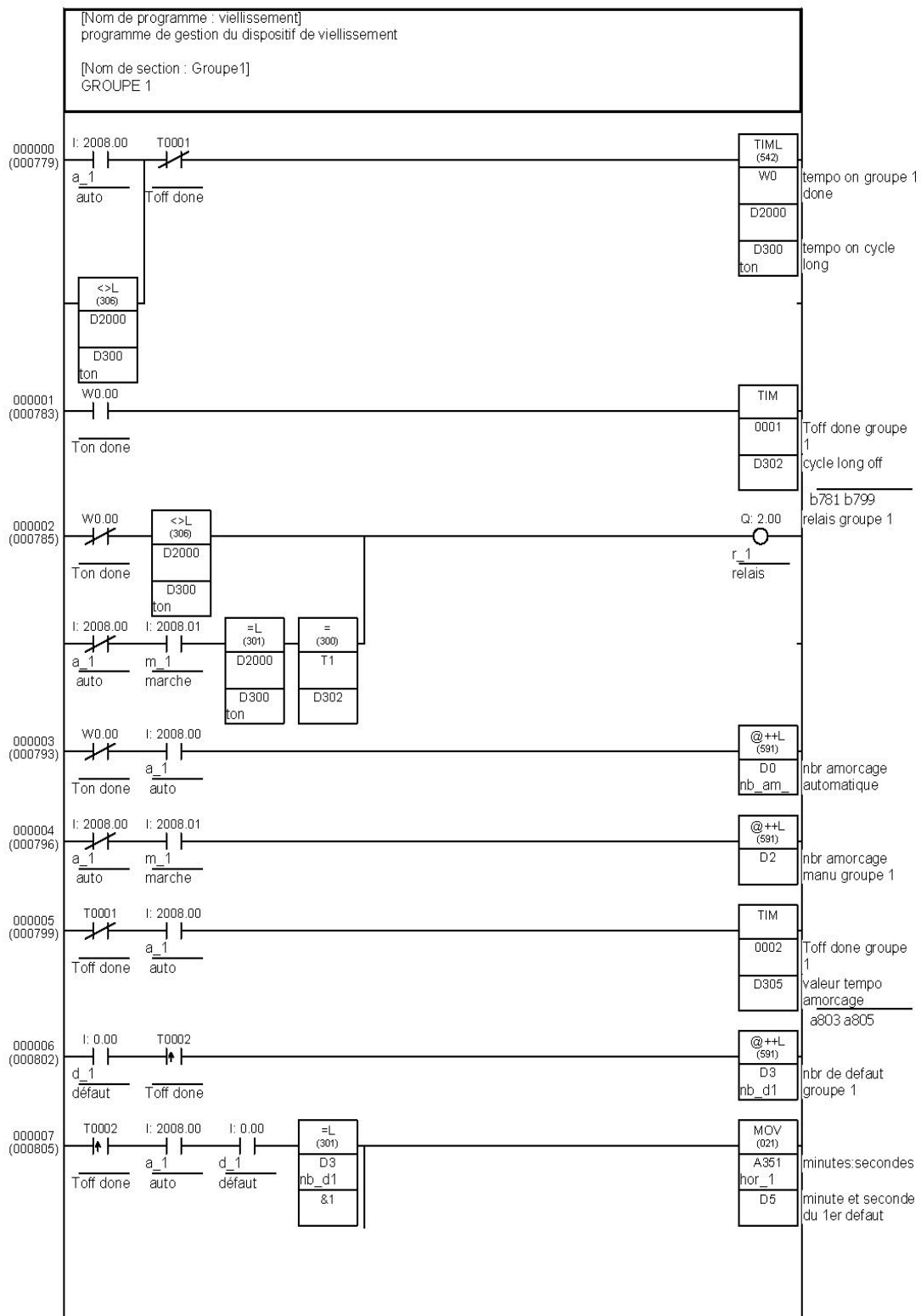
Programme automate :

-Cycle long

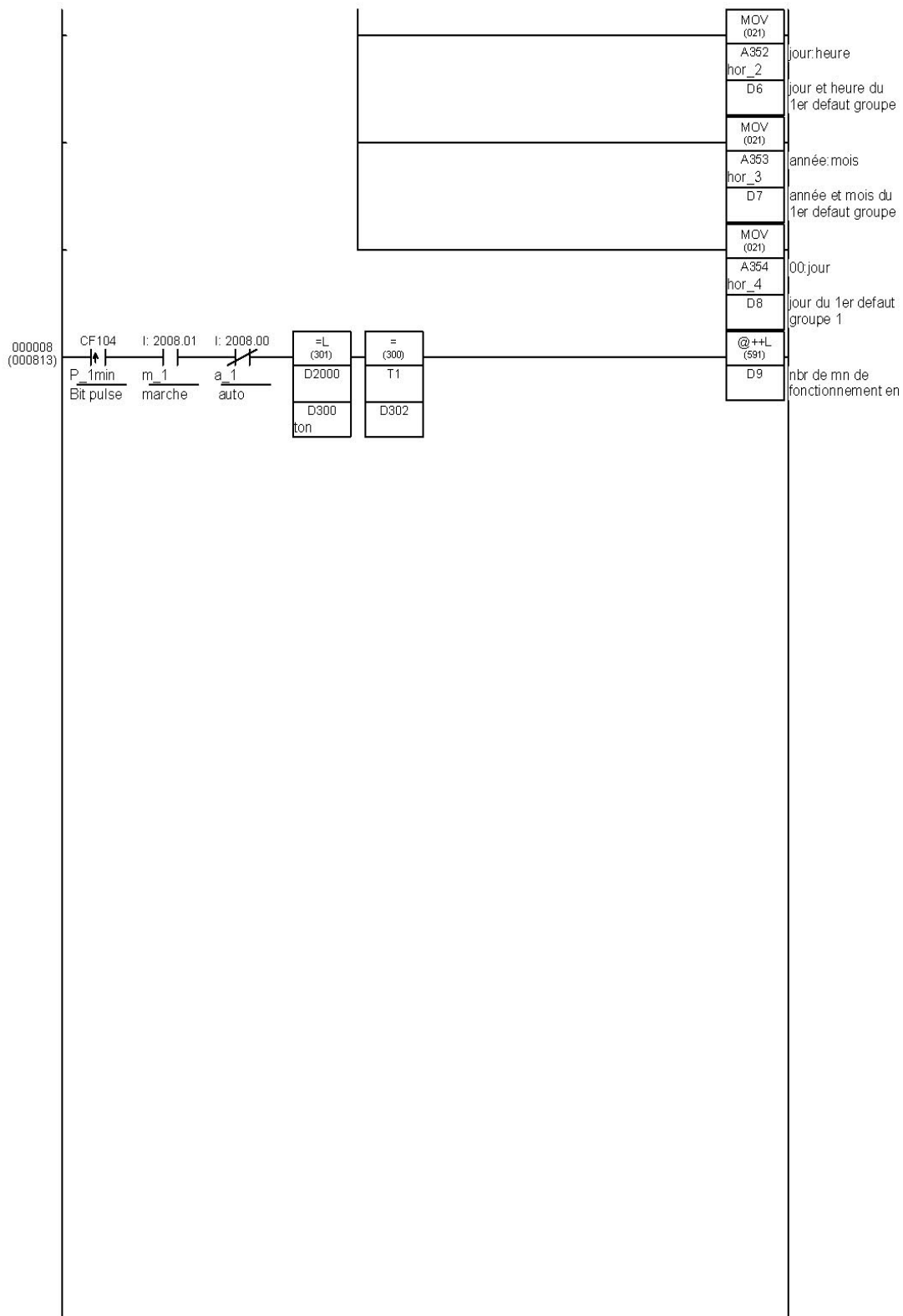
-Cycle court

-Table des mnémoniques et adresses

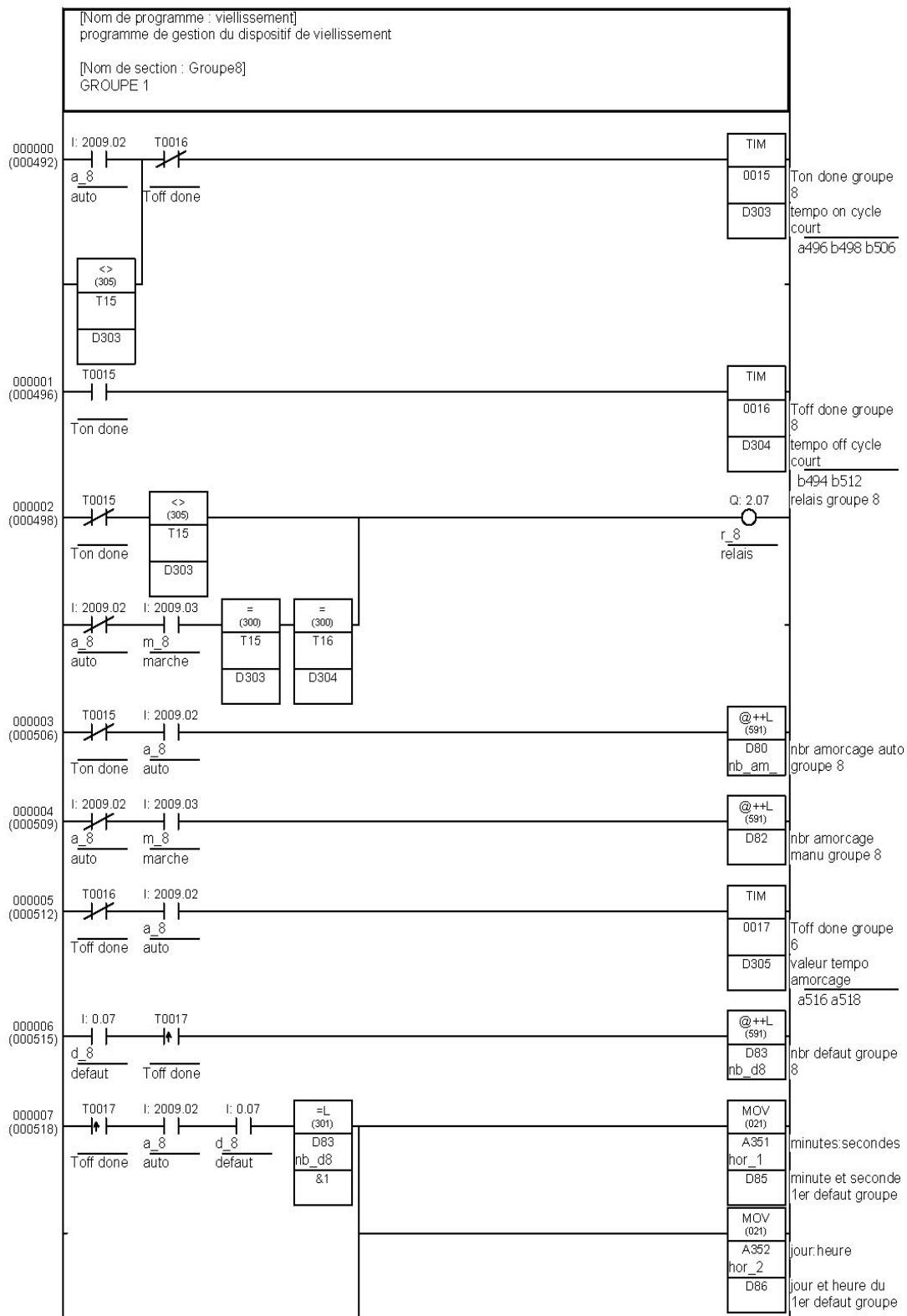
exemple d'un cycle long



exemple d'un cycle long

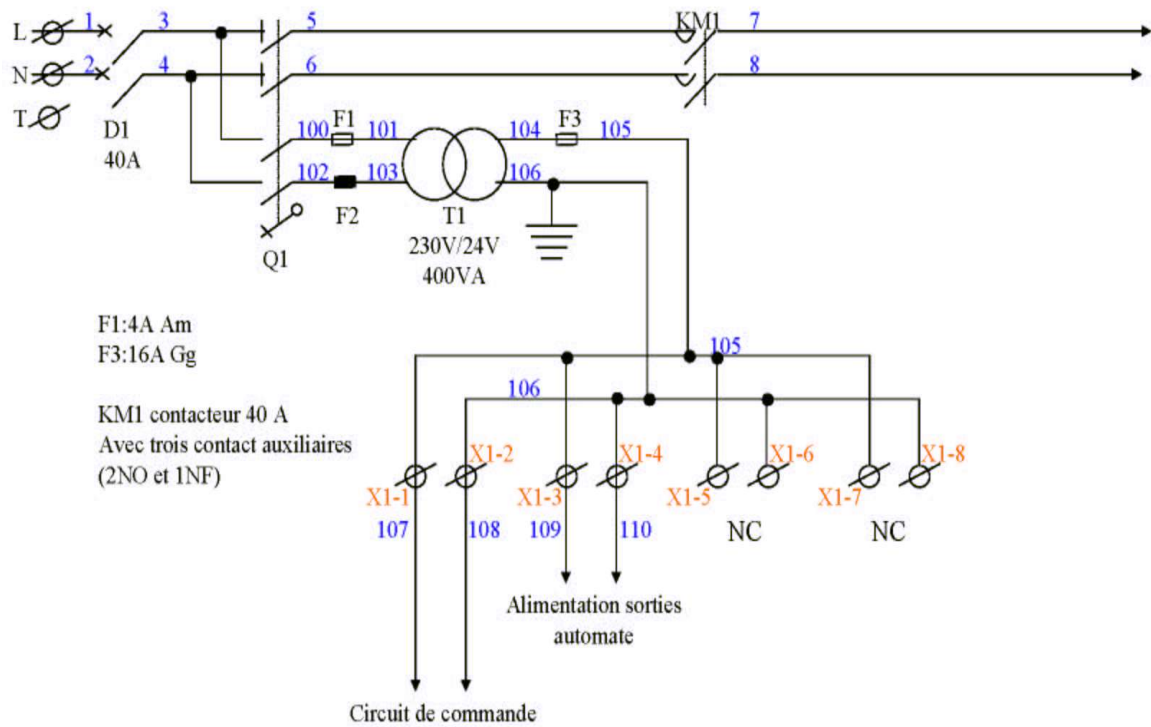
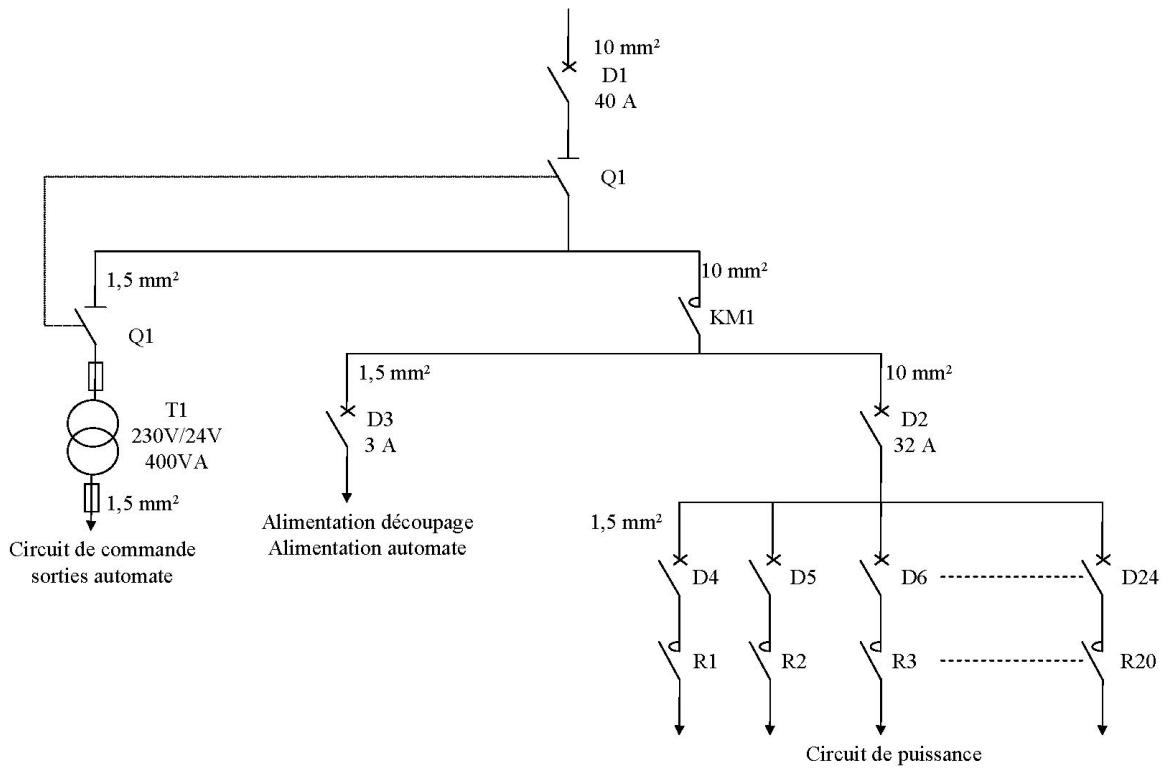


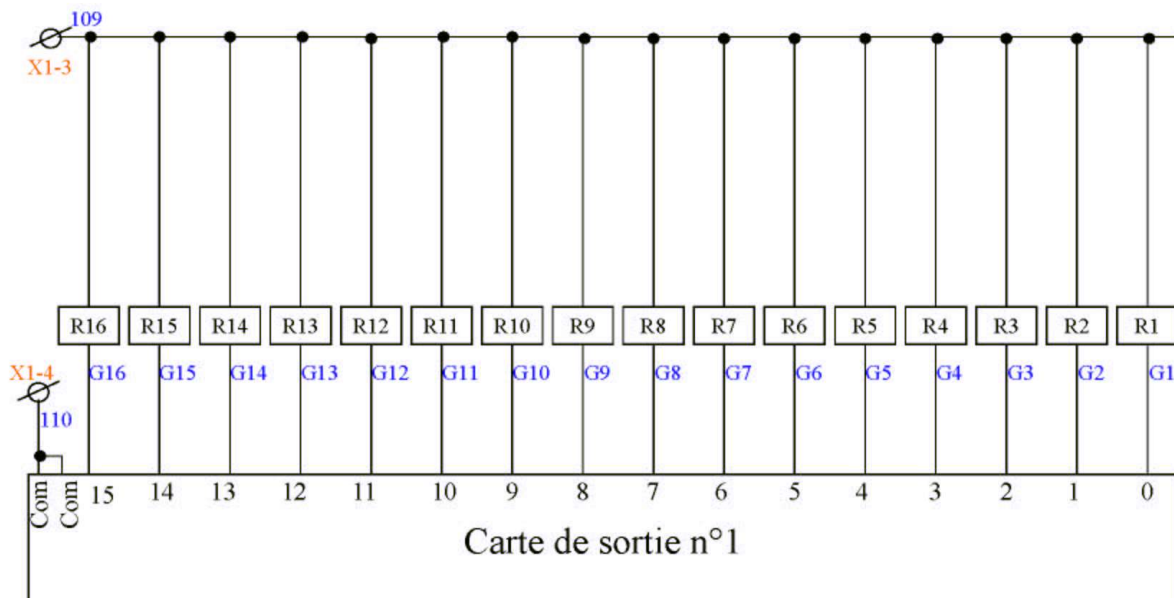
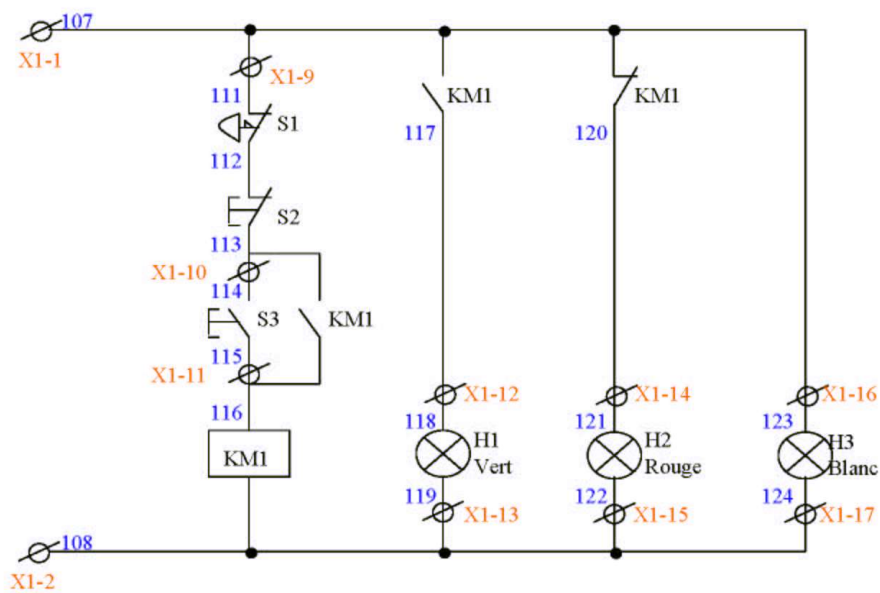
exemple d'un cycle court

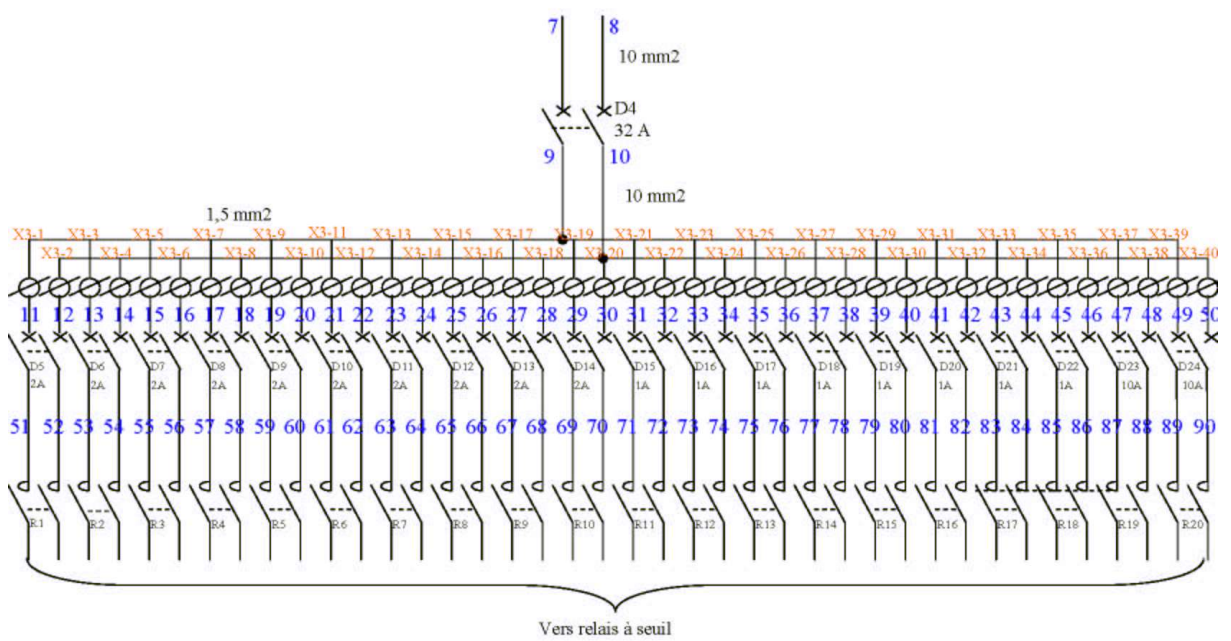
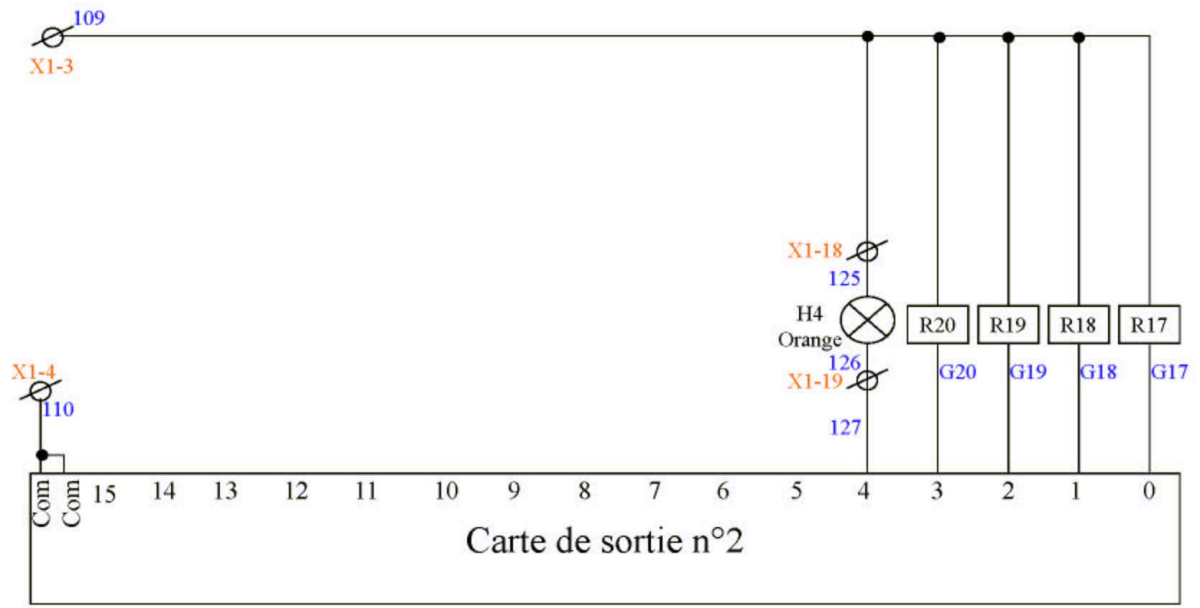


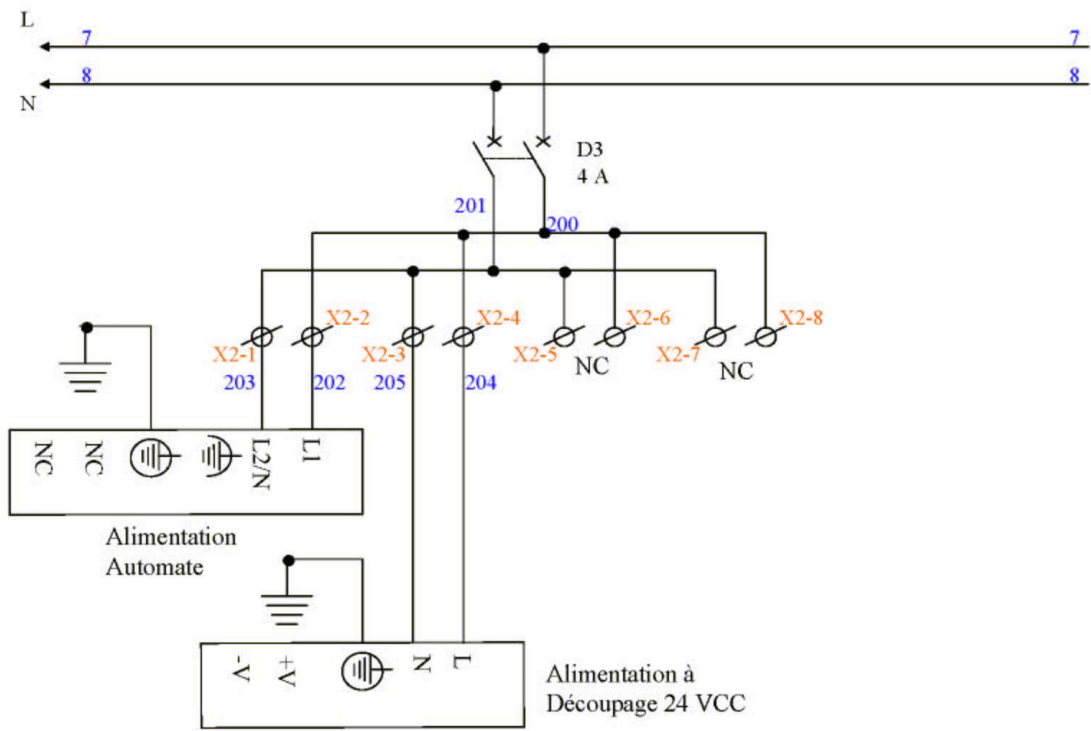
ANNEXES II

Schéma de câblage de l'armoire électrique :

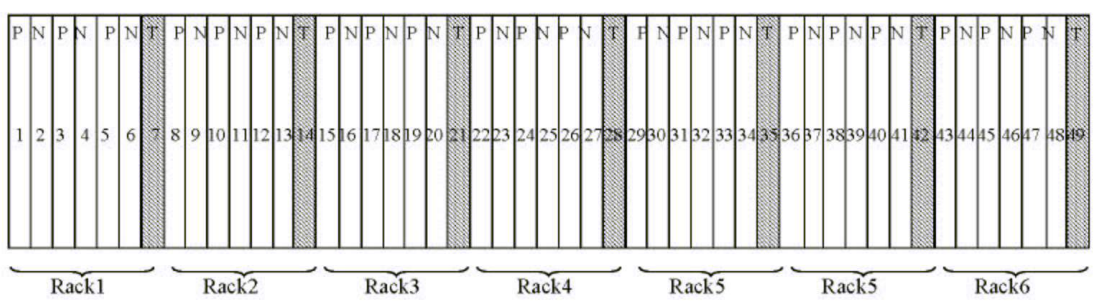




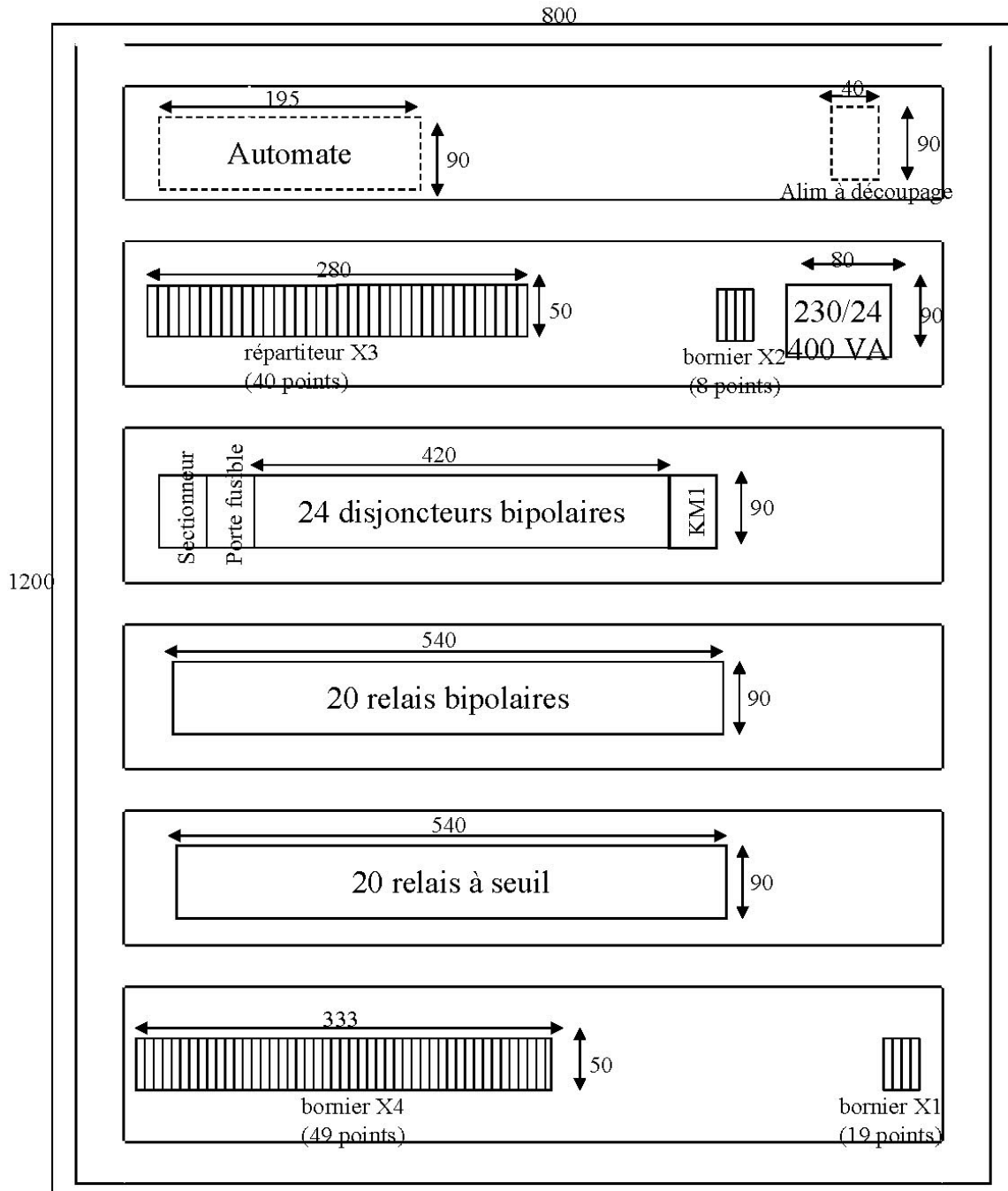




Bornier de sortie armoire X4



Implantation des éléments



Disposition face avant

