



HAL
open science

Caractérisation théorique du plasma lors de l'application d'un courant impulsionnel : application à l'allumage des moteurs

Malyk Benmouffok

► **To cite this version:**

Malyk Benmouffok. Caractérisation théorique du plasma lors de l'application d'un courant impulsionnel : application à l'allumage des moteurs. Plasmas. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2016. Français. NNT : 2016TOU30159 . tel-01581365

HAL Id: tel-01581365

<https://theses.hal.science/tel-01581365>

Submitted on 4 Sep 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Présentée et soutenue par :

Malyk Benmouffok

Le mercredi 23 mars 2016

Titre :

Caractérisation théorique du plasma lors de l'application d'un courant
impulsionnel : application à l'allumage des moteurs

ED GEET : Ingénierie des PLASMAS

Unité de recherche :

LAPLACE - UMR5213

Directeur(s) de Thèse :

Jean-Jacques Gonzalez, Directeur de recherche, CNRS, Toulouse
Pierre Freton, Maître de conférences, Université Toulouse III

Rapporteurs :

Pierre Vervisch, Directeur de recherche, CNRS, Rouen
Jean-Marc Bauchire, Professeur, Université d'Orléans

Autre(s) membre(s) du jury :

Philippe Teulet, Professeur, Université Toulouse III
Christophe Laux, Professeur, Ecole Centrale Paris
Hans-Joachim Nuglisch, Docteur, Continental Automotive France SAS

« Villardonnell, petit village et grand bordel... »

De nous!

A mes parents, A ma sœur,

A Camille,

A mes grands-parents (L&F Alaux),

A la mémoire de Dada et Nana (M&Y Benmouffok),

A tous ceux qui me sont chers...

Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé au sein de l'équipe Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques (AEPPT) du Laboratoire PLAsma et Conversion de l'Energie (LAPLACE) à Toulouse dans le cadre d'une Convention Industrielle de Formation à la REcherche (CIFRE) avec l'entreprise CONTINENTAL AUTOMOTIVE FRANCE SAS, également basée à Toulouse.

Je souhaiterai adresser en premier lieu mes remerciements aux membres du jury qui ont accepté de rapporter et d'examiner mon travail :

A Monsieur Philippe Teulet, Professeur à l'université Paul Sabatier, Toulouse, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ma thèse. Il a également été d'une aide précieuse et fait preuve d'une grande disponibilité tout au long de ma thèse. Pour tout cela, je te remercie Philippe.

A Messieurs Pierre Vervisch, Directeur de recherche au CNRS et Jean-Marc Bauchire, Professeur à l'Université d'Orléans, qui m'ont fait l'honneur de rapporter mon travail de thèse.

A Monsieur Christophe Laux, Professeur à l'Ecole Centrale de Paris, qui m'a fait l'honneur d'examiner mon travail de thèse.

Ensuite, je remercie mes deux directeurs de thèse, Jean-Jacques Gonzalez, Directeur de recherche CNRS, et Pierre Freton, Professeur à l'Université Paul Sabatier, pour avoir dirigé mes travaux et m'avoir soutenu durant toutes ces années. Vous m'avez permis de réaliser ma thèse dans d'excellentes conditions. Je vous remercie sincèrement de tout ce que vous avez pu m'apporter et je tâcherai d'en faire bon usage. Je remercie également l'ensemble des membres de l'équipe AEPPT et du laboratoire pour leur accueil et leur aide à chaque fois que j'en ai eu besoin. Je salue et je remercie également Mathieu Masquère pour sa gentillesse et son soutien.

Je remercie le Dr. Hans-J. Nuglisch pour son implication dans mon travail de thèse et ses précieux conseils qui m'ont permis de toujours avancer et de me poser les bonnes questions.

Je salue et je remercie mes deux compagnons de galère avec qui j'ai passé d'excellents moments et avec qui j'ai aussi partagé les moins bons. Merci à vous deux. J'ajouterai également Enzo, avec qui j'ai partagé un bout de chemin (et parfois plus!) et à qui je souhaite le meilleur ! Je salue les docteurs et futurs docteurs que j'ai pu croiser durant ces années!

Un clin d'œil à mes amis de longue date Carol, Eric, Erma, Mike et Sergey, à R. Pasqua Céline et Étienne, et à tous les autres (Philou, Popo, Palko, Pelle Pelle, Hard ...)

Enfin, je remercie mes parents pour leur soutien sans faille et leurs sacrifices qui m'ont permis de réaliser ces belles études. Je remercie ma sœur, parce que c'est ma sœur et parce que G., et mes grands parents pour leurs encouragements et leur bienveillance.

Je remercie, et le mot est faible, celle qui m'a soutenue et supportée, en garde alternée avec mes parents, durant tout ce temps! J'en profite aussi pour remercier ta famille pour tout.

Caractérisation théorique du plasma lors de l'application d'un courant impulsionnel : application à l'allumage des moteurs

Résumé :

Le contexte économique et écologique difficile ainsi que la réglementation en matière d'émissions de CO₂ poussent les industriels de l'automobile à améliorer les moteurs à allumage commandé. L'une des voies d'amélioration envisagées est l'admission de mélanges pauvres ou fortement dilués par des gaz d'échappement (EGR) dans la chambre de combustion. La difficulté de ce type de fonctionnement est l'initiation de l'allumage. Afin de pallier ce problème, les systèmes d'allumage sont étudiés et tout particulièrement l'étincelle. Cette décharge est à l'origine de l'apparition d'un plasma et la compréhension des mécanismes impliqués dans le transfert d'énergie entre ce plasma et le gaz réactif environnant est essentielle.

Ce travail s'intéresse à la modélisation de l'étincelle dans sa phase d'arc électrique afin de pouvoir prédire le comportement hydrodynamique de l'arc et la propagation de l'onde de choc. Les modèles transitoires bidimensionnels ou tridimensionnels utilisés sont basés sur le logiciel @ANSYS Fluent couplé à des fonctions utilisateurs développées au sein de l'équipe AEPPT. Ils s'appuient dans un premier temps sur la littérature afin de comprendre le comportement général de la décharge, puis sur des configurations expérimentales utilisées dans le cadre du projet ANR FAMAC.

Les simulations sont dans un premier temps et en majorité réalisées dans l'air sur des configurations simplifiées de type pointe-pointe afin de valider le modèle. Ensuite, une étude est faite dans une configuration de réacteur où l'arc est généré entre les bornes d'une bougie d'allumage. Le modèle permet de démontrer le rôle de chacun des paramètres initiaux des simulations ainsi que leur impact sur l'écoulement du plasma. L'influence de la prise en compte du champ magnétique est montrée dans le cadre d'un arc impulsionnel nanoseconde. Enfin, le modèle a permis de montrer le rôle d'un écoulement laminaire latéral en direction d'une décharge de type conventionnelle générée par une bobine d'allumage Audi. L'ensemble de ces résultats pourront être le point de départ d'une étude énergétique sur les systèmes d'allumage ainsi que d'une réflexion concernant la compréhension de l'initiation de la combustion.

Mots clés : Plasma, simulation MHD, étincelle, allumage, conditions initiales

Theoretical characterization of plasma during application of pulsed current profile: application to the ignition of engines

Summary:

The economic/ecological context and the CO₂ regulation by the “euro” standards lead the automotive industry to improve the spark ignited engines. A way of improvement is the admission of a lean mixture or of a diluted mixture by recirculation of exhaust gases in the combustion chamber. The main difficulty in these conditions is to start the combustion. To overcome this problem, the ignition systems are studied and more particularly the spark. This discharge leads to the apparition of plasma and the understanding of the energy transfer mechanisms between this plasma and the reactive mixture is essential.

This work is focus on the modeling of a spark during its electrical arc phase in order to predict the hydrodynamic behavior of the arc and the shock wave propagation. The 2D and 3D transient models are based on ANSYS Fluent coupled with user defined functions developed by the AEPPT team. First, the simulation is based on data from literature review in order to understand the general behavior of the discharge. Then, the model uses experimental configuration developed during the ANR FAMAC project.

Simulations are mainly realized in air using simplified configurations (pin-to-pin configurations) in order to valid the model. Then, a study is done in a vessel configuration using real sparkplug geometry. This model allows us to show the role of each initial parameter as well as their impact on the plasma flow. The magnetic field influence is also determined for a nanosecond arc discharge. Finally, the model is used in order to determine the role of a cross flow on a discharge generated by a conventional Audi ignition coil. All these results could be the beginning of an energetic study on ignition systems and could lead to a discussion on the understanding of initiation of the combustion process.

Key words: Plasma, MHD simulation, spark, ignition, initial conditions

Table des matières

Introduction	3
I. Chapitre I – Généralités et état de l’art.....	9
<i>I.1. Généralités sur les moteurs</i>	<i>9</i>
I.1.1. Les moteurs à combustion interne	9
I.1.2. Autres types de moteurs.....	9
I.1.3. Domaine d’utilisation et contraintes	10
I.1.4. Cycle Beau de Rochas - Fonctionnement d’un moteur à allumage commandé 4 temps	10
I.1.5. Systèmes d’allumage standards.....	15
I.1.6. Formation du mélange.....	15
I.1.7. Système EGR et dilution.....	16
<i>I.2. Etat de l’art de l’allumage commandé</i>	<i>16</i>
I.2.1. L’allumage laser	17
I.2.2. L’allumage par décharge couronne	17
I.2.3. L’allumage par décharge nanoseconde	17
I.2.4. L’allumage par étincelle	17
<i>I.3. Phase de propagation des électrons (streamer)/Phase de claquage</i>	<i>20</i>
<i>I.4. Phase d’arc électrique.....</i>	<i>22</i>
I.4.1. L’arc.....	22
I.4.2. Présentation des auteurs et principaux résultats.....	23
I.4.3. Généralités sur les phénomènes liés à la simulation MHD de l’étincelle.....	25
I.4.4. Conditions initiales.....	29
I.4.5. Bilan.....	31
<i>I.5. La phase de glow</i>	<i>33</i>
II. Chapitre II – Mise en place du modèle.....	37
<i>II.1. Le modèle.....</i>	<i>38</i>
II.1.1. Hypothèses.....	38
II.1.3. Equations	41
II.1.4. Conditions limites	43
II.1.5. Maillage, pas de temps et schémas numériques.....	44
II.1.6. Conditions initiales.....	44
II.1.7. Banques.....	44

<i>II.2. Etude dans la configuration de C. Zaepffel</i>	45
II.2.1. Analyse générale de la décharge	45
II.2.2. Eléments de comparaison avec le modèle	47
II.2.3. Eléments de comparaison avec l'expérience.....	50
II.2.4. Discussion sur les conclusions de C. Zaepffel	51
II.2.5. Nos conclusions.....	58
<i>II.3. Comparaison avec R. Maly</i>	60
II.3.1. Résultats de R. Maly.....	60
II.3.2. Rappel du modèle et domaine de calcul	62
II.3.3. Résultats de la comparaison	64
II.3.4. Discussions	68
III. Chapitre III Arc nanoseconde	71
<i>III.1. Obtention des données pour la simulation</i>	72
III.1.1. Présentation du système d'allumage	72
III.1.2. Données expérimentales disponibles.....	73
<i>III.2. Estimation de la pression initiale</i>	81
III.2.1. Détermination théorique de la pression	81
III.2.2. Détermination expérimentale de la pression	85
<i>III.3. Présentation des conditions de simulation</i>	88
III.3.1. Géométrie/maillage	88
III.3.2. Profil de Courant	89
III.3.3. Définition des conditions initiales.....	90
<i>III.4. Résultats</i>	91
III.4.1. Premier cas : étude sans prise en compte de la phase streamer.....	91
III.4.2. Second cas – Prise en compte de la phase de streamer.....	95
III.4.3. Troisième cas - Influence de la pression initiale déterminée théoriquement	100
<i>III.5. Conclusions</i>	102
IV. Chapitre IV – Premiers pas vers l'application	105
<i>IV.1. Simulation d'une décharge arc nanoseconde dans un mélange air propane</i>	106
IV.1.1. Rappel concernant le modèle.....	106
IV.1.2. Conditions initiales	107
IV.1.3. Résultats	108

<i>IV.2. Cinétique chimique dans le cas d'un mélange CHON</i>	113
IV.2.1. Description de la méthode	114
<i>IV.3. Etude dans le cas d'une configuration tridimensionnelle</i>	120
IV.3.1. Présentation de l'étude	120
IV.3.2. Présentation du dispositif calorimétrique SwRI	121
IV.3.3. Présentation du processus de quantification des pertes énergétiques.....	123
IV.3.4. Imperfection de l'analyse	128
IV.3.5. Présentation du modèle 3D.....	130
<i>IV.4. Conclusions</i>	148
Conclusions et perspectives	153
Références	161
Annexes	169
<i>Annexe 1 – Propriétés</i>	169
<i>Annexe 2 – résultats préliminaires – simulation 2D – Arc nanoseconde</i>	175
<i>Annexe 3 – Schéma cinétique CHON</i>	179

Introduction

Introduction

L'introduction de nouvelles normes européennes oblige depuis le début des années 90, les constructeurs et les équipementiers automobiles à améliorer de manière importante la performance des véhicules motorisés afin de lutter contre les rejets polluants, les gaz à effet de serre et la diminution des ressources en énergie fossile.

En Europe, la réglementation de l'union européenne impose que les rejets de CO₂ soient inférieurs à 95g.km⁻¹ à l'horizon 2020. Afin d'atteindre ces objectifs un certain nombre d'améliorations ont vu le jour.

Ces améliorations visent essentiellement les moteurs à allumage commandé qui, en plus de présenter l'avantage d'avoir un plus faible coût que les moteurs à allumage par compression notamment en termes de systèmes de dépollution, vont représenter une part importante du marché mondial pour les véhicules d'ici à 2020.

La tendance en Europe, concernant les moteurs à allumage commandé, est à l'application du « downsizing ». Cela consiste à réduire la cylindrée du moteur tout en conservant une puissance équivalente. Afin de garantir un taux d'émissions de CO₂ respectant la réglementation, d'autres améliorations ont été développées et couplées au « downsizing ». La principale concerne l'utilisation et la recirculation des gaz d'échappement « EGR » en complément du mélange d'air et de carburant dans le cylindre du moteur. L'inconvénient de ce procédé est qu'il est plus difficile d'initier la combustion du mélange lorsque ce dernier est dilué avec des gaz d'échappement.

Un des verrous identifié est l'initiation de la combustion pour une large gamme de taux de dilution du mélange avec des gaz d'échappement afin de garantir la stabilité du moteur et un respect des normes d'émissions.

Afin de pallier à ce problème et de pouvoir augmenter le taux de dilution du mélange, il est donc nécessaire d'améliorer les systèmes d'allumage. Pour ce faire, il est important de maîtriser l'ensemble des processus de la chaîne : du système d'allumage à la combustion du mélange réactif en passant par l'étincelle.

C'est dans cette optique de compréhension de tous les phénomènes intervenants dans la chaîne d'allumage qu'a été créé le projet : Fondamentaux d'Allumage pour les Moteurs à Allumage Commandé (FAMAC).

Ce projet de recherche, financé par l'Agence Nationale de la Recherche, regroupe 6 partenaires différents acteurs de la recherche académique et un industriel. Le but de ce projet est d'acquérir une compréhension et une maîtrise des processus fondamentaux de chaque étape conduisant à l'allumage dans les moteurs à allumage commandé.

Ainsi, le projet FAMAC regroupe des experts de la combustion et des plasmas avec les laboratoires EM2C, CORIA, CERFACS et l'IFPen. Le laboratoire LAPLACE, par l'intermédiaire de l'équipe Arc Electriques et Procédés Plasmas Thermiques (AEPPT), apporte son savoir-faire et sa

connaissance sur les plasmas thermiques. Les partenaires sont coordonnés par l'entreprise Continental AF.

Ensemble, ils caractérisent et étudient les mécanismes fondamentaux de l'allumage en :

- quantifiant l'impact des paramètres électriques sur les propriétés du plasma généré par l'étincelle d'allumage.
- déterminant quels sont les mécanismes du transfert d'énergie depuis le plasma vers le gaz environnant.
- étudiant le rôle de chacune des phases de l'étincelle dans l'initiation et la physique de la combustion.
- caractérisant les effets de la turbulence sur le transfert de chaleur et sur la combustion.
- Mais aussi, en quantifiant l'effet de l'aérodynamique et la sensibilité de l'allumage aux conditions réelles d'un moteur, l'effet du taux de dilution du mélange ainsi que l'impact du diluant (air ou air/gaz d'échappement)...

Pour cela une approche systémique a été développée. La première étape a porté sur l'étude de la combustion dans un monocylindre. Dans cette étape menée par l'IFPEN, une étude expérimentale paramétrique sur les systèmes d'allumage a permis de mettre en avant le rôle important de la quantité d'énergie délivrée par les systèmes d'allumage.

En parallèle de cette étude, les besoins de simulations à la fois pour les modèles de combustion mais également pour la compréhension de l'expansion de l'onde de choc et des mouvements hydrodynamiques ont été définis. Il en a résulté la définition d'une configuration simplifiée de type pointe-pointe commune à l'ensemble des partenaires, sur laquelle allaient être menées les campagnes de mesures mais également les simulations numériques.

L'objectif final est le développement potentiel d'un système d'allumage innovant résultant de l'ensemble des résultats et des conclusions du projet.

Le travail de l'équipe AEPPT consistait à identifier les paramètres clés nécessaires à la simulation de l'étincelle en étroite collaboration avec les partenaires du projet FAMAC. Ensuite, des confrontations de résultats expérience/modèle sur une configuration simplifiée devaient permettre de valider le modèle développé en vue d'une extension de l'utilisation à une configuration plus complexe.

Lors de l'apparition de l'étincelle, un plasma thermique est généré entre les bornes des électrodes. L'équipe AEPPT possède une expérience forte dans la modélisation des plasmas thermiques qui a pu être mise en œuvre dans de nombreux systèmes ou applications telles que la découpe plasma, la soudure ou bien les disjoncteurs basse et haute tensions. Elle a également développé son expertise au travers d'études sur des arcs impulsionnels notamment le domaine du « tracking » ou du foudroiement d'un avion en vol. C'est, cependant, la première fois qu'elle est sollicitée pour une application automobile.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans le cadre du projet FAMAC et des tâches attribuées à l'équipe AEPPT. Le manuscrit est découpé de la façon suivante :

Le chapitre I est divisé en trois parties. La première traite de généralités sur les moteurs afin de bien situer le contexte de l'étude. Ensuite, un état de l'art des systèmes d'allumage commandé est présenté avant de s'intéresser plus en détail à l'étincelle. La dernière partie du chapitre concernera la phase d'arc qui a fait l'objet d'études numériques dans la littérature. Nous étudierons les travaux des principaux auteurs afin d'identifier les besoins de la simulation MHD sur cette phase en terme de condition initiales, de conditions limites et de données d'entrée.

Le chapitre II concerne la mise en place du modèle. Après avoir présenté le modèle que nous avons développé et utilisé, nous nous intéressons aux travaux de deux auteurs de la littérature : C. Zaepffel et R. Maly. Nous comparerons les résultats de notre modèle avec ceux qu'ils ont obtenus. Ce travail permettra d'identifier clairement les paramètres importants de la simulation ainsi que de comprendre leur impact sur la décharge.

Le chapitre III est consacré à la validation du modèle développé dans la configuration simplifiée utilisée dans le cadre du projet FAMAC. Ce modèle est transitoire et bidimensionnel. La décharge étudiée est de type arc nanoseconde et dure 700nanosecondes. Nous expliquons comment à partir des données expérimentales nous avons initialisé la décharge dans notre modèle. Pour finir, nous confronterons les résultats obtenus tels que l'évolution temporelle de la température, ou la position de l'onde de pression avec les résultats expérimentaux. Une attention particulière sera portée sur l'énergie mise en jeu dans chaque simulation.

Le chapitre IV est basé sur l'utilisation de l'outil mis en place. Il est divisé en trois parties. La première est une étude en deux dimensions du comportement de la décharge d'arc nanoseconde dans un mélange d'air et de propane. Nous montrons les différences de comportement de la décharge suite au changement de gaz. La seconde partie concerne la mise en place d'un modèle de cinétique chimique. Après avoir présenté le schéma cinétique, nous expliquons comment déterminer le pas d'avancement de la simulation en vue d'un éventuel couplage du modèle de cinétique chimique avec un modèle MHD. La dernière partie de l'étude consiste en une étude tridimensionnelle d'une décharge dans une configuration se rapprochant de l'application de l'allumage. La décharge est générée entre les bornes des électrodes d'une bougie d'allumage. Nous montrons l'impact de cette nouvelle géométrie sur la décharge. Pour finir, nous imposons à la décharge un écoulement transversal de façon à étudier l'influence que ce dernier pourrait avoir sur la décharge.

Chapitre I

I. Chapitre I – Généralités et état de l'art

I.1. Généralités sur les moteurs

Historiquement, les moteurs à combustion interne, dont le principe est de transformer directement à l'intérieur du moteur l'énergie thermique en énergie mécanique, datent de 1876 avec le développement du premier moteur à allumage commandé par Otto [1]. Quelques années plus tard, Diesel inventa le premier moteur à allumage par compression (1892). Depuis ce temps, les moteurs n'ont cessé de se développer technologiquement. La maîtrise des processus de combustion pour chacun de ces moteurs s'est améliorée et s'est adaptée aux contraintes des époques. Aujourd'hui, les contraintes sont de deux types : économiques et écologiques. Depuis plusieurs années, la lutte pour la réduction des émissions de polluants et de gaz à effet de serre n'a cessé de s'accroître, obligeant les constructeurs à adapter leurs moteurs aux nouvelles réglementations. Les chocs pétroliers et la crise économique impactent également l'industrie automobile et l'obligent à s'adapter. Ainsi, il s'avère important de développer des moteurs économes en carburant.

La première partie de ce chapitre est consacrée à des généralités sur les moteurs à combustion interne, une attention particulière est portée aux moteurs à allumage commandé. Par la suite, les systèmes d'allumage commandé « non conventionnels » sont évoqués. Enfin, les différentes phases de l'étincelle sont décrites avant l'état de l'art des modélisations magnétohydrodynamiques (MHD) des arcs électriques dans le cadre de l'allumage commandé.

I.1.1. Les moteurs à combustion interne

On distingue généralement deux types de moteur à combustion interne : le moteur à allumage commandé et le moteur à allumage par compression.

Moteur à allumage commandé

Dans le cas du moteur à allumage commandé, le mélange air/carburant est enflammé par une décharge électrique : l'étincelle de la bougie. Cette étincelle permet au mélange d'atteindre une température supérieure à sa température d'inflammation. En fait, l'étincelle initie une réaction en chaîne fortement exothermique : la combustion.

Moteur à allumage par compression

Dans le cas des moteurs à allumage par compression, le principe d'initiation de la combustion est différent. Le carburant est injecté dans la chambre qui contient de l'air. Cet air est préalablement comprimé dans la chambre. Cette compression entraîne une élévation de la température. Au contact de cet air chaud, le carburant s'enflamme instantanément fournissant l'énergie nécessaire au fonctionnement d'un moteur.

I.1.2. Autres types de moteurs

De nos jours, les moteurs à combustion interne ne sont plus les seuls sur le marché de l'automobile. D'autres types de moteur ont vu le jour. On peut citer les cas des véhicules 100%

électriques équipés d'un moteur électrique mais également les véhicules dits hybrides équipés à la fois d'un moteur thermique mais également d'un moteur électrique.

I.1.3. Domaine d'utilisation et contraintes

Les moteurs à combustion interne sont aujourd'hui utilisés dans un large domaine d'applications associées au transport (terrestre, maritime et aérien). Cependant, le moteur à allumage commandé est largement plus utilisé que le moteur diesel à travers le monde. En revanche, en Europe et plus particulièrement en France, le diesel reste le carburant le plus utilisé. Ceci est la conséquence d'une fiscalité moins importante sur ce type de carburant, autrefois dédié au monde agricole et industriel et que l'on retrouve aujourd'hui en majeure partie dans le parc automobile français.

Malgré tout, cette spécificité du marché français est amenée à disparaître du fait des nouvelles normes européennes et de la suppression de l'avantage fiscal dont bénéficiait le carburant diesel. En effet, l'application des normes dites Euro6 puis à l'horizon 2020 Euro7 va nécessiter l'installation de systèmes de dépollution supplémentaires sur les véhicules diesel. Ces installations ne vont faire que creuser un peu plus l'écart à l'achat entre un véhicule diesel et un véhicule essence. De plus, l'écart de prix au litre pour ces deux carburants est amené à se réduire, incitant ainsi le consommateur vers l'achat de véhicule essence.

C'est pour cela que les moteurs à allumage commandé font aujourd'hui l'objet de recherche afin d'en améliorer le rendement et d'en diminuer la consommation en carburant. Il existe au moins deux types de moteur à allumage commandé :

- Le moteur 4 temps que l'on retrouve principalement sur les motos de grosses cylindrées et les automobiles équipées d'un moteur à allumage commandé.
- le moteur 2 temps, équipant la grande majorité des outillages de jardin tels que les tondeuses à gazon mais également les cycles dont la cylindrée est inférieure à 50cm³.

Dans le cadre de ce travail, seuls les moteurs à allumage commandé 4 temps seront considérés.

I.1.4. Cycle Beau de Rochas - Fonctionnement d'un moteur à allumage commandé 4 temps

Le paragraphe qui va suivre est dédié au principe de fonctionnement des moteurs à 4 temps. Afin de mieux s'appropriier l'environnement des moteurs, il est nécessaire d'associer à la compréhension physique du fonctionnement, un vocabulaire technique et quelques ordres de grandeur. Le paragraphe suivant donnera les définitions importantes afin de bien comprendre l'enjeu de ce travail après avoir décrit la géométrie d'une chambre de combustion. Les 4 temps du moteur seront détaillés phase par phase afin d'en comprendre le fonctionnement.

La figure I.1.1 représente un schéma simplifié des principaux éléments et paramètres nécessaires à la compréhension du fonctionnement d'un moteur. Elle représente un cylindre ainsi que les voies d'admission et d'échappement des gaz. En bas, le vilebrequin est représenté de manière simplifiée ainsi que le sens de rotation et les angles associés :

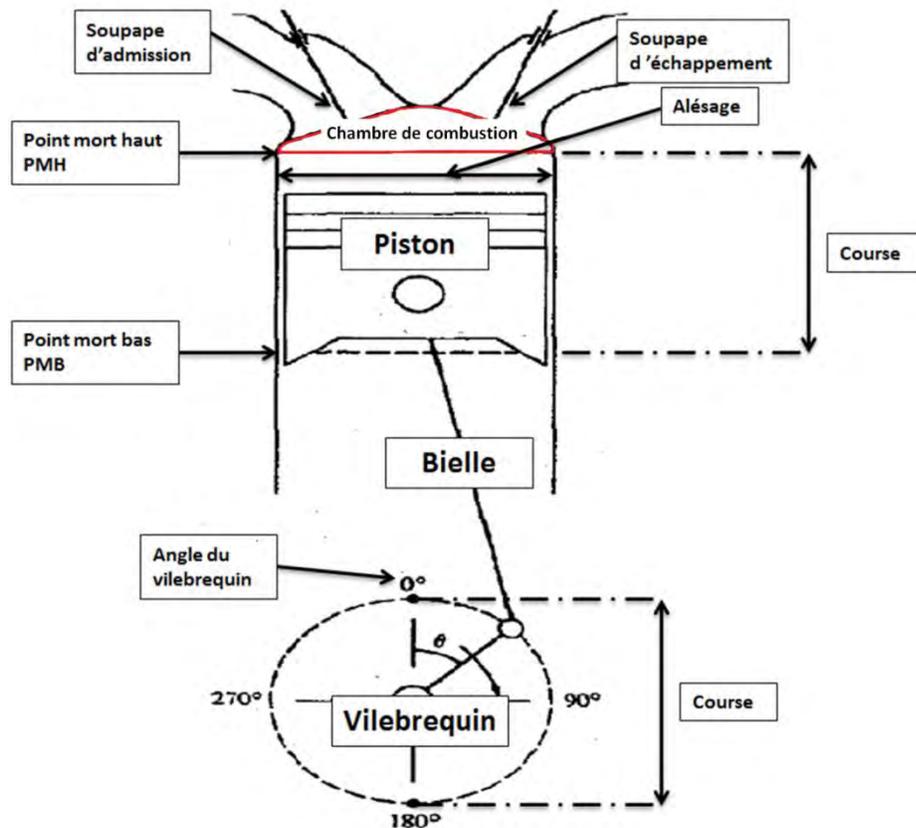


figure I.1.1 Schéma simplifié d'un cylindre [1].

Afin de bien comprendre ce schéma et plus généralement les paragraphes suivants, une liste non exhaustive de termes liés au moteur est proposée :

- *L'alésage* : il s'agit du diamètre du piston, généralement exprimé en mm.
- *La course* : il s'agit de la distance qui sépare le Point Mort Haut (PMH) et le Point Mort Bas (PMB). La course est généralement exprimée en mm.
- *La chambre de combustion* : il s'agit de la partie comprise entre le piston lorsque celui-ci se trouve au PMH et la culasse. La culasse est la partie métallique reposant sur l'ensemble du moteur, fermant ainsi les cylindres. C'est dans la chambre de combustion que va se produire l'étincelle puis la combustion du mélange.
- *Le vilebrequin* : le vilebrequin est un axe en rotation généralement situé dans la partie basse du moteur. L'énergie mécanique de translation des pistons, issue de la poussée générée par l'augmentation de la pression dans la chambre lors de la

combustion, est transformée en énergie mécanique de rotation au vilebrequin par l'intermédiaire des bielles. Cette énergie de rotation permet par la suite au véhicule d'avancer.

- *L'angle de vilebrequin* : il permet d'avoir une information complète sur l'état du moteur. Pour un angle donné, connaissant bien évidemment la spécification du moteur, on va pouvoir remonter à la position du piston et des soupapes par exemple. Un cycle moteur, correspondant à deux tours de vilebrequin, sera représenté de -360° (PMH) à 360° (PMH). L'angle 0° correspond à un point mort haut, celui intervenant à la fin de la phase de compression.
- *Le carburant* : dans le cas des moteurs à allumage commandé, le carburant est en général de l'essence (on retrouve également du Gaz de Pétrole Liquéfié, de l'alcool ou du Gaz Naturel de Ville). Le mélange de l'air et de ce carburant est essentiellement composé de molécules constituées de carbone, d'oxygène et d'hydrogène. La molécule généralement utilisée pour représenter le carburant est l'octane.
- *La richesse du mélange* : elle représente le rapport de la masse de carburant injectée sur la masse d'air injecté, le tout multiplié par le rapport stœchiométrique. Le rapport stœchiométrique est le rapport de la masse d'air et de carburant qui sont nécessaires pour obtenir une combustion complète. Une richesse supérieure à 1 implique donc un excès de carburant par rapport à la stœchiométrie, on parle alors de mélange riche. A l'inverse, un rapport inférieur à 1 signifie un défaut de carburant par rapport à la stœchiométrie et est appelé mélange pauvre.
- *La charge* : elle représente en quelque sorte la sollicitation du moteur et le couple fourni. A pleine charge, la quantité de carburant injectée dans la chambre sera plus importante qu'à faible charge. La charge est caractérisée par la pression moyenne effective qui représente le couple spécifique du moteur (couple par cylindre) ou le travail fourni par cylindre et par cylindrée [1].
- *L'avance à l'allumage* permet d'optimiser le déclenchement de la combustion par rapport au régime du moteur. Plus le moteur tournera vite, plus il est nécessaire de déclencher l'étincelle et donc la combustion tôt dans le cycle, avant le point mort haut.
- *Le taux de compression* : il est défini comme étant le rapport du volume maximal du cylindre auquel s'ajoute le volume de la chambre de combustion, le tout sur le volume de la chambre de combustion. Le volume maximal du cylindre comprend le volume du cylindre lorsque le piston est au point mort bas auquel s'ajoute le volume de la chambre de combustion. Pour les moteurs à allumage commandé, ce rapport est compris entre 8 et 12.
- *Cliquetis* : les cliquetis sont la conséquence d'un auto-allumage du mélange. Lorsque la flamme se propage, le mélange d'air et de carburant contenu devant le front de flamme subit une compression supplémentaire. Cette compression peut conduire à une auto-inflammation. Ce phénomène de combustion anormale peut endommager un moteur.

La partie qui va suivre, s'inscrit dans la continuité de la description du fonctionnement d'un moteur et concerne plus particulièrement la succession des phases d'un moteur 4 temps illustrées sur la figure I.1.2 :

- l'admission
- la compression
- l'allumage
- l'échappement des fumées

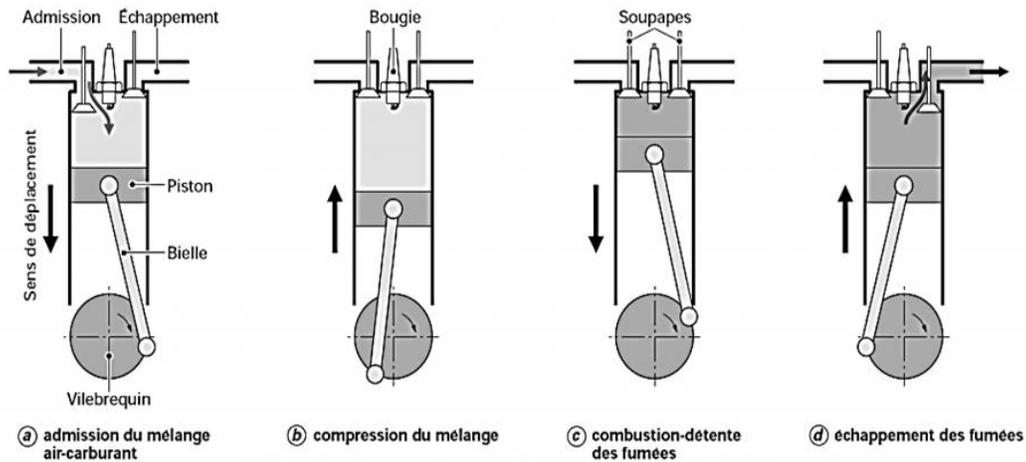


figure I.1.2 Schéma d'un cycle de combustion 4 temps – Cycle Beau De Rochas [2]

Ⓐ: L'admission consiste à aspirer le mélange air/essence dans la chambre de combustion. La soupape d'admission est ouverte permettant au mélange de rentrer. Le piston est en phase descendante, réalisant ainsi l'aspiration des gaz. Lorsque le piston a atteint sa position la plus basse, on dit qu'il est au point mort bas. Il est à noter que dans le cas de moteur à injection directe, le carburant est directement injecté dans la chambre. L'ouverture de la soupape est régie par une came.

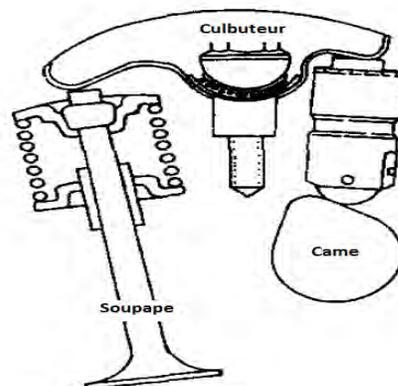


Figure I.1.3 Principe d'ouverture des soupapes avec une came [1].

La came est synchronisée avec le moteur par le biais d'un arbre à cames. Grâce à sa forme ovoïde, celle-ci va actionner soit l'admission en poussant sur le culbuteur qui lui, va mettre la soupape en position ouverte soit l'échappement suivant le même procédé. Ce système est représenté sur la figure I.1.3.

ⓐ: La compression se fait avec les soupapes d'admission et d'échappement fermées. Grâce à l'action du vilebrequin et de la bielle, le piston remonte et comprime le mélange.

ⓑ: L'allumage se fait avec une certaine avance sur le point mort haut, de manière à optimiser le travail fourni au piston par la montée en pression résultant de la combustion. L'étincelle enflamme le mélange et l'énergie dégagée est en partie transmise au piston puis au vilebrequin.

ⓒ: La dernière phase consiste à évacuer les gaz brûlés restants afin de pouvoir démarrer un nouveau cycle. Ces 4 phases sont à l'origine de l'appellation 4 temps de ce type de moteur.

La figure I.1.4 permet également de visualiser le fonctionnement en cycle d'un moteur tout en fournissant des ordres de grandeur. Sur la courbe du haut, le trait discontinu représente la pression dans le cas où le moteur est entraîné sans combustion. La pression atteint au PMH environ 10bar. Le trait continu représente quand à lui l'évolution de la pression en fonction de l'angle du vilebrequin en présence de combustion.

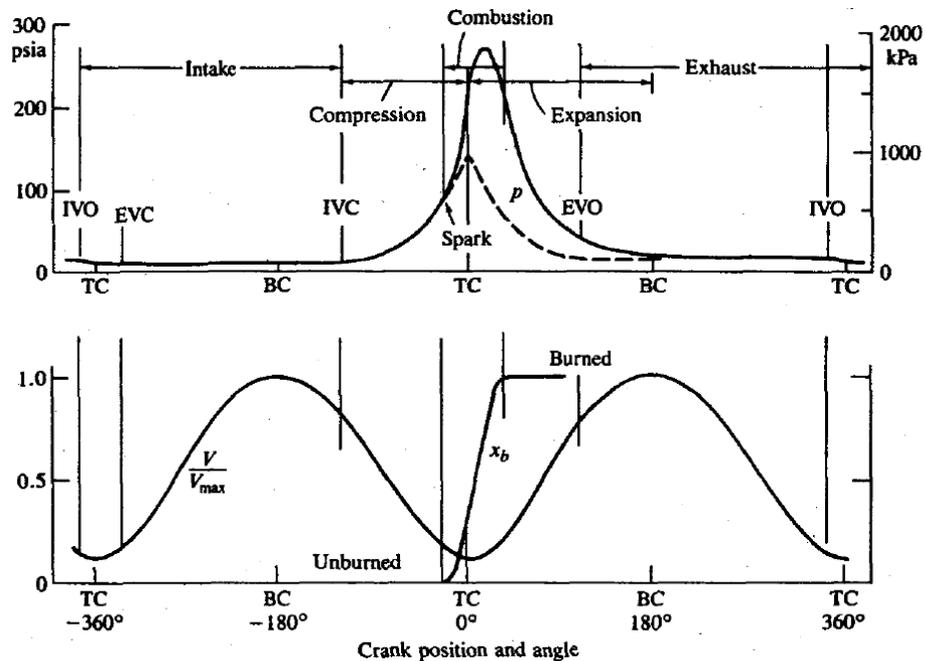


Figure I.1.4 Relevés théoriques de la pression dans la chambre de combustion en fonction de l'angle du vilebrequin [1]

La courbe du bas, représente l'évolution du rapport du volume pour un angle donné sur le volume maximal de la chambre. Lorsque ce rapport vaut 1, le piston se trouve au point mort

bas, le volume de la chambre est maximal. Inversement, lorsque le rapport se rapproche de zéro, cela signifie que la dimension de la chambre est réduite et que le gaz est comprimé.

Il est important de remarquer que l'étincelle est déclenchée avant le point mort haut, nommé TC sur la figure I.1.4 L'instant de déclenchement de l'étincelle dans les cas avec et sans combustion est noté « spark » sur la figure I.1.4. Cela a pour conséquence la superposition des phases de compression et de combustion. La phase de détente est, elle aussi, superposée avec la phase de combustion mais également avec la phase de libération des gaz brûlés. Cela signifie que la soupape d'échappement est ouverte sur une partie de la détente.

Un autre point remarquable sur cette figure est le fait que pour un cycle d'allumage, on a deux cycles de compression/détente. Autrement dit, pour un cycle d'allumage, le vilebrequin fait deux rotations, le piston fait 4 fois sa course.

Sur la courbe du bas est également représentée la fraction de gaz brûlés notée x_b . A la fin de la phase de combustion, la majeure partie du mélange a été brûlée.

La technologie des moteurs à combustion interne et plus particulièrement celle du moteur à allumage commandé a succinctement été décrite dans le cas d'un moteur 4 temps. Le fonctionnement d'un moteur nécessite cependant tout un assemblage de systèmes mécaniques et/ou électriques permettant d'optimiser son fonctionnement et de pouvoir répondre aux normes auxquelles il est soumis.

I.1.5. Systèmes d'allumage standards

Le moteur à allumage commandé présente la particularité d'avoir besoin d'un système électrique d'allumage afin de déclencher l'étincelle. Il s'agit d'une bobine dans laquelle un courant circule. L'alimentation de ce système est réalisée à l'aide d'une batterie le plus souvent de 12V. Le passage du courant dans l'enroulement primaire de la bobine implique l'apparition d'un flux magnétique. Lorsque ce courant est brutalement coupé, la variation de flux magnétique provoque l'apparition d'une tension aux bornes de l'enroulement secondaire. Cette tension peut atteindre plusieurs dizaines de kV entre les électrodes de la bougie provoquant l'étincelle. La coupure du circuit au primaire de la bobine d'allumage a été réalisée dans le passé par l'intermédiaire d'un rupteur. Le rupteur était quant à lui commandé par une came. Pour les moteurs récents, le rupteur a été remplacé par de l'électronique mais le principe demeure le même. Les systèmes d'allumage utilisés de nos jours sont commandés par une unité de contrôle du moteur (Engine Control Unit ou ECU).

I.1.6. Formation du mélange

Parallèlement au système d'allumage, un autre élément majeur de la chaîne conduisant à l'inflammation du mélange est la réalisation du mélange air/carburant dans la chambre de combustion. Autrefois réalisé par les carburateurs [1], le mélange d'air et de carburant est aujourd'hui réalisé à l'aide d'injecteur. L'objectif de ces deux systèmes est le même : ils permettent d'obtenir un mélange d'air et de carburant le plus homogène possible. Pour que la combustion se produise normalement, le mélange doit être dans de bonnes proportions. Dans

le cas d'un mélange stœchiométrique d'air et d'essence, il faut aux environs de 15 volumes d'air pour un volume de carburant [1].

Lorsque le moteur fonctionne à l'aide d'un carburateur ou par injection indirecte, le mélange air/essence est réalisé en amont de la soupape d'admission. Cette dernière est commandée par une came. Si le carburant est amené à l'aide d'un injecteur, généralement piloté électroniquement, le mélange air/essence peut être réalisé en amont ou en aval de la soupape d'admission. En amont, on parlera d'injection indirecte et en aval d'injection directe. Les carburateurs ont progressivement disparu et on ne retrouve plus que des systèmes à injection sur les moteurs actuels. Les différents systèmes sont représentés sur la figure I.1.5.

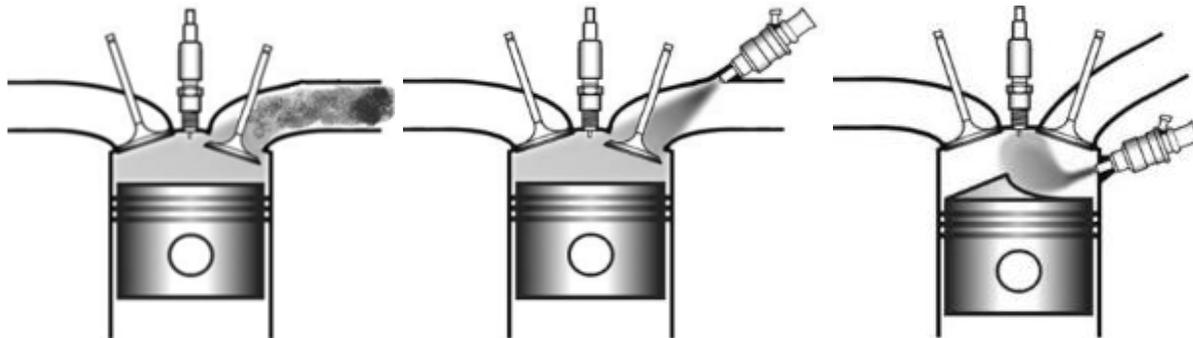


figure I.1.5 Différents types d'alimentation en carburant. A gauche : carburateur. Au centre : Injection indirecte. A droite : Injection directe [3].

I.1.7. Système EGR et dilution

Le système EGR ou « Exhaust Gas Recirculation », permet la recirculation des gaz d'échappement afin de les réinjecter selon les besoins dans la chambre de combustion. L'EGR s'ajoute au mélange air/carburant, permettant de diminuer les pertes par pompage à faible charge et permet de réduire la tendance de cliquetis à forte charge. Il nécessite des pressions d'admission, c'est-à-dire des pressions de charge du turbo, plus élevées [1].

Un des verrous technologique identifié lors de la dilution du mélange avec l'EGR ou plus généralement lorsque l'on dilue le mélange quel que soit le diluant (EGR ou air en mélange pauvre), est la capacité du système d'allumage à initier la propagation d'un front de flamme permettant la combustion des réactifs.

I.2. Etat de l'art de l'allumage commandé

Dans ce paragraphe, la bougie et son fonctionnement vont être présentés. Ce système simple, reste le plus fiable et le plus robuste, ayant fait ses preuves depuis plus d'un siècle suite à son invention par Robert Bosch. Cependant, d'autres systèmes d'allumage ont vu le jour et viennent concurrencer la bougie et son étincelle. Ainsi, l'allumage par laser ou par décharge couronne du mélange combustible ont fait leur preuve en laboratoire de même que l'allumage par décharges nanosecondes. Ce paragraphe sera consacré à un tour d'horizon des différents moyens d'allumage et à leur description. La première partie concernera les systèmes expérimentaux tel que le laser. Ensuite, un large point sera consacré à la bougie et à son

fonctionnement. Enfin, l'étincelle sera étudiée en détail, notamment avec les travaux précurseurs de R. Maly [4].

I.2.1. L'allumage laser

L'allumage laser permet d'initier la combustion de manière très localisée [3]. Le faisceau laser est guidé dans la chambre de combustion et grâce à un dépôt d'énergie de très haute densité (10-100GW/cm²) va apparaître ce qui est couramment appelé un claquage optique du gaz. Son principe est basé sur le fait qu'au-delà d'un certain temps, le gaz va pouvoir absorber une grande partie de l'énergie fournie par le laser. Il en résulte une élévation de température et l'apparition de radicaux permettant l'initiation de la combustion. Un des principaux résultats obtenus avec ce type d'allumage est une surface de front de flamme qui se développe plus rapidement. De plus, l'absence de bougie permet d'initier le mélange au milieu de la chambre de combustion ce qui permet au front de flamme de se développer dans toutes les directions sans contrainte de parois, limitant ainsi les pertes par conduction au contact de ces dernières.

I.2.2. L'allumage par décharge couronne

Le système d'allumage par décharge couronne consiste en une alimentation haute fréquence et une bougie mono électrode [5]. La bougie est l'électrode de masse et la chambre de combustion constitue l'électrode positive. Ce système permet de générer un champ électrique peu homogène. Le courant généré n'est pas très élevé dans ce type de décharge. La raison de ce faible courant est que le champ électrique est intense dans la région de l'électrode de masse mais bien plus faible près du piston. Il n'est pas suffisamment intense pour provoquer le claquage du gaz. Les électrons sont très énergétiques dans la zone où le champ électrique est intense et créent beaucoup de radicaux permettant tout de même l'allumage [6]. Ce type de système d'allumage est en voie de développement.

I.2.3. L'allumage par décharge nanoseconde

Une bougie particulière a été développée afin de permettre l'allumage d'un mélange air/carburant grâce à une série de décharges nanosecondes. Une alimentation nanoseconde permet la création de plusieurs filaments de décharge qui semblent améliorer l'efficacité de l'allumage. La zone couverte par la décharge est plus étendue et les délais d'amorçage de la combustion sont jusqu'à trois fois plus rapides [7].

On peut également citer l'allumage par jet de plasma ou par radiofréquence comme potentiels systèmes d'allumage commandé [8].

I.2.4. L'allumage par étincelle

La bougie est une composante essentielle des moteurs à allumage commandé. Cette pièce se visse sur la culasse du moteur. Généralement, il y a une bougie par cylindre. Elle est alimentée par un faisceau haute tension amenant le courant depuis le système d'allumage auquel elle est reliée par son extrémité. Lorsque l'ordre est donné de déclencher une étincelle, les bornes des électrodes de la bougie sont soumises à une forte tension provoquant le claquage du gaz contenu entre ces dernières. La tête de la bougie formée par les électrodes prend place dans la chambre de combustion.

La bougie est soumise à une forte corrosion due aux carburants à l'intérieur de la chambre en plus de l'érosion due à l'étincelle. Afin de ne pas provoquer de pré-allumage, sa conductivité thermique doit lui permettre de bien évacuer la chaleur vers l'extérieur. En effet, une température trop élevée des électrodes pourrait provoquer l'auto-inflammation du mélange. Au fil du temps, les propriétés thermiques des matériaux de la bougie se dégradent, ou bien les dépôts de carbone ne permettent plus une efficacité optimale. Pour toutes ces raisons, les constructeurs conseillent de les changer régulièrement [9].

La technologie de conception a évolué et on retrouve aujourd'hui plusieurs types selon le moteur (moto, automobile, etc.) et les conditions d'utilisation (usage quotidien, compétition, etc.). La bougie avec plusieurs électrodes de masse a fait son apparition. Certaines sont constituées d'iridium ou de platine, métaux précieux extrêmement solides et qui résistent à des hautes températures, d'autres ont des géométries d'électrodes particulières (figure I.2.1). On retrouve même des bougies autonettoyantes qui sont capables d'éliminer les dépôts qu'elles peuvent accumuler à l'usage.



figure I.2.1 Illustration des différents types de bougie. A gauche : Bougie NGK en iridium. Au centre : bougie NGK a gorge en V. A droite : bougie Bosch multi-électrode.

Associée à la bougie, l'étincelle est l'élément qui permet d'initier la combustion. Les mécanismes d'initiation de cette combustion ne sont pas encore bien compris. R. Maly a été un des premiers auteurs à s'intéresser à la physique de l'étincelle [10-13]. Au travers de quelques publications, il a donné une description précise des phénomènes se produisant durant toute la durée de l'étincelle. Aujourd'hui encore, son travail est pris comme référence par de nombreux auteurs de la littérature sur le sujet de l'allumage commandé bien que peu d'informations ne soient réellement fournies sur les conditions de mesure. D'après R. Maly, l'étincelle peut être définie comme la succession de quatre phases.

① La phase de pré-claquage est la phase durant laquelle, sous l'effet d'un champ électrique intense, un canal ionisé va s'établir permettant par la suite au courant de traverser le gap inter-électrodes. Cette phase est couramment appelée phase de propagation d'un streamer. Elle précède le claquage et n'apparaît pas sur la figure I.2.2 :

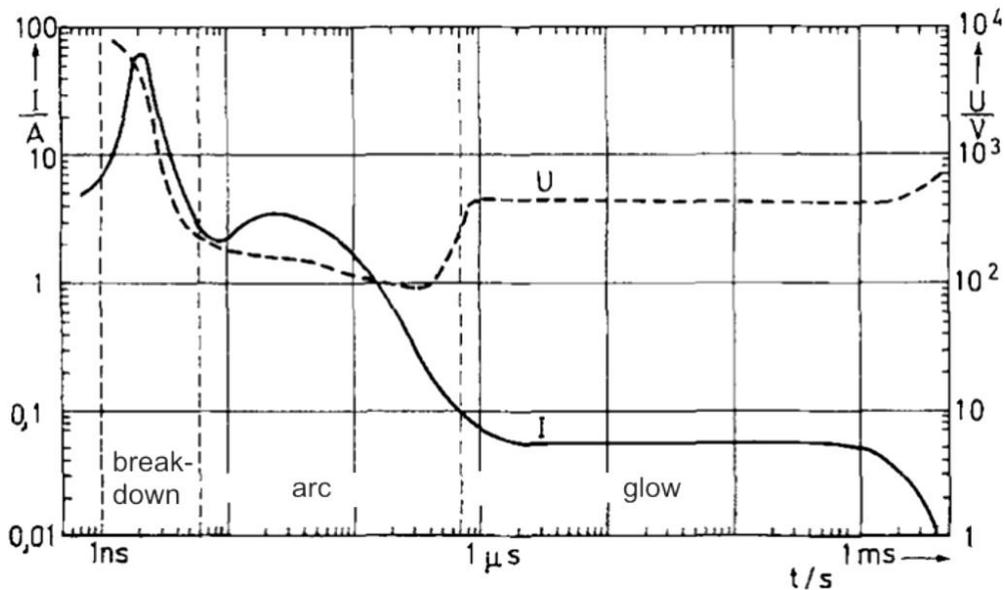


figure I.2.2 Courbe courant/tension en fonction du temps [4]

② La phase de claquage ou breakdown correspond, malgré son appellation, à une phase de transition entre le pré-claquage et la phase d'arc. Le milieu va se mettre à conduire le courant électrique. L'instant où la conduction du courant devient possible est couramment appelé claquage. Cette phase dure quelques nanosecondes et est caractérisée par une très haute tension (plusieurs kilovolts) ainsi qu'un courant pouvant atteindre 200A. Le milieu ainsi créé par ce claquage est assimilable à un milieu plasma dont la température s'élève à plusieurs milliers de kelvins.

③ Le milieu étant suffisamment chaud et conducteur, la tension va fortement diminuer pour atteindre des valeurs de quelques dizaines de volts. Le milieu va se refroidir et le courant lentement décroître vers des valeurs de l'ordre de la dizaine d'ampères. C'est ce qu'il appelle la phase d'arc. Cette phase dure quelques microsecondes maximum.

④ Lorsque le milieu est suffisamment refroidi, la tension va commencer à remonter car le gaz n'est plus suffisamment conducteur. Le courant continu de décroître jusqu'à des valeurs de quelques milliampères. La tension qui caractérise la dernière phase de l'étincelle est de quelques centaines de volts. Cette phase est appelée décharge lumineuse (ou phase de glow). Sa durée varie suivant le système d'allumage de quelques microsecondes à quelques centaines de microsecondes voire la milliseconde.

Les systèmes d'allumage conventionnels permettent de fournir aux environs de 50 mJ à la décharge. R. Maly a mesuré l'énergie fournie par plusieurs systèmes d'allumage. Il a également quantifié l'énergie injectée dans la décharge pour chaque phase de l'étincelle. Bien que la puissance instantanée de la phase de claquage soit importante (\approx MW), l'énergie fournie durant cette phase est relativement faible (moins d'un mJ). La phase d'arc représente une énergie d'environ 1mJ. Sa durée relativement courte, ne lui permet pas de consommer une énergie plus importante. La phase de glow, quant à elle, est la phase qui libère le plus d'énergie.

Bien que le courant et la tension qui la caractérise soit relativement faible, sa durée explique les énergies, de l'ordre de 30 à 100mJ suivant les systèmes d'allumage, mises en jeu.

La répartition de l'énergie pour chacune des phases de l'étincelle a également été quantifiée par R. Maly et est représentée dans le tableau I.2.1 :

	Breakdown	Arc	Glow
Pertes radiatives	<1%	5%	<1%
Pertes par conduction aux électrodes	5%	45%	70%
Pertes totales	6%	50%	70%
Total au plasma	94%	50%	30%

Tableau I.2.1 Efficacité énergétique par phase de l'étincelle

Il est intéressant de remarquer que la phase la plus efficace dans le transfert d'énergie au plasma est la phase de claquage. Cependant, comme indiqué plus tôt dans ce paragraphe, la phase de claquage est extrêmement rapide et ne permet pas de transmettre une grande quantité d'énergie. Il est à noter également que les pertes aux électrodes sont importantes dans les phases d'arc et de glow allant jusqu'à 70% de l'énergie fournie. L'ensemble de ces résultats résume les travaux menés par R. Maly et plus d'informations sur les méthodes de mesures et les dispositifs expérimentaux pourront être trouvés dans ses publications ainsi que dans celles de ses co-auteurs [10-13]

I.3. Phase de propagation des électrons (streamer)/Phase de claquage

Ce paragraphe, consacré à la phase de propagation des électrons et au claquage, tentera de décrire les phénomènes menant à l'arc électrique. Elle va fixer les dimensions du canal conducteur, canal qui, nous le verrons plus tard, est l'une des conditions initiales aux modèles. Il est nécessaire afin de différencier cette phase des autres, de connaître quelques ordres de grandeur tels que la densité et la température électronique et les vitesses de déplacement des particules.

La phase de streamer est la première étape conduisant à l'étincelle. Cette phase étant la plus efficace, les mécanismes de fonctionnement associés ont fait l'objet de nombreux travaux [14-17]. La phase de claquage est la conséquence de la propagation d'un streamer et du maintien de la source d'alimentation au-delà de l'instant de jonction du streamer avec les électrodes. Ainsi, sous l'effet du champ électrique, les électrons disponibles vont être accélérés en direction de l'anode. Ces électrons libres vont, par l'intermédiaire de collisions dites inélastiques, se multiplier. Ce phénomène est appelé avalanche électronique. Le critère de Meek indique que l'avalanche électronique conduira à la propagation d'un streamer si le nombre d'électrons créés est supérieur à 10^8 électrons/cm³ [14].

La multiplication des électrons peut être caractérisée par le premier coefficient de Townsend qui permet de quantifier le nombre moyen de paires électrons/ions créées par un électron soumis à un champ électrique se déplaçant sur un parcours de 1 cm. Un paramètre important est le second coefficient de Townsend qui permet quant à lui, de connaître la probabilité qu'un électron, dit secondaire, soit émis depuis la cathode sous l'action du bombardement ionique. C'est sur ce mécanisme d'émission secondaire qu'est basée la théorie de Townsend. Les deux coefficients permettent généralement de suivre l'état dans lequel se trouve la décharge (décharge autonome ou pas) et de suivre son évolution [15]. Les mécanismes associés à la théorie de Townsend ne peuvent, cependant, pas expliquer l'apparition d'un claquage pour des temps de quelques nanosecondes.

La théorie du streamer a donc permis d'expliquer la rapidité d'apparition du claquage lors de l'application d'un champ électrique élevé. Le streamer se comporte comme « une onde d'ionisation », une zone de charge d'espace ou zone d'ionisation qui se déplace. La durée d'un streamer est de l'ordre de quelques nanosecondes. A cette échelle de temps, les ions peuvent être considérés comme immobiles et les électrons ne sont pas assez rapides pour parcourir une distance de l'ordre du mm. Le mécanisme de formation classique des décharges par surtension également appelé « mécanisme de Townsend » n'est donc pas valable. Le mécanisme responsable de l'apparition de la décharge est détaillé par E. Sher et al [16] ou bien par J. Jarrige [17]. Le champ électrique est fortement perturbé par les regroupements de charges. Les ions n'atteignant pas la cathode, le streamer doit trouver une autre source d'électrons puisque la libération d'électrons secondaires ne peut avoir lieu.

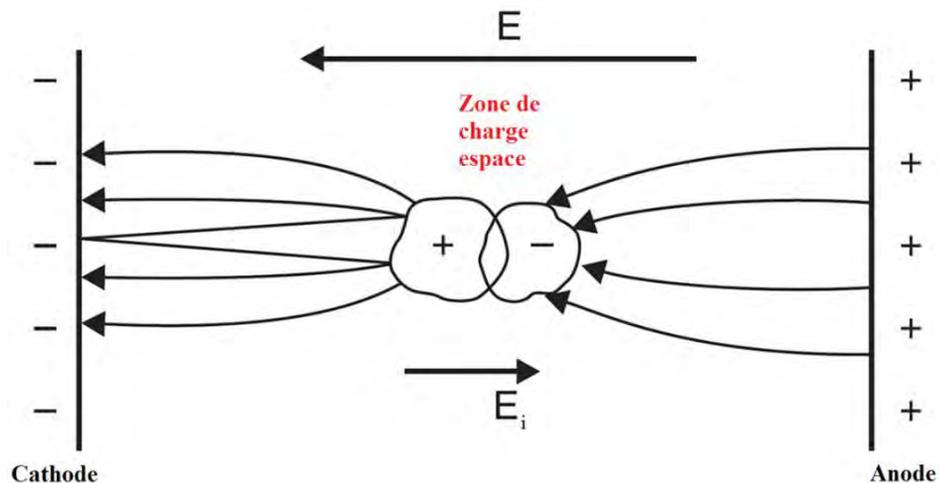


figure I.3.1 Schéma du mécanisme d'apparition de la zone de charge espace et du champ associé.

Comme le montre la figure I.3.1, la zone de charge d'espace, créée par les ions quasi-stationnaires et les électrons mobiles, entraîne l'apparition d'un champ \vec{E}_i contraire au champ induit \vec{E} par le potentiel des deux électrodes. L'intérieur du dipôle est constitué d'un canal faiblement ionisé appelé canal du streamer. Cependant, ce dipôle ainsi formé, va également amplifier le champ électrique dans la zone comprise entre le front d'ions positifs, nommé tête du streamer, et la cathode. De ce fait, les quelques électrons présents dans cet espace vont pouvoir ioniser et exciter de manière efficace les atomes et les molécules. Par photo-ionisation

due à la désexcitation des molécules d'azote N_2 , ce mécanisme s'entretient et permet le déplacement de la tête du streamer. Les électrons ainsi accélérés vont être neutralisés par les ions du dipôle mais auront laissé derrière eux une nouvelle tête de streamer constituée d'ions. Le phénomène se répète jusqu'aux abords de la cathode. Sa vitesse de déplacement dans l'air est de $2 \cdot 10^7$ cm/s. Lorsque la tête de streamer atteint la cathode, le champ est très intense et l'ionisation des espèces conduit à un bombardement ionique de la cathode. Les électrons ainsi détachés sont accélérés en direction de l'anode remontant le dipôle et le canal quasi neutre. Le claquage peut dès lors se produire. Ce mécanisme permet d'expliquer l'apparition très rapide de plusieurs canaux entre les électrodes pour des intervalles de temps de l'ordre de 10^{-8} s [16], [17].

La phase de claquage se traduit par la présence d'électrons très énergétiques, leur température est d'environ 60 000K [16]. D'après E. Sher et al. [16] la température de 60 000K est la valeur maximale que peut atteindre le gaz. Sher et al. expliquent que cette température ne peut être dépassée en raison de la forte émission du plasma à ces températures qui compenserait le chauffage du gaz [16]. R. Maly [4] explique qu'en fait le système ne dispose pas de l'énergie suffisante afin d'ioniser les espèces N^{3+} et créer les espèces N^{4+} , ce qui se conclut par un palier en température. Si le canal créé par le streamer a un diamètre de $40\mu\text{m}$, l'augmentation rapide de la température du gaz due à la thermalisation va entraîner une élévation brutale de la pression. L'onde de pression se déplace alors à une vitesse supersonique. Les collisions inélastiques font place aux collisions élastiques, la température électronique diminue. Peu à peu la température des ions et des électrons s'équilibre, le basculement dans la phase d'arc s'opère et un plasma thermique apparaît. Ces phases relativement complexes ont fait l'objet d'études. La thèse de S. Bentaleb [18] et des travaux de R. Sigmond [19] décrivent précisément chacune des phases de la propagation du streamer. R. Maly décrit la phase de claquage et des compléments d'informations pourront être trouvés dans ses travaux [4], [10-13].

I.4. Phase d'arc électrique

La phase d'arc apparaît lorsque le courant est établi. Le passage du courant successif au claquage va entraîner l'apparition d'un plasma. Ce plasma est considéré à l'équilibre thermodynamique local et électriquement neutre. Cela signifie que les électrons ont la même température que les particules lourdes contrairement à la phase de streamer. La phase d'arc électrique est la troisième phase de l'étincelle. Ce paragraphe sera essentiellement dédié à des généralités sur les plasmas thermiques et l'arc électrique, mais également aux modèles d'arc électriques appliqués à l'allumage commandé.

I.4.1. L'arc

Suite au claquage, le milieu devient bon conducteur et par collisions élastiques, la température des électrons est égale à celle des particules plus lourdes. Pour l'allumage par étincelle et suivant le système d'allumage, le courant maximum peut atteindre plusieurs centaines d'ampères [4]. La température de la phase d'arc a une valeur proche des 35 000K [13]. Des auteurs ont réalisé des mesures électriques lors de la phase d'arc. C. Zaepffel [20] a mesuré un courant maximal de 60A dans un réacteur rempli d'air à 1 bar. A. Borghese et al. [21] ont, quant à eux, mesuré un courant maximal juste après le claquage de 385A à pression

atmosphérique dans l'azote. Pour ces deux travaux, l'énergie injectée dans la décharge est très proche, environ 14mJ. H. Albrecht et al. [13] ont montré l'importance de la résolution temporelle des appareils de mesure. En améliorant la résolution temporelle à quelque ns, le pic de courant mesuré passe d'environ 48mA à quasiment 200A. Le pic de courant à 200A apparaît dans les premières ns suivant le claquage. De plus, un certain nombre de paramètres ont été également mesurés par Albrecht et al [13] durant les premiers instants tels que la pression ou la température :

Les mesures de température durant l'étincelle sont déduites de mesures spectroscopiques réalisées sur les raies d'azote. La pression du système a été calculée grâce aux mesures de vitesse de l'onde de choc résultant du claquage et à partir de l'équation de Saha. Enfin, le volume du canal a été obtenu par interférométrie des mesures radiales de radiations.

Dans ses travaux, R. Maly a également indiqué que l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL) pouvait être considéré après 60ns [4]. L'ensemble de ces données, vont aider à la modélisation de la phase d'arc et aux hypothèses à prendre. La température, la pression ainsi que le rayon de la décharge vont pouvoir être utilisés comme conditions initiales des simulations. Les phases de propagation et de claquage peuvent ainsi ne pas être prises en compte dans les modèles.

Le développement des simulations multi physiques d'arc électrique et plus généralement des procédés liés aux plasmas thermiques impliquent la connaissance des propriétés de transport telles que la conductivité thermique, électrique et la viscosité du gaz. Elles sont respectivement définies par la capacité du plasma à dissiper la chaleur, à conduire le courant ou bien à s'opposer à un écoulement. Ces propriétés varient en fonction de la température, qui en augmentant, aura tendance à changer la composition du plasma. Elles varient aussi en fonction de la pression qui diminuera la capacité des espèces à se déplacer et donc entrainera un décalage vers de plus hautes températures des premières dissociations de molécules et des ionisations. D'autres propriétés permettent de caractériser un plasma, il s'agit des propriétés thermodynamiques : la masse volumique, l'enthalpie, la chaleur spécifique. L'enthalpie est l'image de la quantité d'énergie emmagasinée par le gaz lors d'une transformation isobare. La chaleur spécifique représente la variation d'enthalpie en fonction de la température, à pression constante. L'ensemble est appelé données de base. Il est également nécessaire pour les modèles de fixer des conditions initiales pour les variables principales du gaz (T, P, ...). Ces conditions peuvent différer d'un modèle à un autre soit par leur valeur soit par leur localisation dans le domaine de calcul. De la même manière, le domaine de calcul doit être délimité, et le traitement des propriétés du gaz à ses limites doit être défini.

1.4.2. Présentation des auteurs et principaux résultats

Nous avons commencé notre travail par une étude bibliographique des travaux concernant la simulation du plasma concernant l'allumage dans les moteurs [20] [22-35]. Nous avons retenu les travaux de quelques auteurs de la littérature qui nous ont semblé les plus importants sur la simulation d'arc électrique pour l'allumage commandé et que nous présenterons par la suite plus en détail.

Nous allons nous intéresser aux différentes hypothèses qui ont été faites par ces auteurs ainsi qu'à l'ensemble des phénomènes physiques qu'ils ont ou non pris en compte au travers des données de base ainsi que des termes sources. De manière synthétique, nous étudierons également les configurations qu'ils ont utilisées pour leur modèle ainsi que le traitement des conditions limites. Enfin, nous porterons une attention particulière au choix des conditions initiales qui est un point clé dans les simulations numériques.

Le tableau I.4.1 est un tableau de synthèse qui reprend suivant les auteurs, l'année de publication des auteurs, les principaux résultats de leur simulation ainsi que la nature du mélange qu'ils sont censés avoir utilisé.

Auteurs	Année	Principaux résultats et observations	Nature du gaz mélange/type de simulation
T. Kravchik et al. [22]	1995	<ul style="list-style-type: none"> • Visualisation des effets de la propagation de l'onde de pression en 2D. • Mise en évidence des vortex proches des électrodes. 	CH ₄ /2D transitoire
M. Thiele et al. [23-25]	2002	<ul style="list-style-type: none"> • Evolution radiale des profils de température. • Evolution des espèces grace à un modèle de cinétique. • Etude paramétrique sur la géométrie des électrodes 	Air, air-CH ₄ , air-H ₂ /2D transitoire
O. Ekici [26]	2007	<ul style="list-style-type: none"> • Prise en compte du rayonnement • Simulation en 3D de la décharge 	Air/2D, 3D transitoire
C. Zaepffel [20]	2008	<ul style="list-style-type: none"> • Etude paramétrique sur les conditions initiales 	Air-CH ₄ /2D transitoire
S. Bane [27][28]	2010	<ul style="list-style-type: none"> • Visualisation Schlieren de la décharge et comparaison avec le modèle • Etude paramétrique sur la géométrie des électrodes. 	Air/2D transitoire
M. Akram [29]	1996	<ul style="list-style-type: none"> • Profil de courant différent • Prise en compte du rayonnement 	Air/2D transitoire

Tableau I.4.1 de synthèse des auteurs étudiés dans l'état de l'art

I.4.3. Généralités sur les phénomènes liés à la simulation MHD de l'étincelle

Afin de bien représenter l'écoulement dans les modèles de plasmas thermiques, il est nécessaire de connaître à l'avance quelques propriétés de base du milieu étudié. En fait, le gaz n'a pas les mêmes propriétés de conduction électrique par exemple, à la température ambiante et à 5 000 K. Il en va de même pour la variation des paramètres du gaz en fonction de la pression. Ces phénomènes ont été montrés dans plusieurs travaux [37] [38]. Ces données varient également suivant le type de gaz étudié et sa composition. Par exemple, A. Gleizes et al. [39] ont montré l'influence de la composition d'un plasma d'air et de vapeur de métal en fonction de la quantité de vapeurs métalliques qu'il peut contenir. L'ajout de ces vapeurs modifie les propriétés du milieu. Dans les moteurs à allumage commandé, le milieu gazeux est un mélange d'air et de carburant. Ce milieu a des propriétés thermodynamiques différentes d'un plasma d'air. Les hydrocarbures tels que le méthane ou le propane sont de la famille des alcanes et sont uniquement composés de carbone et d'hydrogène. La conductivité thermique des atomes de carbone est généralement excellente, leur présence issue des dissociations des molécules d'hydrocarbures dans l'air va accroître la diffusion thermique. Cela va se traduire dans les modèles par une zone chaude plus étendue. La figure I.4.1 montre la différence entre la conductivité thermique de l'air et celle d'un mélange CH₄-air à la stœchiométrie [40]. Pour une gamme de température allant de 8 000K à 20 000K, on peut voir que la conductivité thermique du mélange est supérieure à celle de l'air. Dans l'étude réalisée par B. Sourd [40], les proportions de méthane dans l'air sont choisies de manière à obtenir une combustion complète. Cela revient à un mélange composé à 94,6% d'air et 5,4% de méthane, soit les proportions stœchiométriques.

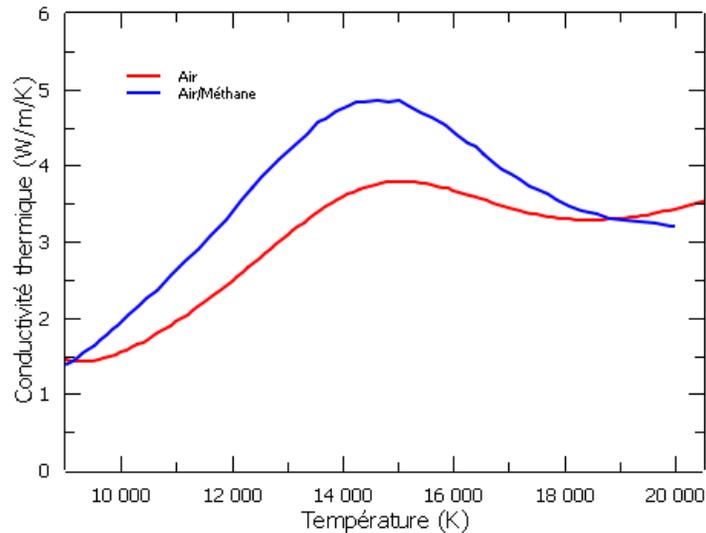


Figure I.4.1 Comparaison des conductivités thermiques de l'air et du mélange air/méthane à la stœchiométrie.

Il est donc important d'adapter les propriétés thermodynamiques du gaz étudié sous peine d'obtenir des résultats erronés, ou du moins éloignés du comportement réel.

Le rayonnement est un phénomène prépondérant dans les plasmas thermiques. La prise en compte de ce phénomène peut s'avérer déterminante dans la détermination d'un volume de

gaz chaud. La température au sein du canal plasma qui précède l'étincelle atteint plusieurs dizaines de milliers de Kelvin. A ces températures, T. Billoux et al. [41] ont calculé le coefficient d'émission nette dans l'air. Plus la température augmente, plus le cœur du plasma rayonne et perd de son énergie.

Un phénomène vient cependant s'opposer à la perte d'énergie radiative des plasmas. Il s'agit de la puissance dissipée par effet Joule. Lors du passage du courant dans le gaz, la résistance de l'arc va induire un apport d'énergie électrique dans le plasma. La résistance de l'arc est liée à la conductivité électrique de ce dernier.

Les points suivants, vont faire état des choix réalisés par les auteurs dans leur modélisation afin de représenter l'étincelle dans l'air ou dans un mélange air/hydrocarbure.

Les différents types de gaz utilisés et les propriétés associées

Ce paragraphe va résumer pour chacun des modèles étudiés, le type de gaz dans lequel la décharge est initiée. Nous étudierons également comment les propriétés de ce gaz sont prises en compte au travers des données de bases.

Les mélanges d'air et de méthane sont généralement choisis pour les simulations d'étincelle [20] [22] [23] mais on retrouve également des simulations dans l'air pur [25-29] ou encore dans un mélange d'air et d'hydrogène pour les cas considérés [24]. Dans le cas de l'utilisation de méthane, les proportions varient entre 5 et 10% [20] [22] [23]. Ces proportions sont utilisées dans le but de choisir un schéma cinétique de combustion adapté.

Cependant, nous pouvons noter que dans chacun des cas où l'air est associé à un autre gaz réactif, les propriétés thermodynamiques et de transports utilisées sont celles de l'air pur [20] [22] [23]. Les schémas cinétiques de combustion de ces mélanges sont uniquement utilisés pour évaluer la quantité d'énergie produite par les réactions exothermiques. Les propriétés du gaz ne sont pas réévaluées en fonction de l'évolution des espèces qui se créent et qui disparaissent.

Il s'avère également que dans certains cas [27-29], les propriétés thermodynamiques et de transport ne couvrent pas la gamme de température ou de pression étudiées. Ces propriétés sont alors extraites de relations empiriques ou bien extrapolées jusqu'aux valeurs d'intérêt. De même, certaines hypothèses sont réalisées concernant le plasma, et des propriétés telles que la viscosité [26] ou la conductivité électrique [27] [28] ne sont pas prises en compte. Le tableau I.4.2 permet de résumer les points abordés ci-dessus relatifs aux propriétés du gaz utilisées par les auteurs.

	Gamme de validité des coef. de transport	Nb. de coef. de transport	Cinétique chimique	Remarques	Milieu
C. Zaepffel [20]	300K-30 000K ; 0.1bar-10bar	3	Non	/	Air-CH ₄
T. Kravchik et al.[22]	Non précisée	3	Oui	Coefficients de transport non adaptés à un mélange air/méthane	Air-CH ₄
M. Thiele et al. [23-25]	300K-30 000K ; 0.1bar-100bar	3	Oui (pour le méthane pas d'ions CHx)	Il n'a pas été possible de retrouver des coefficients de transport autres que ceux de l'air.	Air Air-H ₂ Air-CH ₄
M. Akram [29]	Au-delà de 10 000K	2 (plasma non visqueux)	Non	/	Air
O. Ekici [26]	300K- 25 000K 1bar	2 (plasma non visqueux)	Non	/	Air
S. Bane [27] [28]	300K-5 000K 1bar	2 (La conductivité électrique n'est pas utilisée)	Non	L'aspect électrique du plasma n'est pas pris en compte.	Air

Tableau IV.4.2 Type de gaz, gamme de validité des propriétés, nombre de coefficients de transport et cinétique pris en compte par les auteurs dans leur modèle

Propriétés radiatives

Les propriétés radiatives du plasma ne sont prises en compte que par certains auteurs [22-25] [29]. C. Zaepffel [20] et S. Bane et al [27] [28] ne prennent pas en compte le rayonnement de la décharge. Lorsque le rayonnement est pris en compte dans les modèles, cela se fait par l'intermédiaire d'un terme source dans l'équation de conservation de l'énergie. Ce terme source représentant la perte d'énergie par l'émission du rayonnement est soustrait dans l'équation de conservation de l'énergie. Il peut prendre différentes formes : de la divergence du flux radiatif [26], d'une loi empirique pour la prise en compte du rayonnement issu des transitions « libre-libre » entre les particules du gaz [22-25] ou bien encore un bilan entre le rayonnement du corps noir et le rayonnement de freinage issu des interactions libre-libre [29].

Aspect électrique du plasma

L'étincelle d'allumage, on l'a vu, se caractérise par le passage d'un courant électrique le plus souvent entre deux électrodes. Dans les cas que nous avons étudiés, la puissance dissipée par effet Joule est le plus souvent représentée par un terme source dans l'équation de conservation de l'énergie [20] [22-26] [29]. Dans les travaux de S. Bane [27] [28], aucun aspect

électrique n'est pris en compte, cela rejoint l'observation faite plus tôt concernant la conductivité électrique dans ses travaux.

On peut distinguer deux types de terme source électrique récurrents dans l'ensemble des cas que nous avons étudiés. Le premier consiste à définir un terme source comme le rapport de la densité de courant élevée au carré par la conductivité électrique du plasma uniquement dans la zone délimitée par le canal initial [22-25] [29]. La densité de courant étant définie à l'aide du courant et de l'aire de la base du cylindre initial. Le second type de terme source est toujours basé sur le rapport entre la densité de courant élevée au carré et la conductivité électrique. Cependant, la résolution de l'équation de conservation du potentiel scalaire dans tout le domaine de calcul, permet de ne plus limiter le passage du courant et donc le dépôt d'énergie à la zone du canal initial. Le dépôt d'énergie lié à la puissance dissipée par effet Joule peut se faire sur une zone plus large, partout où les conditions de circulation du courant sont favorables [20] [26].

Le tableau I.4.3 résume pour chaque auteur les phénomènes pris en compte.

	Prise en compte du rayonnement	Prise en compte de l'aspect électrique du plasma
C. Zaepffel [20]	Non	<ul style="list-style-type: none"> • $div(\sigma \overrightarrow{grad}(V)) = 0$ • Terme source électrique : σE^2
T. Kravchik et al.[22]	Oui (Rayonnement de freinage transition libre-libre)	<ul style="list-style-type: none"> • E_z uniquement • Terme source électrique : $\frac{J^2}{\sigma}$
M. Thiele et al. [23-25]	Oui (Rayonnement de freinage transition libre-libre)	<ul style="list-style-type: none"> • E_z uniquement • Terme source électrique : $\frac{J^2}{\sigma}$
M. Akram [29]	Oui (Rayonnement de freinage transition libre-libre+ rayonnement du corps noir)	<ul style="list-style-type: none"> • E_z uniquement • Terme source électrique : $\frac{J^2}{\sigma}$
O. Ekici [26]	Oui (Coefficient d'émission nette)	<ul style="list-style-type: none"> • $div(\sigma \overrightarrow{grad}(V)) = 0$ • Terme source électrique : σE^2
S. Bane [27] [28]	Non	Non

Tableau I.4.3 Bilan par auteurs sur le rayonnement et la prise en considération de l'aspect électrique du plasma.

Dans nos travaux, le rayonnement sera pris en compte au travers de l'approximation du coefficient d'émission nette. Concernant la prise en compte de la puissance dissipée par effet Joule, notre modèle se basera sur la résolution du potentiel scalaire dans l'ensemble du domaine.

I.4.4. Conditions initiales

Les conditions initiales dans les modèles

Le rayon de la décharge

La décharge est initialement cylindrique. Cette forme est la conséquence du canal créé lors du claquage. Afin de représenter le plasma, il est nécessaire de fixer le rayon du cylindre, sa hauteur étant égale à la distance inter-électrodes.

Dans les cas que nous avons choisi d'étudier, le rayon de la décharge est compris entre 50 μ m et 200 μ m [20] [22-29]. On retrouve cependant des rayons initiaux plus larges, de l'ordre du mm par exemple [30] [31].

Les rayons initiaux sont déterminés par les auteurs à l'aide de l'imagerie rapide [20], de la littérature [22] [26] ou bien font l'objet d'études paramétriques [23-25] [29].

Les rayons étudiés sont résumés pour chacun des auteurs dans le tableau I.4.4.

	Rayon initial Choisi
C. Zaepffel [20]	0,2mm
T. Kravchik et al.[22]	0,12mm
M. Thiele et al. [23-25]	$0 < r < 0,2\text{mm}$
M. Akram [29]	$0,05\text{mm} < r < 0,1\text{mm}$
O. Ekici [26]	0,12mm
S. Bane [27] [28]	0,1mm

Tableau I.4.4 Récapitulatif des rayons initiaux de décharge par auteur

Les différences observées sur le choix du rayon initial ne nous permettent pas de choisir une valeur pour notre étude. Nous verrons plus tard, que dans un premier temps nous porterons notre choix sur les travaux de C. Zaepffel avec un rayon initial de 200 μ m afin de mettre en place notre modèle.

La température initiale

La température initiale dans le canal conducteur est la conséquence du grand nombre de collisions qui vont se produire lors du claquage et qui vont chauffer le gaz.

La température initiale est un des paramètres les plus difficiles à obtenir. Parmi les travaux que nous avons sélectionnés, la température initiale dans le canal est obtenue à partir de mesures de spectroscopie d'émission [20], de la littérature [22] [26-28] avec pour références les travaux de R. Maly [4] [13] ou comme pour le rayon initial, la température peut également faire l'objet d'une étude paramétrique [23-25] [29].

	Température initiale Choisie
C. Zaepffel [20]	10 000K
T. Kravchik et al.[22]	35 000K
M. Thiele et al. [23-25]	35 000K ou 6 000K
M. Akram [29]	7500K<T<15 000K
O. Ekici [26]	35 000K
S. Bane [27] [28]	35 000K

Tableau I.4.5 Récapitulatif des températures initiales de décharge par auteur

Les différences observées sur le choix de la température initiale ne nous permettent pas de choisir une valeur pour notre étude. Nous verrons plus tard, que dans un premier temps nous porterons notre choix sur les travaux de C. Zaepffel avec une température de 10 000K afin de mettre en place notre modèle.

La pression initiale

Après avoir énuméré les conditions initiales en température et la taille du canal données pour chacun des auteurs, le dernier paramètre nécessaire et étudié est la pression initiale. Rappelons que lors de la variation brutale de la température initiale, la pression au sein du canal n'a pas le temps de s'équilibrer avec la pression environnante, ce qui se traduit par une surpression au sein du canal.

Le paramètre de pression n'est pas directement mesurable. Il est obtenu soit à l'aide des mesures de densité du milieu et de la température [20], soit à partir de la littérature [22] [26-28]. Nous pouvons noter que parmi les trois auteurs cités comme utilisant une condition en pression issue de la littérature, tous utilisent la même référence. Cela peut paraître surprenant car seuls S. Bane et T. Kravchik et al s'accordent sur une pression de 10bar, O. Ekici choisit une pression initiale de 100bar. Ces trois travaux s'appuient sur les travaux de R. Maly et al. pour déterminer les conditions initiales de leur simulation, il paraît donc très surprenant qu'il puisse exister des différences si importantes entre les choix de pressions initiales. Enfin, on retrouve également des études paramétriques sur la pression initiale, avec des auteurs tels que M. Thiele et al. ainsi que M. Akram. Ces auteurs reliant directement la pression à la température par le biais de la densité, la température initiale étant un paramètre variable dans leurs travaux, la pression initiale est également un paramètre qui varie.

	Pression initiale choisie
C. Zaepffel [20]	10bar
T. Kravchik et al.[22]	10bar
M. Thiele et al. [23-25]	100bar ou 10bar
M. Akram [29]	Non communiquée
O. Ekici [26]	100bar
S. Bane [27] [28]	10bar

Tableau I.4.6 Récapitulatif des pressions initiales de décharge par auteur

Les différences observées sur le choix de la pression initiale ne nous permettent pas de choisir une valeur pour notre étude. Nous verrons plus tard, que dans un premier temps nous porterons notre choix sur les travaux de C. Zaepffel avec une pression de 10bar afin de mettre en place notre modèle.

Apport d'énergie

En plus des conditions initiales nécessaires à lancer les calculs pour la simulation, il est également important de regarder quelle est la quantité d'énergie que l'on choisit de déposer dans le système. Les systèmes d'allumages dits conventionnels, permettent de stocker des énergies de l'ordre de 50-100mJ. Chaque phase de la décharge permet de déposer de l'énergie. La phase de claquage et la phase d'arc, bien qu'il s'agisse de phases avec des puissances instantanées importantes (courants élevés), déposent très peu d'énergie car elles sont beaucoup trop courtes dans le temps. La phase de glow est donc la phase dans laquelle il y a le plus d'énergie électrique libérée [4]. Cependant, l'ensemble des travaux de simulation d'étincelle que nous avons étudiés, sont basés sur des étincelles très courtes. La phase de glow, n'est donc pas réellement représentée dans ces travaux [20] [22-35]. Les auteurs qui ont choisi de s'intéresser au passage du courant, représentent dans leur simulation essentiellement la phase d'arc [20] [22-26] [29]. Le courant utilisé est généralement différent du courant que l'on peut observer sur des mesures électriques. Il est moyenné, lissé et simplifié. On retrouve des formes d'onde en créneau avec une phase de fort courant de quelques centaines de ns puis une phase de courant « résiduel » de plusieurs dizaines de μ s [20] [22-25]. D'autres auteurs préfèrent utiliser un courant constant [26] ou une forme d'onde idéalisée [29] basée sur des mesures expérimentales [21].

Concernant l'estimation de l'énergie déposée dans le plasma dans les instants qui précèdent le temps initial des simulations, un seul auteur l'a quantifié [22]. Elle est nécessairement à relier avec l'ensemble des conditions initiales et doit être ajoutée au bilan d'énergie qui peut être fait à la fin de la simulation lorsqu'un dépôt d'énergie par l'intermédiaire d'un terme source est réalisé. L'énergie déposée par le terme source électrique, lorsqu'il y en a un, associée à l'énergie déposée en condition initiale sous la forme d'un canal de température et de pression élevées constituent l'ensemble de l'énergie déposée dans le système. Ce bilan d'énergie peut ensuite être comparé avec les mesures électriques aux moyens d'importantes hypothèses sur les chutes de tension aux électrodes. Ce travail a été en partie réalisé par C. Zaepffel [20], ce dernier ne faisant pas clairement apparaître l'énergie associée aux conditions initiales.

I.4.5. Bilan

Le rayon de la décharge, la température initiale ainsi que les pressions initiales utilisées dans les modèles ont été présentés :

- Le rayon de la décharge : ce rayon varie suivant les auteurs de 100 μ m à 200 μ m.
- La température initiale : elle varie de 6 000K à 35 000K.
- La pression initiale : la pression varie de 10bar à 100bar.

La figure I.4.2 fait le bilan des conditions initiales que nous avons étudiées, à l'exception des travaux de M. Thiele et al. [23-25] et de M. Akram [29] qui ont réalisé des études paramétriques et pour lesquelles il n'est pas simple de remonter à toutes les grandeurs. La figure représente l'évolution de la température, de la pression et du diamètre durant les premiers instants de la décharge. On observe que tous les jeux de conditions initiales ne se superposent pas et que les paramètres initiaux pour un même jeu de données ne sont pas pris aux mêmes instants d'après les mesures de R. Maly [4] que nous avons tracées en trait plein sur la figure I.4.2 et extrapolées afin de pouvoir placer l'ensemble des données relevées. La disparité dans le choix des paramètres d'un auteur à un autre est un élément intéressant à observer. En effet, mis à part C. Zaepffel, l'ensemble des auteurs présentés s'appuie, au moins en partie, sur les travaux précurseurs de R. Maly, il paraît donc étonnant que des différences apparaissent dans les conditions initiales choisies.

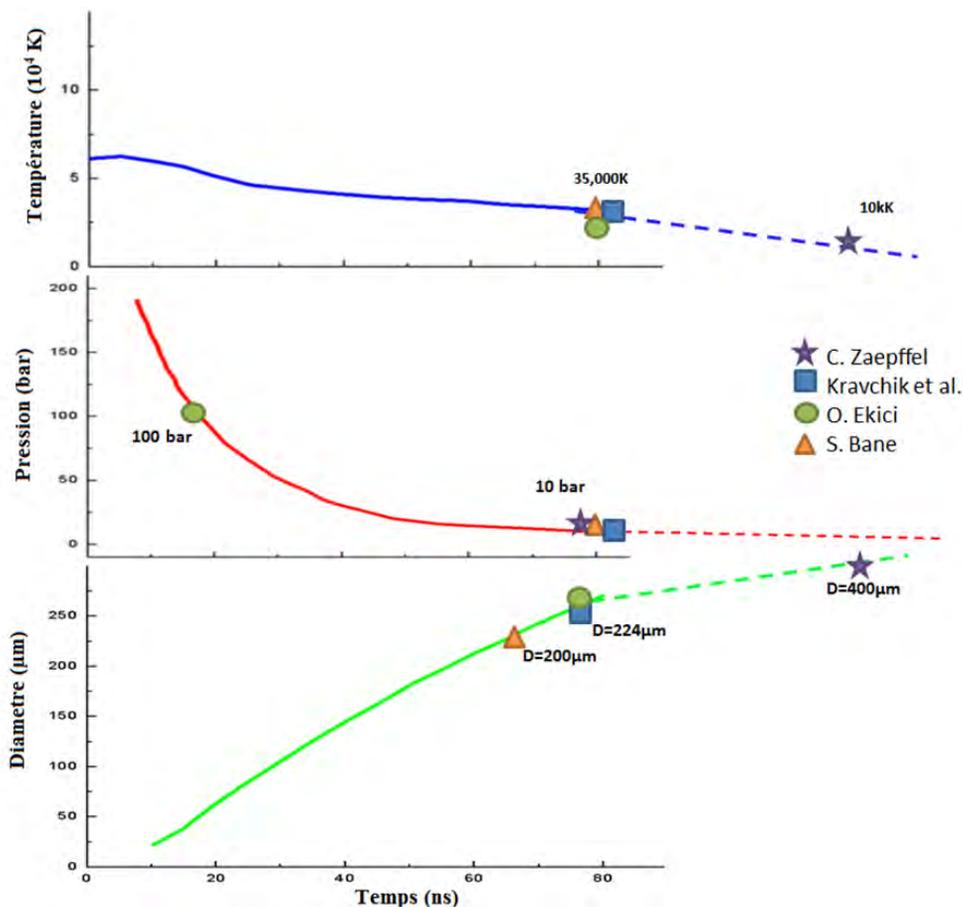


figure I.4.2 Positionnement des conditions initiales par auteur

Notre travail a consisté à étudier dans un premier temps les travaux de la littérature présentant des similitudes avec le modèle que nous utilisons. Les auteurs choisis ne constituent pas l'ensemble des auteurs de la littérature. On retrouve également un certain nombre de travaux pour lesquels les conditions initiales dans l'espace inter électrodes sont identiques à

l'ensemble du domaine, une température de 300K à pression atmosphérique, et un terme source dans l'équation de conservation de l'énergie permet de déposer de l'énergie dans un canal, ce qui conduit à l'élévation de la température en ce point [32-36].

Concernant le choix des paramètres de simulation pour la suite de notre travail, l'analyse de la littérature n'a pas permis de dégager un jeu de données cohérent utilisable dans notre modèle. Ces conclusions sont autant valables pour le choix des conditions initiales que pour les conditions limites. En ce qui concerne l'utilisation des propriétés thermodynamiques, là encore, un certain nombre de points nous ont alerté. Par expérience, nous savons que les propriétés thermodynamiques et de transport sont fortement non linéaires lorsqu'on les trace en fonction de la température par exemple. On a pu constater que certains auteurs extrapolaient ces propriétés et cela nous semble risqué. Nous verrons dans le chapitre II quels ont été les choix que nous avons faits afin de démarrer notre étude numérique.

I.5. La phase de glow

Comme on l'a vu avec les travaux de C. Zaepffel ainsi que pour tous les autres modèles, la température de la zone chaude diminue en une dizaine de μs vers 5500K. L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local, base de l'ensemble des travaux présentés ci-dessus peut être discutée. En effet, lorsque le milieu se refroidit, la conductivité électrique chute. Le milieu ne permet plus un équilibre énergétique entre les particules lourdes et les électrons. En effet, S. Vacquié écrit que dans un arc établi, le terme de source d'énergie est l'effet joule qui chauffe les électrons [15]. L'effet Joule est le produit de la conductivité électrique avec le champ électrique au carré. Or si la conductivité électrique diminue, l'effet Joule peut ne plus chauffer suffisamment les électrons pour maintenir l'équilibre thermique avec les ions. Les écarts à l'équilibre sont généralement rares dans les arcs stationnaires hormis dans les régions périphériques. Dans les arcs en extinction, qui se rapprochent de la phase de glow, mais également lors du refroidissement brutal dû aux recirculations de gaz froids, il a été montré que des écarts à l'équilibre chimique et/ou thermique peuvent apparaître [42]. Cette phase est également la phase la plus longue du processus d'étincelle. Comme le montrent N. Pashley et al [43], la décharge peut durer plusieurs ms. L'émission d'électrons ne se fait plus que par bombardement ionique de la cathode, ce qui entraîne un faible courant et l'augmentation de la tension par rapport à la tension d'arc [43]. Le système d'allumage se décharge progressivement du reste de son énergie, la puissance est cependant bien inférieure à celle des premiers instants. Cette phase plus longue est caractérisée par une perte d'énergie aux électrodes beaucoup plus importante. Cette phase ne sera pas prise en compte dans nos travaux, le modèle sera basé sur des décharges capacitatives dans un premier temps (Chapitre II et III), puis sur les premières μs d'une décharge inductive de quelques ms (chapitre IV).

Après nous être intéressé aux généralités sur les moteurs, à l'état de l'art des systèmes d'allumage commandé, à la définition de l'étincelle que l'on pouvait retrouver dans la littérature et enfin aux principaux auteurs de simulation numériques d'arc relatifs à l'allumage, nous allons maintenant présenter le modèle que nous avons étudié dans le prochain chapitre.

Chapitre II

II. Chapitre II – Mise en place du modèle

L'équipe AEPPT a développé un modèle permettant de coupler à la fois l'hydrodynamique du plasma et la part électromagnétique. Le modèle est basé sur le logiciel de mécanique des fluides @ANSYS Fluent qui permet le développement de fonctions utilisateur. La résolution du système d'équations est basée sur la méthode des volumes finis.

Ce chapitre est consacré à la description du modèle utilisé dans la suite de notre travail et aux résultats des comparaisons avec deux auteurs de la littérature qui nous permettront de nous familiariser avec la simulation de l'étincelle et des paramètres nécessaires à sa bonne compréhension : le rayon initial de la décharge ainsi que la température, la pression et l'énergie initiales.

Ma thèse a été réalisée dans le cadre du projet FAMAC (Fondamentaux d'Allumage pour les Moteurs à Allumage Commandé) où des mesures doivent permettre de valider mes résultats théoriques. Néanmoins, l'obtention des premiers résultats expérimentaux n'est intervenue qu'un an après le début de mes travaux. Nous avons donc décidé dans un premier temps de réaliser une validation à partir de travaux disponibles dans la littérature. Notre choix s'est porté dans un premier temps sur les travaux de C. Zaepffel car ils ont l'avantage d'avoir basé les conditions initiales de la simulation sur des mesures réalisées sur une même étude, avec cependant des incertitudes sur la pression initiale. Un autre avantage des travaux de C. Zaepffel [20] est le fait que nous disposions d'un grand nombre d'informations sur sa configuration : nombre et taille des mailles, taille du domaine de calcul, résultats des mesures de températures électroniques, valeur de la tension d'arc, de la colonne (modèle) ainsi que de l'imagerie. Cette première comparaison nous a conforté concernant le fonctionnement du code développé et nous a permis d'obtenir les premières conclusions sur l'étincelle. Cependant, ces conclusions nous conduisent à nous intéresser aux premiers instants de l'étincelle, C. Zaepffel ayant basé ses conditions initiales sur des paramètres correspondant à $1\mu\text{s}$ après le claquage, et à les modéliser afin de mieux représenter l'écoulement. Pour cela, nos travaux s'appuieront sur le travail de R. Maly et ses co-auteurs [4] [10-13], qui ont détaillé l'évolution des paramètres importants pour la simulation juste après le claquage.

Dans la première partie du chapitre nous exposerons le modèle utilisé ainsi que les hypothèses qui y sont associées. La seconde partie concernera la comparaison de nos simulations avec celles de C. Zaepffel. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude d'une étincelle dans les toutes premières nanosecondes après le claquage, pour cela nous nous appuyeront sur les travaux de R. Maly et al. [4] [10-13].

II.1. Le modèle

II.1.1. Hypothèses

Equilibre thermodynamique local

Le modèle développé par l'équipe AEPPT nécessite que le plasma thermique étudié soit à l'équilibre thermodynamique local (ETL). Il a été montré que le temps d'établissement de l'ETL pour un plasma à 10kK et 1bar est de 0.6 μ s [44]. Dans ce cas, la durée de mise à l'ETL du plasma est moins rapide que le phénomène que l'on souhaite étudier. En revanche, si le plasma a une température de 30kK et une pression de 10bar, ce qui se rapproche du phénomène de l'étincelle, la durée de mise à l'équilibre chute à 0.9ns [44]. R. Maly a également estimé la durée d'apparition de l'ETL dans la décharge à quelques ns [4]. Au-delà de ce temps d'établissement de l'ETL, nous pouvons considérer une seule et même température pour l'ensemble des espèces du plasma.

Paramètres	Notation	Valeur choisie pour les démonstrations
Température du plasma	T	10 000K
Conductivité électrique	σ_c	$10^4 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
Permittivité du vide	ϵ_0	$8.54 \cdot 10^{-12} F \cdot m^{-1}$
Constante de Boltzmann	k_b	$1.381054 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1}$
Charge de l'électron	e	$1.60210 \cdot 10^{-19} C$
Densité électronique	n_e	$1.7 \cdot 10^{22} \text{particules} \cdot m^{-3}$
Masse de l'électron	m_e	$9.1091 \cdot 10^{-31} kg$
Vitesse de l'écoulement	$\langle v \rangle$	$1000 m \cdot s^{-1}$
Valeur du champ magnétique	\vec{B}	1mT
Densité de courant	\vec{J}	$1 \cdot 10^9 A \cdot m^{-2}$
Rayon de l'arc	r_{arc}	0.2mm

Tableau II.1.1 Récapitulatif des grandeurs utilisées

Neutralité électrique

Il est également nécessaire de discrétiser le domaine de calcul afin de pouvoir utiliser l'algorithme de résolution de @ANSYS Fluent. Une des contraintes est que dans chacune des cellules du domaine discrétisé, la neutralité électrique doit être assurée. Pour cela il faut s'intéresser à la longueur de Debye qui représente la distance au-delà de laquelle on peut considérer que toutes les perturbations liées aux différentes charges sont négligeables. L'expression mathématique de la longueur de Debye notée λ_d et sa valeur numérique sont présentées dans l'équation II.1.1.

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T}{n_e e^2}} = 5.3 * 10^{-8} m \quad \text{Equation II.1.1}$$

Cette longueur doit être inférieure au libre parcours moyen des électrons afin de pouvoir considérer qu'à l'échelle macroscopique chacune des cellules est électriquement neutre [45]. Pour vérifier cela, nous considérerons un plasma à 10 000K, ayant une conductivité de

$10^4 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$. Afin de déterminer le libre parcours moyen, il est nécessaire d'estimer d'abord la fréquence de collision ainsi que la vitesse moyenne.

La fréquence de collision ($v_{e\beta}$) est estimée à l'aide de l'équation II.1.2 :

$$v_{e\beta} = \frac{n_e e^2}{m_e \sigma_c} = 4.79 * 10^{10} s^{-1} \quad \text{Equation II.1.2}$$

Ensuite, il est nécessaire de quantifier la vitesse moyenne notée $\langle v_{moy} \rangle$ en utilisant l'équation II.1.3 :

$$\langle v_{moy} \rangle = \sqrt{\frac{8k_b T}{\pi m_e}} = 6.21 * 10^5 m \cdot s^{-1} \quad \text{Equation II.1.3}$$

Enfin, le libre parcours moyen des électrons est le rapport entre la vitesse moyenne et fréquence de collision comme on peut le voir dans l'équation II.1.2.II.1.4 :

$$\frac{\langle v_{moy} \rangle}{v_{e\beta}} = 1.29 * 10^{-5} m \quad \text{Equation II.1.4}$$

On peut noter que le libre parcours moyen est très grand devant la longueur de Debye, ce qui conduit à affirmer que chaque cellule du domaine de calcul peut être considéré comme électriquement neutre. Cela implique également que la taille de maille minimale utilisée dans le modèle ne devra pas être trop éloignée de la valeur du libre parcours moyen. Ce sera le cas dans l'ensemble des maillages étudiés.

Simplification de la loi d'Ohm généralisée

Avant de présenter le système d'équations que nous allons utiliser dans le cadre de la modélisation magnétohydrodynamique de l'étincelle, il est important de chercher les termes négligeables. Une des simplifications couramment admise dans le cas de la simulation d'arc électrique concerne la simplification de la loi d'Ohm généralisée. Nous avons repris pour cela la même méthodologie que L. Chemartin [46], utilisée aussi par B. Peyrou [44] ou encore C. Rehmet [45]. La méthode consiste à comparer chacun des termes de l'expression générale II.1.5 avec le terme résistif $\frac{\vec{J}}{\sigma}$. Si celui-ci est beaucoup plus grand, on considèrera le terme comparé comme négligeable.

$$\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} = \frac{\vec{J}}{\sigma} - \frac{\vec{J} \wedge \vec{B}}{n \cdot e} - \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{p}_e}{n \cdot e} + \frac{m_e}{n \cdot e^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad \text{Equation II.1.5}$$

Le premier terme que l'on voit apparaître aux côtés du champ électrique \vec{E} est l'expression du champ électromoteur : $\vec{v} \wedge \vec{B}$. L'équation II.1.6 va être évaluée et doit être petite devant 1, pour pouvoir négliger le terme :

$$\left| \frac{\vec{v} \wedge \vec{B}}{\frac{\vec{J}}{\sigma}} \right| = \frac{v \cdot B \cdot \sigma}{J} = \frac{v \mu_0 \cdot r_{arc} \cdot \sigma}{2} = 1,2566 \cdot 10^{-3} \quad \text{Equation II.1.6}$$

Avec :

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi \cdot r_{arc}} = \frac{\mu_0 \cdot \mathbf{J} \cdot r_{arc}}{2} \quad \text{Equation II.1.7}$$

Le rapport présenté par l'équation II.1.6 nous conduit à dire que la force électromotrice (ou induction de Lorentz) est ici négligeable devant le terme résistif.

Le terme suivant représente l'effet Hall. Le rapport des deux termes est donné par l'équation II.1.8 :

$$\left| \frac{\vec{\mathbf{J}} \wedge \vec{\mathbf{B}}}{\vec{\mathbf{J}} \cdot \mathbf{n}_e \cdot e} \right| = \frac{\mathbf{B} \cdot \sigma}{\mathbf{n} \cdot e} = 3,67 \cdot 10^{-3} \quad \text{Equation II.1.8}$$

Le rapport est fortement défavorable pour le terme en effet Hall. Dans la suite, de l'étude celui-ci sera donc négligé.

Les deux termes restant à examiner correspondent au champ électrique généré par le gradient de pression électronique, et à l'effet de la variation de courant dans le temps.

Pour le gradient de pression, on suppose que la pression et la température sont homogènes dans le canal (ce qui est vrai au tout début de la décharge). Le calcul du rapport relatif de ce terme avec le terme résistif conduit à l'équation II.1.9 :

$$\left| \frac{\vec{\nabla} \cdot \mathbf{p}_e}{\vec{\mathbf{J}} \cdot \sigma} \right| = \frac{\mathbf{p}_e}{\mathbf{n} \cdot e \cdot r_{arc}} \cdot \frac{\sigma}{\mathbf{J}} = \frac{k_b T_e}{e r_{arc}} \cdot \frac{\sigma}{\mathbf{J}} = 0.043 \quad \text{Equation II.1.9}$$

Nous considérerons donc le gradient de pression comme étant également négligeable devant le terme résistif.

Enfin, de la même manière que précédemment, nous négligerons le terme de variations temporelles dans l'équation II.1.5 puisque lui aussi est petit devant le terme résistif. Pour le montrer il nous faut considérer le pas de temps de l'étude. Dans un premier temps le pas de temps sera fixé à 50ns. Sur cet intervalle de temps le courant varie de quelques A. Nous prendrons $\Delta I = 5A$. Cette valeur peut être sous-estimée ou surestimée suivant les cas que nous étudierons. Le courant est d'environ 100A ici, mais la fréquence de collision étant suffisamment élevée, ces grandeurs n'ont que peu d'influence comme le montre l'équation II.1.10 :

$$\frac{m_e}{n \cdot e^2} \frac{\partial \vec{\mathbf{J}}}{\partial t} \cdot \sigma = \frac{m_e \sigma \Delta I}{n \cdot e^2 \cdot I} = \frac{\Delta I}{v_{e\beta} \cdot I} \approx 1 \cdot 10^{-12} \quad \text{Equation II.1.10}$$

Finalement, la loi d'Ohm simplifiée est exprimée dans l'équation II.1.11 :

$$\vec{\mathbf{E}} = \frac{\vec{\mathbf{J}}}{\sigma} \quad \text{Equation II.1.11}$$

On lui préfère souvent la forme mettant en évidence la densité de courant, comme indiqué par l'équation II.1.12 :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad \text{Equation II.1.12}$$

Hypothèse fluide

Afin de pouvoir représenter l'écoulement du plasma à l'aide d'un logiciel de mécanique des fluides (CFD), il est nécessaire de représenter le plasma comme fluide. Ce fluide est vu comme un milieu continu de comportement newtonien, que l'on observe à une échelle macroscopique (Hypothèse de Navier-Stokes). Nous allons donc nous intéresser au mouvement d'ensemble de ce fluide plutôt qu'à une particule en particulier. Le fluide est donc caractérisé par un certain nombre de propriétés telles que sa vitesse, sa température, sa densité ou encore sa pression et le plus petit élément du fluide sera une particule fluide. Cette particule fluide ne sera pas affectée par des perturbations provenant des échelles microscopiques. Par contre chaque espèce peut être considérée indépendamment comme un fluide, ce qui permet de traiter différents types de mélanges gazeux. Cette hypothèse est largement reprise dans la littérature [20] [37] [47].

Les électrodes

Les électrodes ne seront pas modélisées, elles seront représentées par une condition limite adiabatique. Il est très difficile d'obtenir des informations sur la température à la surface des électrodes ou encore la composition de certains matériaux.

Modèle de rayonnement

Le rayonnement sera pris en compte par l'approximation de coefficient d'émission nette [41] [48]. $\epsilon_N(T, R_p)$ représentera le bilan de la puissance dissipée par un élément de volume isotherme assimilé à une sphère de rayon R_p . Elle consiste à faire le bilan de ce qui est rayonné ou absorbé depuis le centre de cette sphère jusqu'à la distance R_p . Elle s'exprime en $W \cdot m^{-3} \cdot sr^{-1}$ [49]. Cette méthode sera utilisée dans l'ensemble de notre travail et le rayon R_p sera fixé à 0.2mm.

II.1.3. Equations

Le tableau II.1.2 ci-dessous résume le système d'équations résolues par @ANSYS Fluent. La résolution de ces équations est basée sur la méthode des volumes finis [37] [47] [49] [50]. Elle consiste à écrire l'ensemble du système d'équations sous la forme de l'équation généralisée (eq. II.1.13). Cette équation généralisée est constituée d'un terme temporel, d'un terme convectif puis d'un terme diffusif et enfin d'un terme source. Il n'est pas obligatoire d'avoir l'ensemble de ces termes pour chacune des équations, notamment le terme temporel et le terme convectif qui peuvent être annulés par l'intermédiaire d'un coefficient « binaire » ici noté « a » dans le tableau II.1.2.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \Phi) + a \cdot \text{div}(\rho \cdot \vec{v} \cdot \Phi) = \text{div}(\Gamma \overrightarrow{\text{grad}} \Phi) + S_\varphi \quad \text{Equation II.1.13}$$

Equation de conservations	ϕ	a	Γ_ϕ	S_ϕ
Masse	1	1	0	0
Vitesse axiale	v_z (axial velocity)	1	μ	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\mu \frac{\partial v_r}{\partial z}) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\mu \frac{\partial v_z}{\partial z}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r))$
Vitesse radiale		1	μ	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\mu \frac{\partial v_r}{\partial r}) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\mu \frac{\partial v_z}{\partial z}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r))$
Energie	h_s	1	$\frac{k}{C_p}$	$+ \mu \left[2 \left(\left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \frac{v_r^2}{r^2} + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right) + \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + S_{elec} - S_{rad}$
Potentiel scalaire	V	0	σ	0

Tableau II.1.2 Résumé du système d'équations résolues

Nous définirons S_{elec} comme le terme source de chauffage par effet Joule, représentant la puissance électrique dissipée dans le canal plasma. Son expression est la suivante :

$$S_{elec} = \frac{j_z^2 + j_r^2}{\sigma} \quad \text{Equation II.1.14}$$

Dans cette expression, les densités de courant axiale J_z et radiale J_r sont calculées à partir du potentiel vecteur :

$$J_z = -\sigma \frac{\partial V}{\partial z} \quad \text{Equation II.1.15}$$

$$J_r = -\sigma \frac{\partial V}{\partial r} \quad \text{Equation II.1.16}$$

La conductivité électrique σ est tabulée préalablement en fonction de la température et la pression comme nous le verrons plus tard.

La puissance rayonnée sera prise en compte par le terme S_{rad} .

$$S_{rad} = 4\pi\epsilon_N(T, P, R_p) \quad \text{Equation II.1.17}$$

II.1.4. Conditions limites

Le modèle de C. Zaepffel [20] est basé sur une configuration 2D axisymétrique avec des électrodes cylindriques distantes de 2mm. Dans notre étude, nous avons choisi d'utiliser la même géométrie que C. Zaepffel.

Le domaine de calcul est présenté sur la figure II.1.1. sur laquelle l'axe de symétrie apparaît en vert et les électrodes en orange.

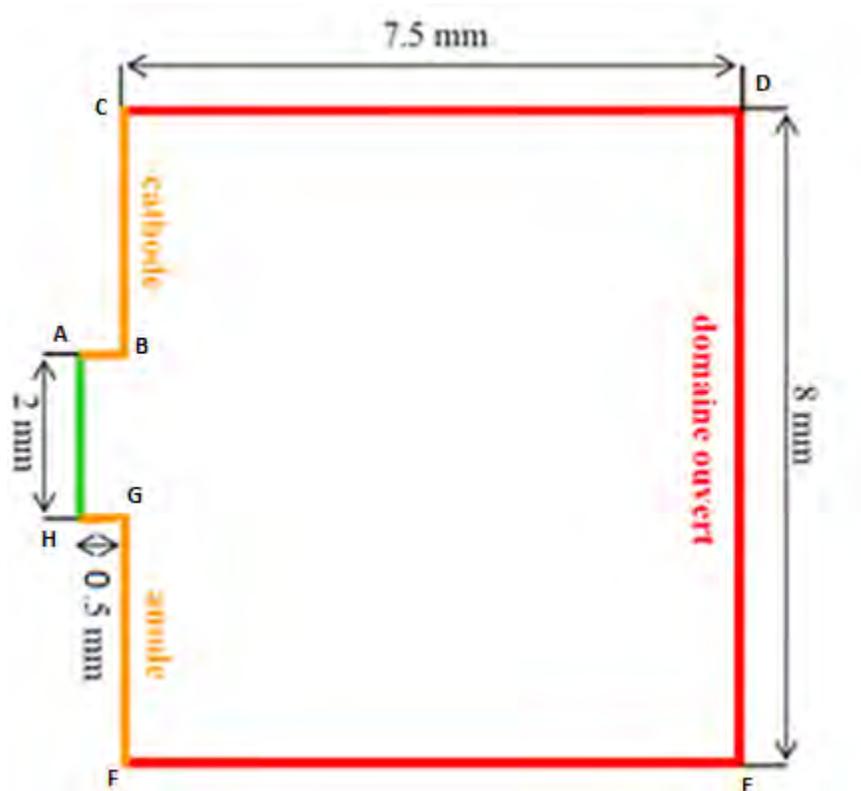


Figure II.1.1 Domaine de calcul utilisé par Zaepffel, dimension du domaine et largeur des électrodes [20]

Un flux nul en température est imposé sur l'ensemble des parois des électrodes. Concernant la partie représentée en rouge sur la figure II.1.1, nous avons choisi d'utiliser une condition limite de type « pressure-outlet », proposée par fluent. C. Zaepffel ne précisant pas quel type de condition il utilise, cette option nous a paru la plus appropriée. La densité de courant est, dans notre cas, imposée en pointe de cathode, alors que pour C. Zaepffel cette dernière est imposée en pointe d'anode. Pour la comparaison, cela reste équivalent puisque le domaine de calcul présente également une symétrie de part et d'autre de l'axe r.

Enfin le profil de courant utilisé par C. Zaepffel et repris dans notre modèle est celui représenté sur la figure II.1.2 :

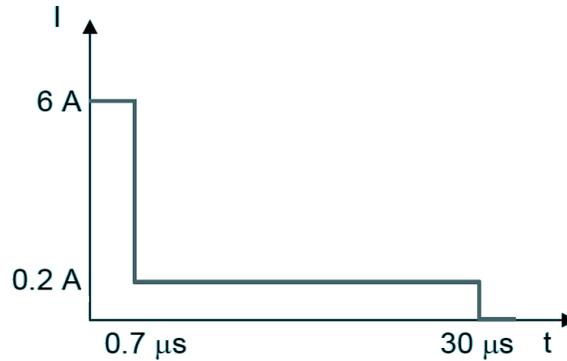


Figure II.1.2 Profil de courant

Il s'agit d'une onde de courant idéalisée, avec une première phase de courant de 6A d'une durée de 700ns, puis une phase plus longue de 29.3µs avec un courant de 200mA. Cette onde correspond à celle utilisée par C. Zaepffel [20] mais également à celle M. Thiele et al [23-25] ou encore T. Kravchik et al [22].

II.1.5. Maillage, pas de temps et schémas numériques

Notre maillage est similaire à celui de C. Zaepffel [20]. Il est constitué de 25 000 cellules quadrilatères de $50\mu\text{m}$ de côté. Le pas de temps est fixé à 50ns. Le couplage pression-vitesse est réalisé à l'aide de l'algorithme PISO. Pour la discrétisation spatiale, le schéma numérique utilisé est UPWIND 2nd ordre et pour la discrétisation temporelle, un schéma de type implicite 1^{er} ordre a été choisi. Ces schémas seront conservés dans l'ensemble de notre étude.

II.1.6. Conditions initiales

Les conditions initiales du modèle présentées ici sont issues C. Zaepffel [20]. Le courant est supposé établi dans un fin canal conducteur. La température à l'intérieur de ce canal est de 10 000K. La pression estimée théoriquement par C. Zaepffel est de 10bar. Enfin le rayon de la décharge est de $200\mu\text{m}$. La température initiale est basée sur la mesure de la température électronique $1\mu\text{s}$ après le claquage. Supposant l'équilibre thermodynamique local, cette température peut être introduite dans le canal initial comme étant la température de l'ensemble des espèces de la décharge. Le rayon de la décharge est ensuite estimé à l'aide de l'imagerie rapide. Enfin, la pression est supposée égale à 10bar, mais l'auteur ne précise pas par quelle méthode cette grandeur a été obtenue. Le tableau suivant résume les conditions initiales utilisées dans la simulation :

Canal initial			Milieu environnant	
Température	Pression	Rayon	Température	Pression
10 000K	10bar	$200\mu\text{m}$	300K	1bar

Tableau II.1.3 Conditions initiale de C. Zaepffel

II.1.7. Banques

Dans le cadre du projet ANR FAMAC, les banques de données de base ont été établies au sein de l'équipe AEPPT du laboratoire LAPLACE. La gamme de températures et de pressions utilisées a été choisie à partir des grandeurs trouvées dans la littérature. Ainsi, le jeu de données

thermodynamiques et de transport devait couvrir une gamme de température de 300K-30kK, et de 1bar à 80bar pour la pression. Or, nous l'avons vu dans le chapitre dédié à la bibliographie, juste après le claquage, les températures peuvent atteindre 60kK et la pression quelques centaines de bar. La gamme de validité de propriété de transport a donc été étendue à 60kK pour la température et 400bar pour la pression. Cela nous permet contrairement à ce qu'il peut être trouvé dans la littérature d'avoir un jeu de données valable sur l'ensemble des conditions de simulations. En revanche, le jeu utilisé peut éventuellement être légèrement différent de celui utilisé par C. Zaepffel. Une rapide comparaison a permis de s'assurer que les grandeurs évoluent malgré tout de façon très similaire. Notre jeu de données de base est présenté en annexe 1. Le logiciel ANSYS Fluent permet d'utiliser ces données de base par l'intermédiaire d'un module nommé « real gas model ». Nous utiliserons ce module dans l'ensemble de notre travail.

II.2. Etude dans la configuration de C. Zaepffel

II.2.1. Analyse générale de la décharge

Avant de comparer point par point les résultats avec C. Zaepffel, il est nécessaire d'étudier de manière générale le comportement de la décharge afin de mieux comprendre les conséquences et le rôle de chacune des grandeurs observées. Ainsi, on peut décomposer l'évolution de la décharge en plusieurs phases. La première consisterait en l'expansion du canal initial dans la direction radiale. Cette expansion est dominée par la vitesse générée par le départ de l'onde de choc et se fait de façon cylindrique. La figure II.2.1 représente les vecteurs vitesses coloriés par la température dans le fluide et illustre bien cette expansion radiale.

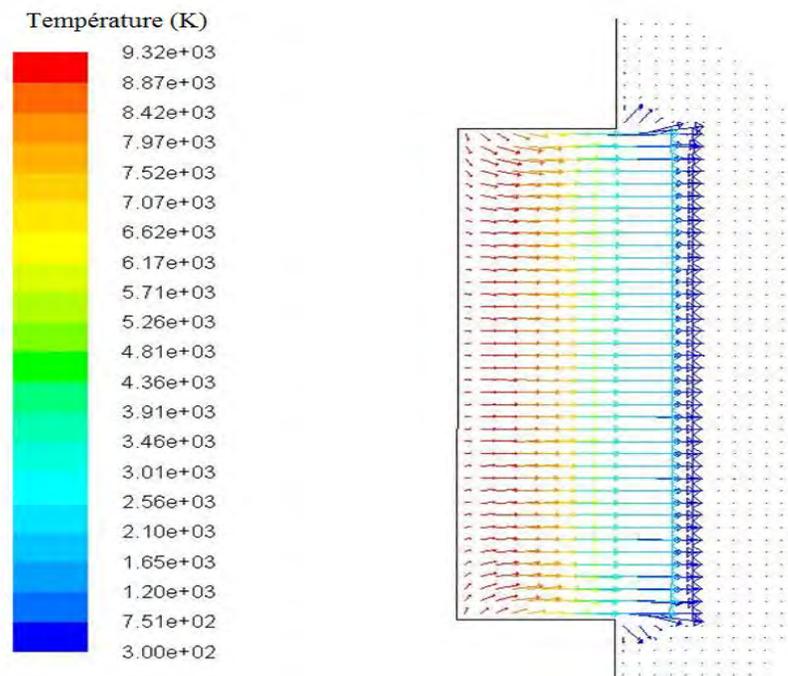


Figure II.2.1 Champs de vecteur vitesse coloriés par la température à t=500ns

Dans la phase dominée par l'onde de choc, les bords du canal de plasma et de l'onde de choc sont confondus ($t < 1\mu s$). Ce résultat a été mis en évidence par de nombreux auteurs [10] [26] expérimentalement et numériquement. La vitesse maximale dans l'écoulement est de 500m/s à $t = 500ns$.

La phase suivante correspond à la transformation de l'onde de choc, initialement cylindrique car contenue dans l'espace inter-électrode, en une onde sphérique visible sur la figure II.2.2. Cette onde est suivie d'une onde de dépression qui va être responsable de la forme toroïdale que va prendre la décharge. En effet, les gaz froids localisés le long des électrodes, vont être aspirés en direction de la décharge en pleine expansion. Nous verrons au cours de ce chapitre, que cela se traduit pour le plasma par une forme un peu particulière de lobe (figure II.2.3). Les vitesses axiales des gaz froids, orientées vers la décharge, combinées avec les vitesses radiales dans le plasma et la forme cylindrique des électrodes, conduisent à l'apparition de vortex situés au proche voisinage des angles des électrodes comme on peut le constater à droite de la figure II.2.2.

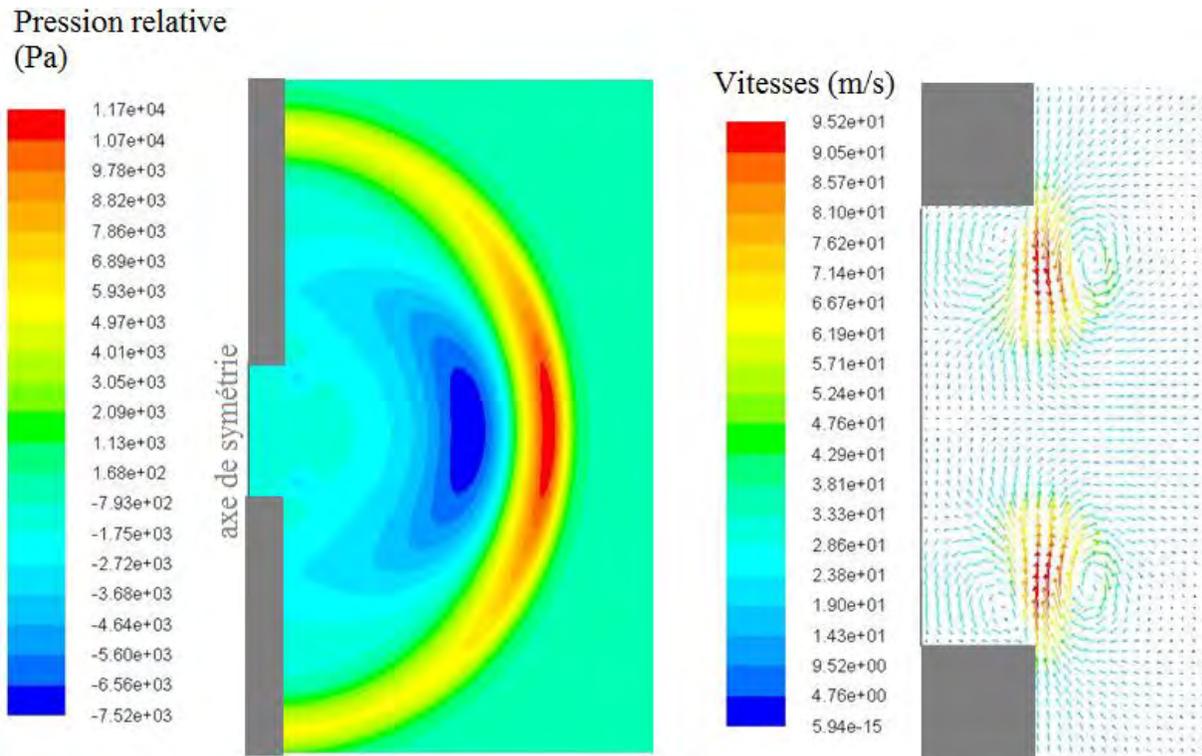


Figure II.2.2 Champ de pression avec succession de l'onde de pression par une onde de dépression et vecteur vitesse à $t = 10\mu s$ (cas 1)

La dernière phase est une phase de diffusion : la vitesse de l'écoulement de la décharge a grandement diminué jusqu'à atteindre quelques dizaines de mètre par seconde. L'évolution que nous observons de la décharge n'est plus imposée par la convection liée à l'onde mais plutôt par des phénomènes de conduction [23-25]. Le comportement général de la simulation d'étincelle est ici en très bon accord avec les descriptions que l'on peut retrouver dans la littérature. On retrouve bien la succession de la phase guidée par l'onde puis de la phase de

diffusion, les ordres de grandeurs des vitesses que nous obtenons correspondent bien avec ceux que l'on peut retrouver dans la littérature. De même, et c'est l'objet de ce chapitre, la description de la décharge faite par C. Zaepffel dans sa thèse correspond parfaitement avec le comportement observé dans nos simulations. En effet, nous observons la propagation d'une onde de pression ainsi que celle du canal de gaz chaud initial. La figure II.2.3 illustre un champ de température à $30\mu\text{s}$ afin de mieux se représenter la forme de la décharge à cet instant. On peut y voir une section du tore abordé plus haut dans ce paragraphe qui est créée par son expansion due à l'onde de choc mais également par la recirculation de gaz frais provenant des parois des électrodes.

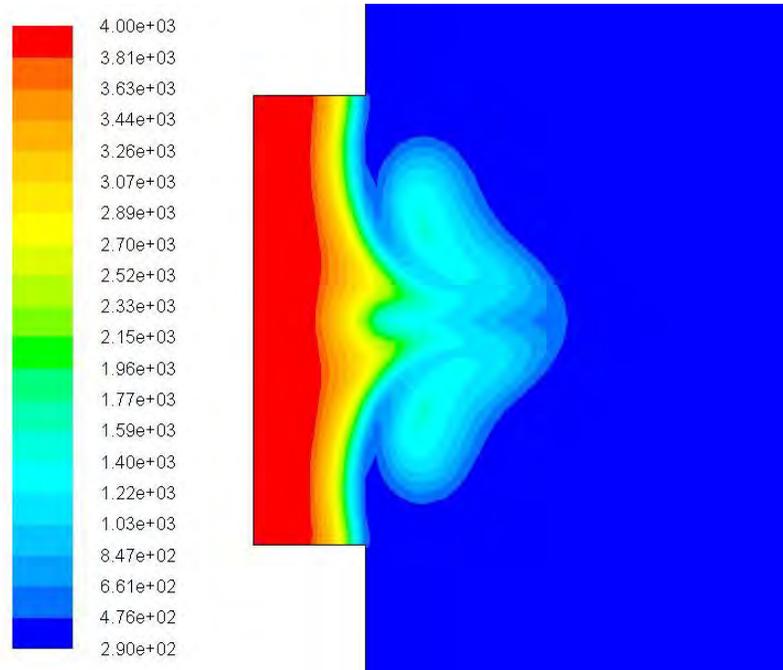


Figure II.2.3 Champs de température à $t=30\mu\text{s}$

II.2.2. Éléments de comparaison avec le modèle

Le comportement général de la décharge est en bon accord avec les résultats de C. Zaepffel, nous avons cependant souhaité reproduire avec nos outils de modélisation, l'étude paramétrique qu'il a réalisée. Cette étude consiste en une variation des conditions initiales dans le but d'identifier les paramètres importants pour la décharge. Pour cela, le rayon initial de la décharge ainsi que la pression et la température initiales sont des paramètres variables d'un cas test à un autre. Le tableau suivant, issu de la thèse de C. Zaepffel, résume les paramètres étudiés :

Cas n°	Température	Pression	Rayon
1	20 000K	10bar	500 μm
2	10 000K	10bar	500 μm
3	10 000K	5bar	500 μm
4	10 000K	10bar	200 μm

Tableau II.2.1 Résumé des cas étudiés dans l'étude paramétrique

Dans l'ensemble de ces cas, la pression et la température environnantes sont respectivement de 1bar et de 300K. Pour la mise en place du code, nous avons utilisé un modèle de rayonnement basé sur l'hypothèse du coefficient d'émission nette. Dans son étude, C. Zaepffel précise bien que le rayonnement peut jouer un rôle important, cependant il ne l'a pas considéré. Il indique toutefois que la prise en compte du rayonnement notamment pour le cas n°1 aurait permis un refroidissement plus rapide de la décharge.

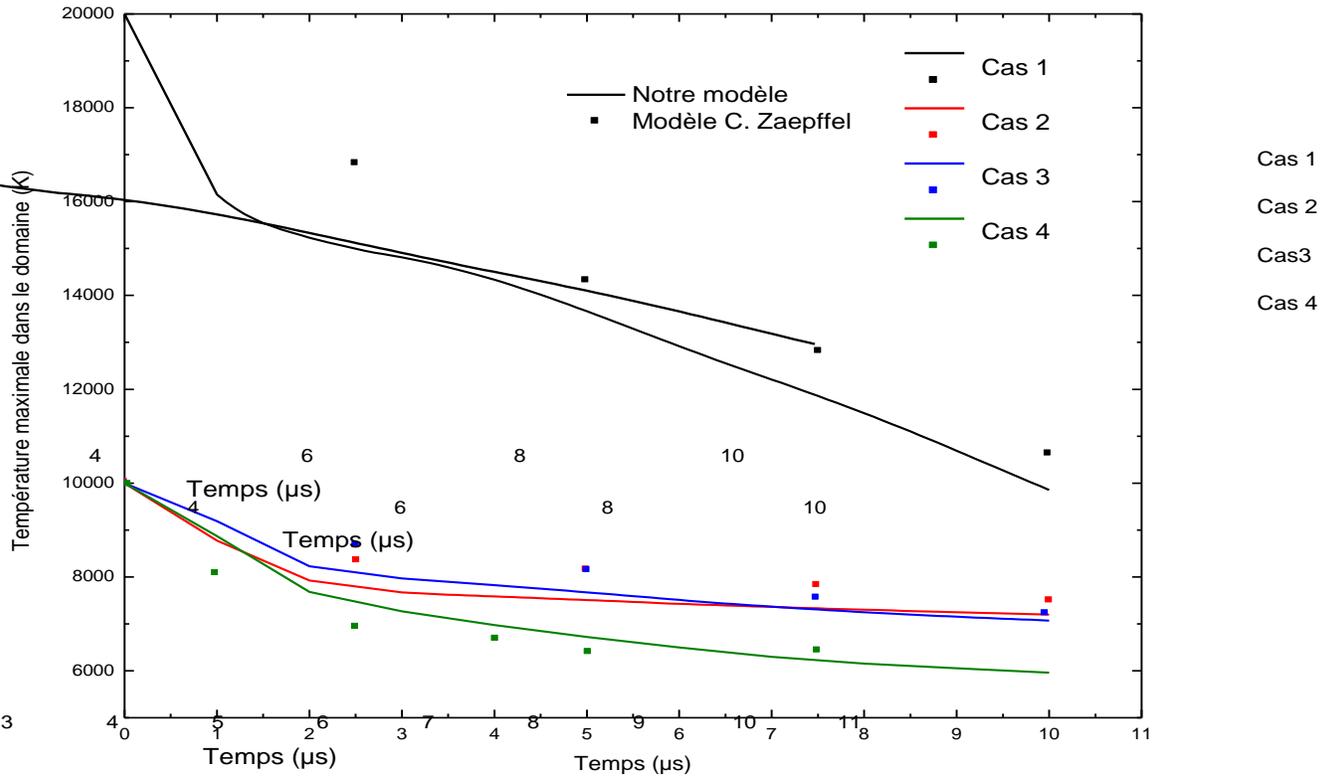


Figure II.2.4 Résultats de l'étude paramétrique, comparaison C. Zaepffel avec notre modèle.

La figure II.2.4 représente une comparaison de l'étude paramétrique de C. Zaepffel avec celle que nous avons menée sur laquelle la température maximale dans la simulation a été relevée. Nous pouvons noter là aussi un assez bon accord entre les tendances des deux modèles. Pour le cas 1, la température maximale dans le domaine est inférieure dans notre cas. Comme indiqué plutôt dans cette section, cela s'explique par la prise en compte du rayonnement, faisant chuter la température dans la décharge. Ce phénomène est également observé, à moindre échelle, pour les cas 2 et 3. En revanche, pour le cas 4, notre modèle donne une évolution de la température tantôt supérieure tantôt inférieure au résultat de C. Zaepffel. Une des explications pourrait être une légère différence dans les données de base. Ceci étant, la différence n'est que de quelques centaines de Kelvin. Une seconde explication peut provenir d'une différence entre les schémas numériques utilisés. Cependant, aucune information n'est fournie dans la thèse de C. Zaepffel à ce sujet.

L'influence de la température peut être étudiée en observant les courbes « noire » et « rouge » correspondantes aux cas 1 et 2. Les conditions initiales en température étant

différente, il n'est pas surprenant d'observer une forte différence dans l'évolution de la température maximale. La température initiale du cas 1 est deux fois plus élevée que celle du cas n°2. La décroissance commence donc à 20 000K dans le cas 1 et 10 000K dans le cas 2. La température étant à la fois le paramètre que l'on fait varier et celui que l'on observe, il n'est pas surprenant de voir une différence.

L'influence de la pression initiale à l'intérieur du canal de décharge, a été étudiée avec les cas 2 et 3. Les pressions étudiées sont 5bar et 10bar. Ces 2 valeurs sont inférieures à celle que l'on peut retrouver dans la littérature plutôt comprise entre 10bar et 100bar. L'évolution de la température maximale ne semble pas être influencée par la pression initiale dans la décharge. En effet, les deux courbes sont très proches, avec à noter une inversion des courbes de température après quelques μs visible dans le modèle de C. Zaepffel et également dans notre modèle. C. Zaepffel indique dans ses travaux que la pression initiale est donc un paramètre moins important, en comparaison à la température et au rayon dans le canal initial, à la vue de son influence sur la température maximale.

Enfin, l'influence du rayon initial de la décharge peut être étudiée en observant les cas 2 et 4. Si son influence semble être minime dans les tout premiers instants de la simulation, on note une légère influence par la suite. Le cas test dans lequel le rayon initial est le plus petit (cas 4) voit la température maximale de la décharge se refroidir plus rapidement. On peut expliquer cela en considérant que dans cette étude, le point où se situe le maximum de température est sur l'axe de la décharge, proche de la cathode et que, plus le rayon de la décharge est large, plus les gaz frais se situe loin du point de mesure. Cela se traduit par un refroidissement moins rapide.

En ce qui concerne les paramètres électriques, C. Zaepffel a relevé la tension de la colonne dans le cas de sa décharge. Ce résultat est également comparé avec celui obtenu par notre modèle pour le cas n°4 sur la figure II.2.5.

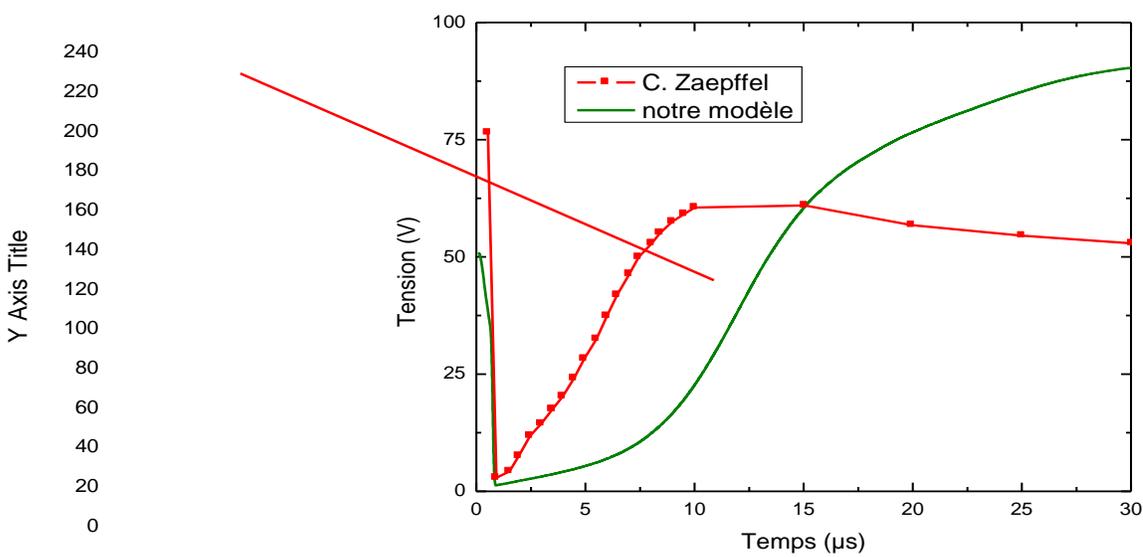


Figure II.2.5 Comparaison des évolutions de tension

Le comportement général est le même, dans un premier temps ($t < 1\mu s$), la tension chute car le canal est suffisamment chaud et conducteur pour permettre au courant de circuler facilement. Puis, lorsque la décharge refroidit et que sa conductivité électrique est moins importante, la tension remonte ($t > 1\mu s$).

Les deux courbes d'évolution temporelle de tension ne sont pas identiques.

La tension calculée lors du premier pas de temps de la simulation est supérieure dans le cas de C. Zaepffel. Cette différence peut s'expliquer par l'utilisation d'un jeu de donnée de base différent ou par une définition de la condition limite imposant la densité de courant différente.

La tension atteinte par la simulation de C. Zaepffel lors du refroidissement de la décharge est obtenue aux alentours de $10\mu s$ et est égale à 60V. Dans notre cas, le maximum est atteint bien plus tard puisque tant que la décharge se refroidit, il n'y a pas de raison que la tension diminue. En effet, lors du refroidissement, la conductivité électrique du milieu décroît entraînant une élévation de la tension (le courant reste constant). A $t = 30\mu s$ la tension vaut environ 90V. Nous ne pouvons pas expliquer pour quelles raisons la tension obtenue par C. Zaepffel décroît alors que la décharge continue de se refroidir. En ce qui concerne notre étude, la tension augmente très rapidement du fait du refroidissement rapide de la décharge. Au-delà de $15\mu s$, le refroidissement de la décharge étant moins important, la tension évolue de manière moins rapide mais ne cesse pour autant d'augmenter.

En conclusion de ce paragraphe, nous pouvons dire que l'étude paramétrique sur les conditions initiales a permis à la fois de conforter le fonctionnement de notre modèle en le comparant avec celui développé par C. Zaepffel mais également d'améliorer notre compréhension du phénomène physique « étincelle » au travers de l'impact des conditions initiales en température, pression et taille du canal initial dans la simulation sur la décharge.

Nous avons également souhaité comparer nos résultats de simulations avec les quelques éléments expérimentaux disponibles pour la comparaison dans les travaux de C. Zaepffel.

II.2.3. **Éléments de comparaison avec l'expérience**

Les grandeurs expérimentales disponibles sont la température et l'énergie électrique délivrée dans la simulation.

C. Zaepffel a comparé l'évolution de la température au centre de la décharge de son modèle avec la décroissance de la température électronique mesurée dans ses travaux, sans préciser toutefois l'endroit exact dans l'espace inter électrodes où cette mesure avait été réalisée. Nous supposons donc que c'est sur l'axe, proche de la cathode. Le plasma étant supposé à l'ETL, la température électronique sera supposée être celle de l'ensemble du gaz.

Le dispositif expérimental dispose d'un espace inter-électrodes de 1 mm contre 2 mm pour la simulation de C. Zaepffel. Malgré cette différence, C. Zaepffel a tout de même réalisé une comparaison des évolutions de la température du modèle avec celle obtenue expérimentalement. La figure II.2.6 présente cette comparaison ainsi que les résultats issus de notre simulation.

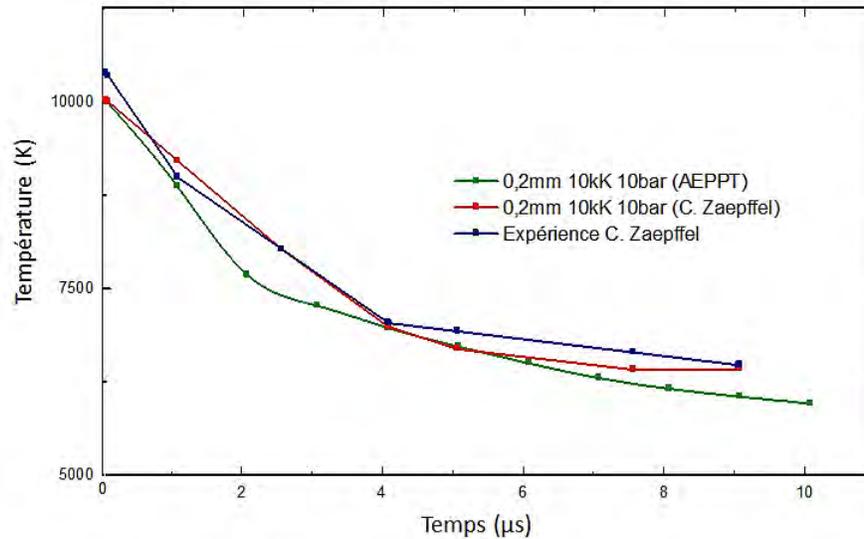


Figure II.2.6 Comparaison des évolutions de la température maximale dans les simulations avec les mesures de température électroniques

On constate un bon accord entre les simulations et les mesures bien qu'un certain nombre d'incertitudes demeurent (taille de l'espace inter-électrode, non prise en compte d'un modèle de rayonnement...). Il est tout de même important de remarquer que l'accord entre les mesures et les résultats de simulations qui eux sont basés sur l'hypothèse de l'ETL est plutôt bon.

C. Zaepffel mesure également l'énergie totale de sa décharge en intégrant le produit courant/tension sur la durée de l'étincelle. Elle est égale à 12mJ. Dans sa simulation, l'énergie déposée est bien plus faible, de l'ordre de 0.5mJ. Cette énergie correspond uniquement à l'énergie électrique déposée dans la colonne de l'arc. En tenant compte de l'énergie utilisée dans les chutes anodique et cathodique qu'il suppose au moins égales à celle de la colonne, et en ajoutant une hypothèse sur les pertes dans le circuit électrique en amont de la décharge (50%), C. Zaepffel estime que l'énergie déposée dans la colonne et obtenue par la simulation est conforme à la grandeur attendue, de l'ordre du mJ.

Notre simulation donne également une énergie délivrée par le courant comprise entre 0.5mJ et 1mJ suivant les cas.

Nous avons comparé l'évolution temporelle de la température avec l'évolution expérimentale de la température électronique relevée par C. Zaepffel. Puis, en utilisant les évolutions temporelles des tensions de colonne obtenue dans le paragraphe précédent et en suivant le même raisonnement que C. Zaepffel (hypothèse sur les tensions de gaine et sur les pertes électriques), l'ordre de grandeur de l'énergie électrique obtenue par nos simulations (0.5mJ) est en accord avec les valeurs attendues par C. Zaepffel concernant sa décharge.

II.2.4. Discussion sur les conclusions de C. Zaepffel

C. Zaepffel a réalisé un travail important sur une décharge d'allumage, que l'on pourrait caractériser de « courte » par rapport à des décharges conventionnelles dans ce type

d'application (ms). Son travail à la fois expérimental et théorique, nous a permis de conforter le fonctionnement de notre modèle et d'acquérir un certain nombre de certitudes telles que l'état d'équilibre du plasma tout du moins au début de la décharge, les niveaux de tension mis en jeu ainsi que le comportement hydrodynamique de l'écoulement.

L'étude paramétrique a également permis de mettre en évidence le rôle de chacun des paramètres : température initiale, pression initiale et rayon initial de la décharge. On a vu que la température initiale jouait un rôle important sur l'évolution de la température maximale dans le domaine de calcul, que le rayon avait un impact mais moindre sur cette évolution alors que la pression ne jouait aucun rôle. Dans sa thèse, C. Zaepffel explique que ces conclusions sur le rôle des paramètres sont rassurantes car la température initiale, qui a un grand rôle sur l'évolution de la température maximale dans le domaine, est le paramètre sur lequel les mesures expérimentales sont le plus précises. En revanche, pour la pression, le fait qu'elle ne joue que très peu sur la température est un point positif car la pression n'est qu'estimée. Aucun commentaire n'est fait sur le rayon initial de la décharge dans ses conclusions.

Nous avons souhaité, dans notre travail, approfondir et étendre l'étude paramétrique à l'analyse de l'énergie initiale représentée par chacun des cas de C. Zaepffel. Nous nous sommes également intéressés aux champs de température correspondants à chacun des cas présentés plus tôt dans ce chapitre.

Ainsi, lors de son étude paramétrique, C. Zaepffel fournit à chaque fois le rayon, la température et la pression correspondante à son cas test. En revanche, un des paramètres manquant et essentiel à la compréhension de l'étincelle est l'énergie correspondante à ces cas-là. Effectivement, juste après le claquage, le trio température-pression-rayon correspond en fait à l'énergie électrique déposée dans l'espace inter-électrode (supposant une efficacité de 100% de la conversion de l'énergie électrique pour la phase de claquage). Dans le cas de la température, C. Zaepffel a montré qu'une variation de la température initiale avait un rôle sur l'évolution de la décharge, nous ne reviendrons donc pas sur ce paramètre. Regardons plutôt l'énergie correspondante aux conditions initiales pour les cas 2 et 3. Nous définirons l'énergie déposée en condition initiale comme étant l'image de l'énergie interne et représentée par l'expression mathématique de l'équation II.2.1.

$$E_{init} = U_{int} * \rho * V_{\text{volume du canal initial}} \quad \text{Equation II.2.1}$$

L'énergie interne est quant à elle définie par l'équation II.2.2 :

$$U_{int} = \sum_{i=1}^N N_i \left[kT^2 \frac{\partial \ln Q_{int,i}}{\partial T} + \frac{3}{2} kT + E_i^{ref} \right] \quad \text{Equation II.2.2}$$

$$= U_{interne} + U_{translation} + U_{réaction} = \left(h - \frac{P}{\rho} \right)$$

ρ représente la densité dans le canal initial, h l'enthalpie tabulée dans la base de donnée thermodynamique utilisée par le modèle et P la pression. $Q_{int,i}$ est la fonction de partition interne de l'espèce i et E_i^{ref} son énergie de référence. N_i représente la densité de l'espèce i .

Enfin, l'énergie totale déposée dans la décharge pour nos simulations E_{totale} sera la somme de l'énergie initiale E_{init} et de l'énergie électrique correspondant à l'intégrale du produit courant/tension obtenue par notre modèle comme on peut le voir avec l'équation II.2.3. Cette dernière nous le rappelons est comprise entre 0.5mJ et 1mJ pour les cas que nous avons étudiés.

$$E_{totale} = E_{init} + \int U.I. dt \quad \text{Equation II.2.3}$$

Cas n°	Température	Pression	Rayon	E_{init}
2	10 000K	10bar	500µm	5.7mJ
3	10 000K	5bar	500µm	11mJ

Tableau II.2.2 Rappel des conditions initiales des cas 2 et 3.

Le tableau II.2.2 récapitule les conditions initiales des cas étudiés. La dernière colonne correspond à l'énergie (interne) stockée dans le canal cylindrique. La différence d'énergie est importante entre les deux cas, proche du double l'une de l'autre. Cela remet en cause certaines des conclusions de C. Zaepffel. La simple visualisation de la température maximale dans le domaine ne met pas en avant le rôle de la pression et peut conduire à des erreurs d'interprétations. Nous avons décidé d'approfondir l'analyse du rôle de la pression initiale, en observant les champs de température plutôt que la température maximale.

Pour cela nous définirons 3 cas supplémentaires, basés sur le rayon initial mesuré par C. Zaepffel et un cas ayant un rayon de 500µm comme proposé dans l'étude précédente.

La définition des nouveaux cas étudiés est présentée dans le tableau II.2.3 :

Cas n°	Température	Pression	Rayon	E_{init}
4	10 000K	10bar	200µm	1.7mJ
5	10 000K	5bar	200µm	0.9mJ
6	10 000K	30bar	200µm	5mJ
7	10 000K	60bar	200µm	9.6mJ
8	10 000K	60bar	500µm	60mJ

Tableau II.2.3 Définition des conditions initiales pour les nouveaux cas.

Dans la suite de ce travail, nous utiliserons les termes « tore » ou « noyau de gaz chaud » pour décrire la zone de gaz qui sous l'effet de la pression s'extrait du canal inter électrodes. Ces termes seront préférés au terme « plasma » en raison des faibles températures que l'on peut dans certains cas retrouver lorsque l'on observe la décharge sur une longue période (plusieurs microsecondes). Pour décrire le canal inter électrodes, nous utiliserons le terme « canal de gaz chaud » ou « canal plasma ». Cependant pour l'ensemble des décharges étudiées dans notre travail, cette zone ne présente que peu d'intérêt en raison des très faibles durées des décharges.

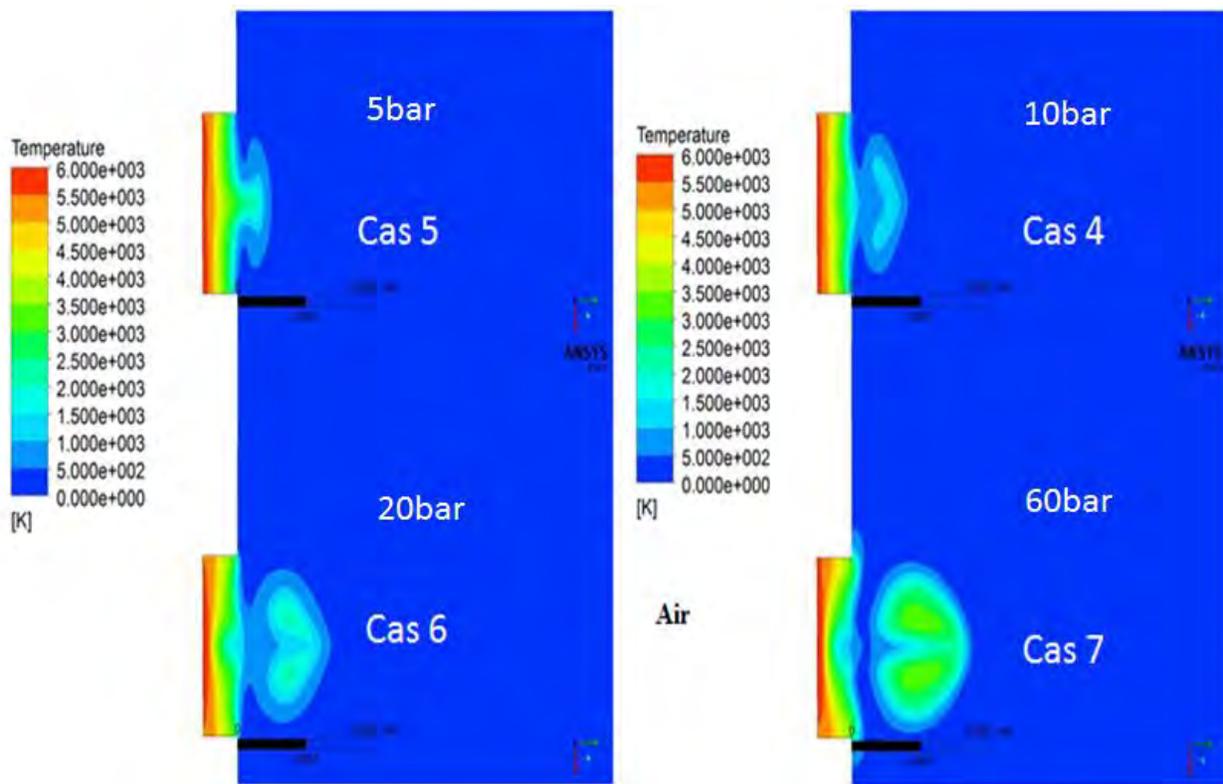


Figure II.2.7 Comparaison des champs de température à $t=30\mu\text{s}$ pour différentes pressions initiales dans le canal

La figure II.2.7 qui représente les champs de température à $t=30\mu\text{s}$ et le tableau II.2.3 permettent de mettre en évidence le rôle de la pression initiale. On peut constater que plus cette dernière est importante, plus l'énergie déposée en conditions initiales l'est aussi comme on peut le voir dans la dernière colonne du tableau II.2.3. La forme du tore est très différente d'un cas à l'autre, avec pour de faibles pressions, un plasma qui s'est peu expansé contrairement au cas où la pression est plus élevée. Le cas 7 a une pression initiale élevée, cela se traduit par un noyau de gaz chaud beaucoup plus important et plus chaud que pour les cas 4, 5 et 6 par exemple. Contrairement aux autres cas, le cas 7 présente une configuration particulière car le noyau de gaz chaud est complètement détaché de l'axe de la décharge. Ce phénomène a également été observé par Ishii et al [33].

Toujours en s'intéressant aux cas 6 et 7, on note que l'énergie initiale est beaucoup plus grande que pour les cas 4 et 5. Ces énergies ne sont pas réalistes et étant donnée l'énergie totale délivrée par la décharge de C. Zaepffel qui a été mesurée et égale à 12mJ. Elles représentent une part trop importante de l'énergie totale de la décharge.

Ce constat permet donc d'éliminer ces jeux de données initiales si l'on souhaite s'assurer d'utiliser les bonnes conditions initiales. Malgré cela, les cas 6 et 7 ont permis de mettre en évidence le rôle de la pression initiale sur le comportement de la décharge et de discuter des conclusions sur l'importance de la pression initiale donnée par C. Zaepffel.

Une dernière étude conforte le rôle de la pression initiale, en observant l'évolution du volume du noyau de gaz chaud au cours du temps. Plus précisément, nous étudierons

uniquement le volume du noyau de gaz chaud dont la température est au-dessus de 1 000K et qui ne se situe pas dans l'espace inter électrodes. La zone située dans l'espace inter électrodes est définie comme étant toute cellule dont les coordonnées radiales sont inférieures à 500 μm comme on peut le voir sur la figure II.2.8 qui résume la position de chacun des éléments utiles au calcul du volume.

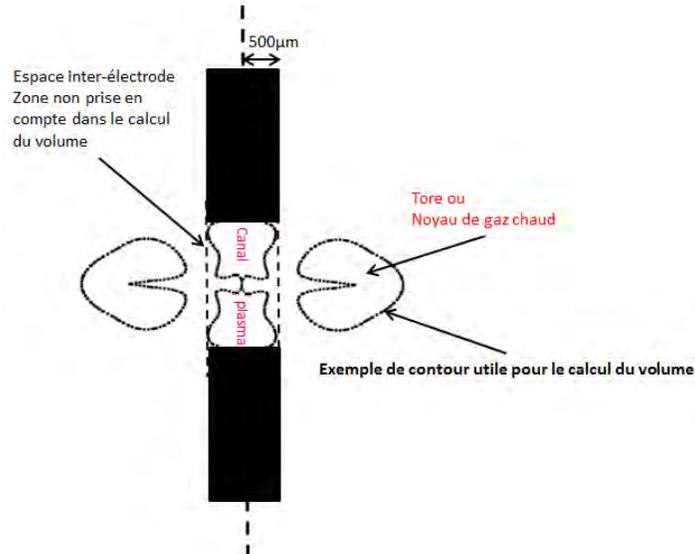


Figure II.2.8 Schéma représentant la zone utilisée pour le calcul du volume du noyau de gaz chaud

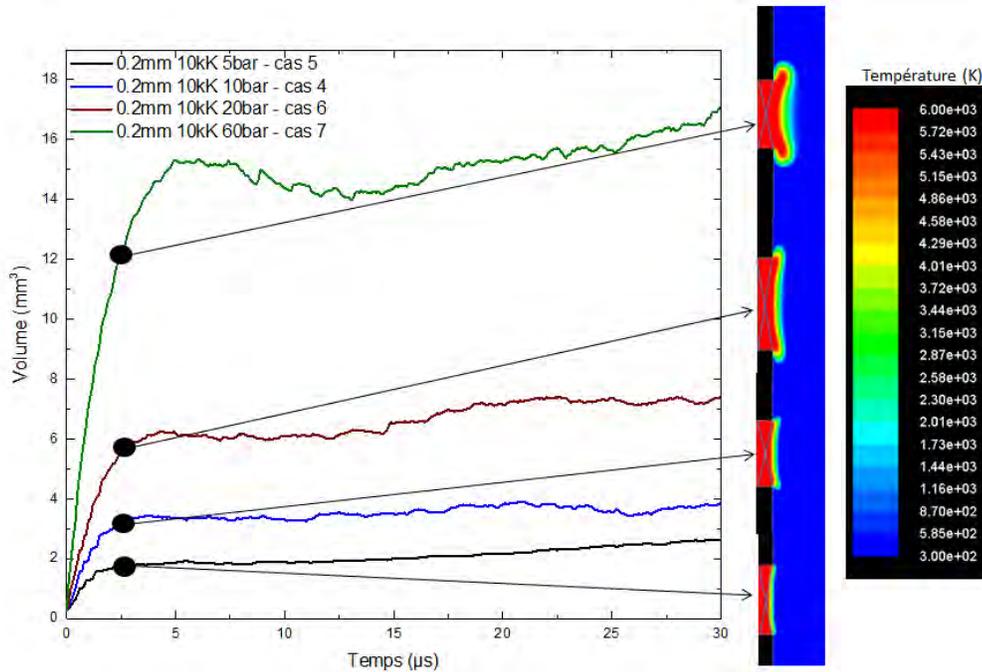


Figure II.2.9 Evolution du volume des gaz chaud avec les champs de température correspondants à $t=2.5\mu\text{s}$

La figure II.2.9 représente l'évolution du volume du noyau de gaz chaud dès les tout premiers instants jusqu'à 30 μs pour les cas 4-7 du tableau II.2.3. Aux courbes sont associés les champs de température de la décharge. A 5 μs , le plasma dans le cas 5 ne s'est pas beaucoup

étendu contrairement au cas 7 où l'on peut déjà voir l'influence des recirculations de gaz frais. Durant les premières microsecondes, on constate une rapide augmentation du volume du noyau de gaz chaud. Cela s'explique par la rapide expansion de l'onde de choc. Les vitesses générées dans l'écoulement dans la phase dominée par l'onde sont de l'ordre du millier de mètres par seconde ($t < 5\mu s$). Ainsi, le noyau se développe rapidement. Par la suite, dans la phase de diffusion, le volume du noyau n'augmente que très lentement. L'expansion du volume n'est plus liée majoritairement aux vitesses de l'écoulement mais plutôt à la diffusion de la chaleur dans le domaine.

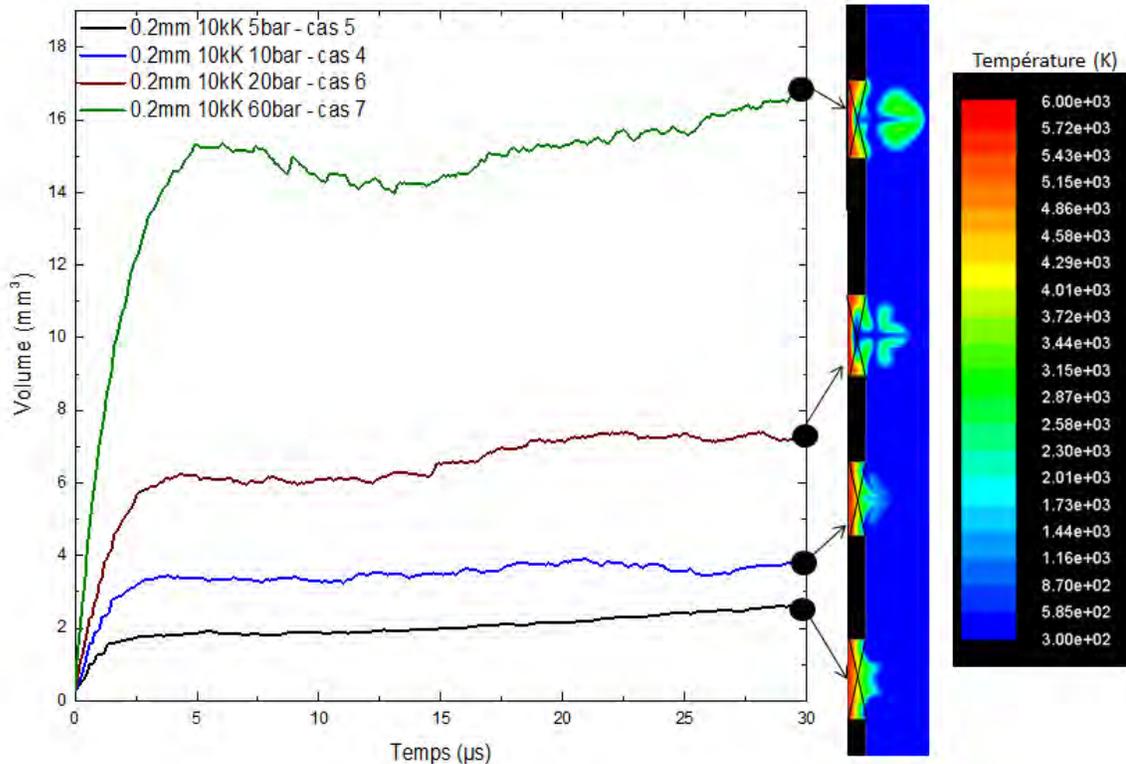


Figure II.2.10 Evolution du volume des gaz chauds avec les champs de température correspondants à $t=30\mu s$

La figure II.2.10 montre les champs de température au bout de $30\mu s$. On note ici la conséquence de la pression initiale sur la taille et la forme du volume du noyau de gaz chaud. En effet, plus la pression initiale est élevée plus le volume du tore créé est important. Inversement, lorsque la pression initiale est relativement faible, on observe que le tore a du mal à se créer et que le volume du noyau reste faible. Pour un temps de $100ns$ par exemple, la vitesse maximale est égal à $500m/s$ pour une pression initiale de $5bar$ alors que cette même grandeur atteint les $1250m/s$ lorsque la pression initiale est égale à $60bar$. Cela explique les différences observées dans l'expansion du volume, en ajoutant tout de même que la quantité d'énergie disponible en condition initiale est également différente. Pour une pression élevée, le noyau de gaz chaud sera plus volumineux mais également en moyenne plus chaud.

Une étude similaire peut être réalisée concernant le rôle du rayon initial. Dans la définition de l'énergie donnée par l'équation II.2.1. le volume du canal initial joue un rôle

important. Ce volume peut être défini dans le cas d'un canal initial cylindrique par l'équation suivante :

$$V_{\text{volume du canal initial}} = (\pi \times R_{\text{rayon du canal initial}}^2) \times H_{\text{gap}} \quad \text{Equation II.2.4}$$

Avec H_{gap} la hauteur de l'espace inter-électrodes.

Ainsi l'énergie déposée en condition initiale est fonction du carré du rayon initial. Nous proposons d'étudier l'influence de ce paramètre en reportant pour une même température et pression initiales, l'énergie correspondante pour deux rayons distincts. Le tableau ci-dessous résume l'ensemble des cas étudiés.

Cas n°	Température	Pression	Rayon	E_{init}
1	20 000K	10bar	500µm	11mJ
2	10 000K	10bar	500µm	11mJ
3	10 000K	5bar	500µm	5.7mJ
4	10 000K	10bar	200µm	1.7mJ
5	10 000K	5bar	200µm	0.9mJ
6	10 000K	30bar	200µm	5mJ
7	10 000K	60bar	200µm	9.6mJ
8	10 000K	60bar	500µm	60mJ

Tableau II.2.4 Récapitulatif des cas utilisés dans le chapitre avec les énergies initiales correspondantes.

La comparaison des cas 2 et 3 avec les cas 4 et 5 montre que le rôle du rayon initial ne se limite pas à une légère variation de la température maximale dans le domaine de calcul (cf figure II.2.4), mais concerne aussi un dépôt d'énergie totalement différent qui doit être pris en compte lors de l'analyse d'une décharge. C'est cette même énergie, ou tout du moins une part de celle-ci, qui pourra ensuite initier les réactions de combustion.

Une remarque peut être faite sur les énergies initiales des cas 1 et 2, qui sont égales, bien que la température du cas 1 soit deux fois supérieure à celle du cas 2. Cela peut être expliqué par l'évolution de l'énergie interne pour une pression de 10bar, en fonction de la température représentée sur la figure II.2.11. On constate que les deux températures conduisent à la même énergie interne à pression constante.

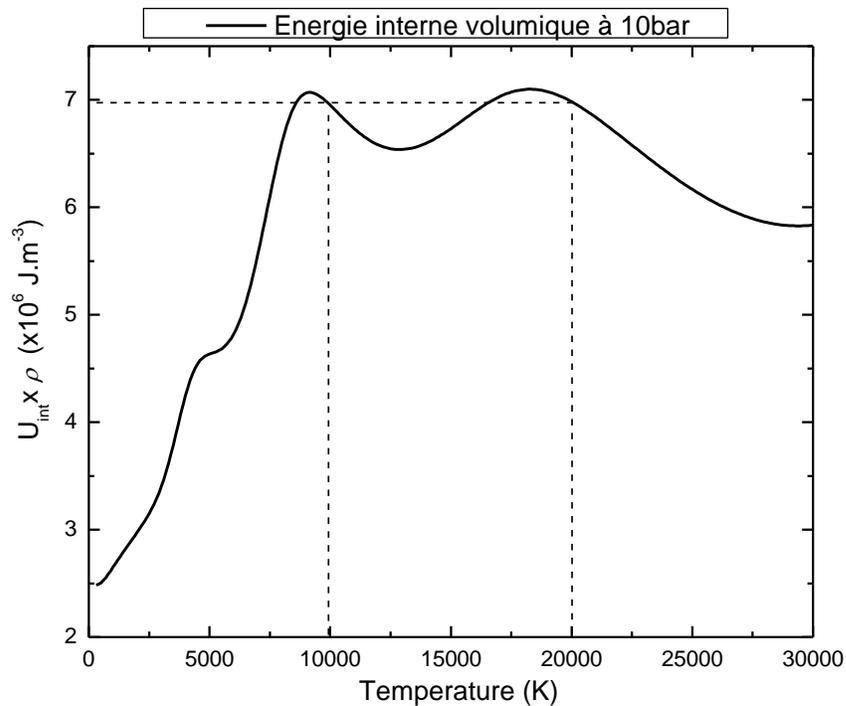


Figure II.2.11 Energie interne en fonction de la température pour une pression de 10bar

Enfin, nous pouvons également montrer que pour un rayon initial différent, l'impact sur la décharge ne se fait pas seulement au niveau de l'énergie initiale. Lors de l'expansion du noyau de gaz chaud, l'énergie transportée dans le noyau est également différente. L'étude présentée ici ne permet pas d'affirmer que ce noyau est à l'origine de l'allumage dans un mélange réactif. Les conditions du laboratoire étudiées ici et celle d'un moteur sont très différentes mais dans l'hypothèse où le noyau jouerait un rôle, l'énergie qu'il contient serait un élément déterminant. Dans ce cas précis, nous pouvons montrer, en supposant que le volume du noyau de gaz chaud est déterminé comme étant le volume pour lequel la température est supérieure à 1 000K, la différence d'énergie contenue dans le noyau pour deux rayons différents. L'énergie est calculée en utilisant l'équation II.2.1 :

Cas n°	Température	Pression	Rayon	E_{init}	Energie dans le noyau
1	10 000K	60bar	200µm	9.6mJ	6.4mJ
8	10 000K	60bar	500µm	60mJ	40mJ

Tableau II.2.5 Rappel des conditions des cas 1 et 8 avec énergie initiale et part de l'énergie comprise dans l'isotherme 1000K à t=30µs

La comparaison entre les deux cas 1 et 8 reportée dans le tableau II.2.5 donne ainsi une énergie de 6.4mJ pour un rayon initial de 200µm et 40mJ pour 500µm.

II.2.5. Nos conclusions

Dans cette section, nous avons montré le rôle important de l'ensemble des conditions initiales sur l'évolution de la décharge. Le rôle de la température initiale a été souligné par C.

Zaepffel. Il porte essentiellement sur la décroissance de la température sur l'axe de la décharge mais également sur la forme et l'énergie du noyau de gaz chaud.

Pour la pression initiale, semblant être considérée par C. Zaepffel comme un paramètre secondaire, nous avons montré sa grande importance et son fort impact sur l'écoulement. Elle joue à la fois sur l'énergie initiale et la forme des champs de température. Si la pression est suffisamment importante, elle peut conduire au détachement du tore par rapport au canal plasma et si l'on fait l'hypothèse que ce volume de gaz chaud peut être à l'origine de la combustion, changer grandement les conditions d'allumage.

Enfin le rayon initial a été étudié et nous avons pu mettre en avant un impact de ce dernier sur la décharge bien plus important que celui qui peut être donné par l'évolution de la température maximale. L'énergie initiale dans la simulation est directement proportionnelle au carré du rayon et l'énergie contenue dans le noyau de gaz chaud varie aussi en fonction du rayon choisi.

Cette forte sensibilité de la décharge aux conditions initiales nous amène à reconsidérer l'approche utilisée par C. Zaepffel ainsi que certains auteurs [22] [23-26] [29]. Ainsi M. Akram [29] qui a réalisé une étude de décharge, indique que les paramètres initiaux tels que la température où le rayon n'ont pas d'impact sur la décharge.

Plus récemment B. Sforzo et al. [30] ont également publié un travail sur une décharge d'allumage pour laquelle ils concluent que le rayon initial n'a pas véritablement d'influence sur l'évolution de la décharge. Les rayons choisis sont extrêmement grands (0.5mm – 1mm) comparés à ceux étudiés dans ce chapitre. Les énergies initiales n'ont donc que très peu de chance de correspondre avec les mesures électriques réalisées sur la décharge. Dans le cas où un des deux rayons permettrait de remonter à la bonne énergie déposée à l'instant où débute la simulation, le second donnerait une énergie très éloignée de celle mesurée.

Le rayon déterminé expérimentalement par C. Zaepffel est basé sur l'imagerie rapide $1\mu\text{s}$ après le claquage. Or nous avons montré que dans les premiers instants, le volume de la décharge évolue de manière importante. Après $1\mu\text{s}$, le plasma est en réalité en pleine expansion alors que nos conditions initiales de simulation n'incluent aucune vitesse initiale.

La définition d'un temps initial t_0 nous semble indispensable. Dans le cas de C. Zaepffel, les mesures de température sont réalisées $1\mu\text{s}$ après le claquage alors que le rayon est issu de mesure à l'aide de caméra rapide à des temps inférieurs (quelques centaines de ns). Il ne nous semble pas raisonnable de croiser les instants où sont déterminés les paramètres initiaux de la simulation. A un instant donné, il ne peut correspondre qu'une seule température, qu'une seule pression et qu'un seul rayon. La mesure de l'énergie au cours du temps permet en théorie de fermer ce jeu de données, à condition de pouvoir quantifier de manière précise l'ensemble des pertes électriques et thermiques.

Une des solutions que nous proposons est de démarrer la simulation le plus tôt possible après le claquage, lorsque le canal initial est relativement fin afin de pouvoir représenter numériquement son expansion. Cependant, il est pour cela nécessaire d'avoir un jeu de

données cohérent qui réunirait à la fois le rayon très tôt après l'apparition du canal mais également la température et la pression correspondante. A notre connaissance, le seul auteur qui a réalisé ce type d'étude est : R. Maly [4] [10-13], et nous allons dans la section suivante présenter les résultats que nous avons obtenus en nous basant sur ses travaux.

II.3. Comparaison avec R. Maly

Le travail de R. Maly et al [4] [10-13] représente une quantité énorme d'informations que nous ne traiterons pas dans sa totalité ici. Pour notre étude, nous nous attacherons à résumer dans une sous-section les résultats qui sont nécessaires à nos travaux. Ensuite nous mettrons en place dans le modèle une géométrie basée sur la configuration utilisée par R. Maly. Enfin, une discussion sera menée sur nos résultats théoriques comparés à ceux de R. Maly.

II.3.1. Résultats de R. Maly

Comme nous l'avons souligné plus tôt dans ce chapitre, il est nécessaire de connaître l'état thermodynamique de la décharge et la taille de celle-ci le plus tôt possible après le claquage. R. Maly a publié dans un ouvrage intitulé « Fuel economy in road vehicles powered by spark ignition engines » [4] un graphe résumant l'évolution temporelle des grandeurs qui nous intéressent pour la simulation numérique. Ce graphe, reporté figure II.3.1, est repris d'une publication plus ancienne dont il est le co-auteur [13], et qui explique comment chacune des grandeurs est obtenue.

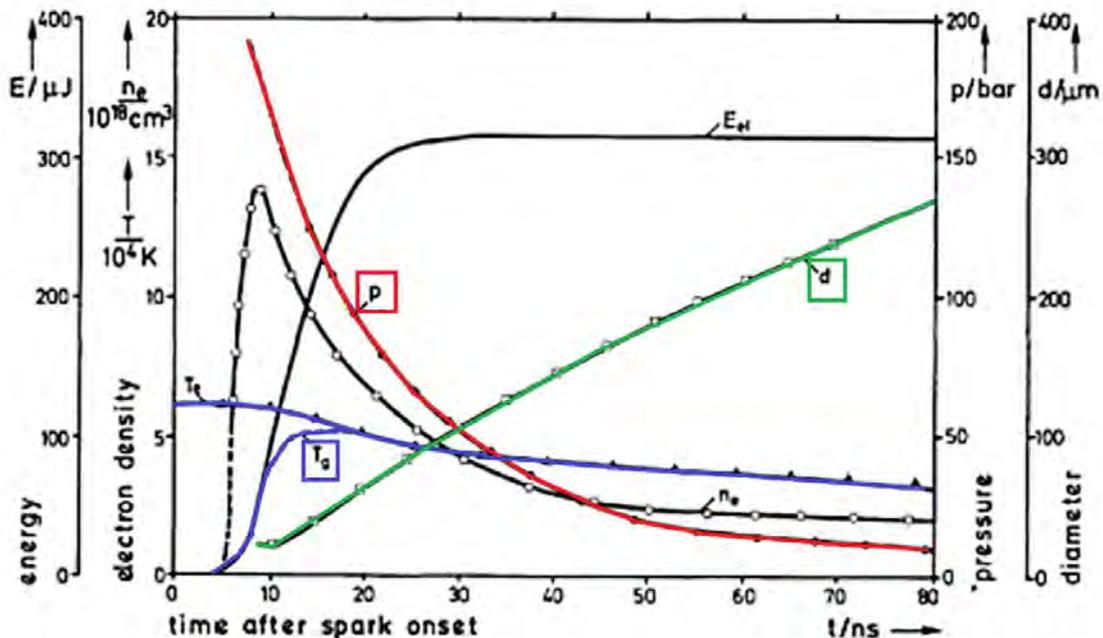


Figure II.3.1 Paramètres mesurés par R. Maly durant les premières ns de la décharge.

Cependant, après une analyse méticuleuse des explications fournies sur la méthodologie de chacune des mesures, un certain nombre d'incompréhensions et d'incertitudes nous sont apparues. La première est due au fait que la figure II.3.1 représente l'évolution des grandeurs

dans l'azote alors qu'elle est reprise dans la littérature par beaucoup d'auteur, à commencer par R. Maly lui-même comme représentant l'évolution des grandeurs dans l'air à une température environnante de 300K. Le second point concerne la mise en œuvre des mesures réalisées il y a presque 40 ans. En effet, la figure laisse penser que la fréquence d'acquisition était de l'ordre de la dizaine de MHz, ce qui était loin d'être commun en 1970, et ce avec un temps de réponse de l'ordre de la ns pour pouvoir déclencher la mesure rapidement après le déclenchement de la décharge. Quoi qu'il en soit, la grande majorité des études de décharges d'allumage sont basées ou s'appuient sur ces travaux.

En reprenant en détail la figure II.3.1, on y observe l'évolution de la température électronique ainsi que la température du gaz dans les premiers instants de la décharge. On peut voir que l'équilibre est atteint aux alentours de 20ns. A cet instant, la température du gaz est proche de 50 000K. Au même instant, la pression générée lors du claquage est proche de 80bar. Le rayon quant à lui est de 30 μ m. A cet instant-là, le plasma a, toujours d'après R. Maly, déjà commencé son expansion. Cependant, pour des raisons de validité du modèle, il ne nous est pas possible de commencer notre simulation avant l'apparition de l'ETL.

La géométrie d'électrode utilisée par R. Maly [13] est différente de celle que l'on peut retrouver dans les modèles de la littérature [22] [26-28]. Cette géométrie est reprise sur la figure II.3.2.

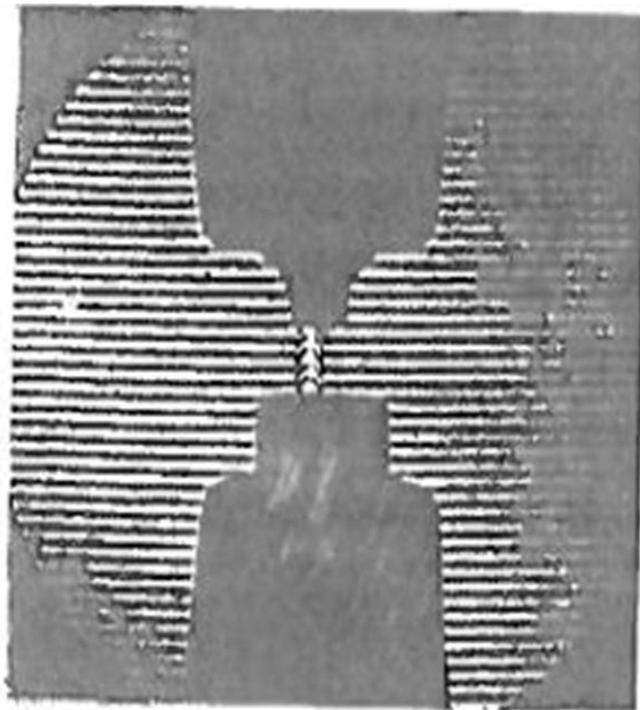


Figure II.3.2 Configuration expérimentale utilisée par R. Maly [13]

On peut s'apercevoir que les deux électrodes n'ont pas tout à fait la même forme, l'une étant plus large que l'autre, ramenant la configuration à une configuration de type pointe-plan.

Cela peut avoir une importance sur l'écoulement de la décharge [25] [28]. Nous avons donc choisi de reproduire le plus fidèlement possible cette configuration en deux dimensions.

Enfin, une hypothèse doit être faite sur le courant injecté. Dans son article [13], R. Maly fournit uniquement les courbes de courant pour des décharges réalisées dans l'air à 2bar et 4bar. Cependant on peut noter qu'il n'y a que très peu de différences entre les deux courbes et nous ferons l'hypothèse que le courant entre 1bar et 2bar est identique. La courbe de courant est représentée figure II.3.3 :

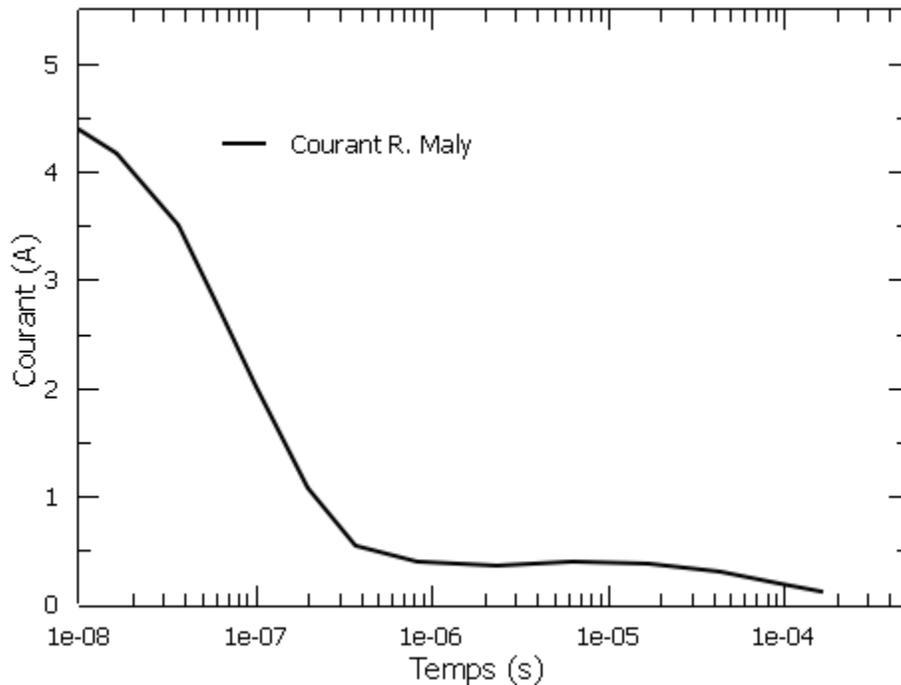


Figure II.3.3 Profil temporel de courant utilisé dans la simulation

II.3.2. Rappel du modèle et domaine de calcul

Le modèle utilisé pour cette étude est le même que celui introduit plus tôt dans ce chapitre. Nous rappelons brièvement ses principales caractéristiques :

- régime transitoire,
- 2D axisymétrique, laminaire,
- hypothèse de CEN pour le modèle de rayonnement
- Le champ magnétique auto-induit jusqu'alors négligé par C. Zaepffel sera étudié ici en ajoutant la résolution du potentiel vecteur exprimé en coordonnées cylindriques.

Equation de conservations	ϕ	a	Γ_ϕ	s_ϕ
Masse	1	1	0	0
Vitesse axiale	v_z (axial velocity)	1	μ	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) \right) + S_{vz}$
Vitesse radiale	v_r (radial velocity)	1	μ	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) \right) + S_{vr}$
Energie	h_s	1	$\frac{k}{C_p}$	$v_z \frac{\partial p}{\partial z} + v_r \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[2 \left(\left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \frac{v_r^2}{r^2} + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right) + \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + S_{elec} - S_{rad}$
Potentiel scalaire	V	0	σ	0
Potentiel vecteur axial	A	0	1	$\mu_0 J_z$
Potentiel vecteur radial	A	0	1	$\mu_0 J_r - \frac{A_r}{r^2}$

Tableau II.3.1 Rappel du système d'équation avec en plus la résolution du potentiel vecteur

Dans le modèle utilisé dans cette partie, nous avons ajouté la possibilité de prendre en compte la force de Lorentz. Elle est représentée par un terme source complémentaire S_v qui correspond à la force générée par le champ magnétique auto induit, dont l'expression mathématique est le produit vectoriel de la densité du courant et du champ magnétique :

$$S_{vz} = J_r \wedge B_\theta \quad \text{Equation II.3.1}$$

$$S_{vr} = J_z \wedge B_\theta \quad \text{Equation II.3.2}$$

Le champ magnétique est obtenu au moyen de l'expression suivante :

$$\vec{B} = \overrightarrow{rot A} \quad \text{Equation II.3.3}$$

Le domaine de calcul est basé sur la figure II.3.2 et est représenté ci-dessous :

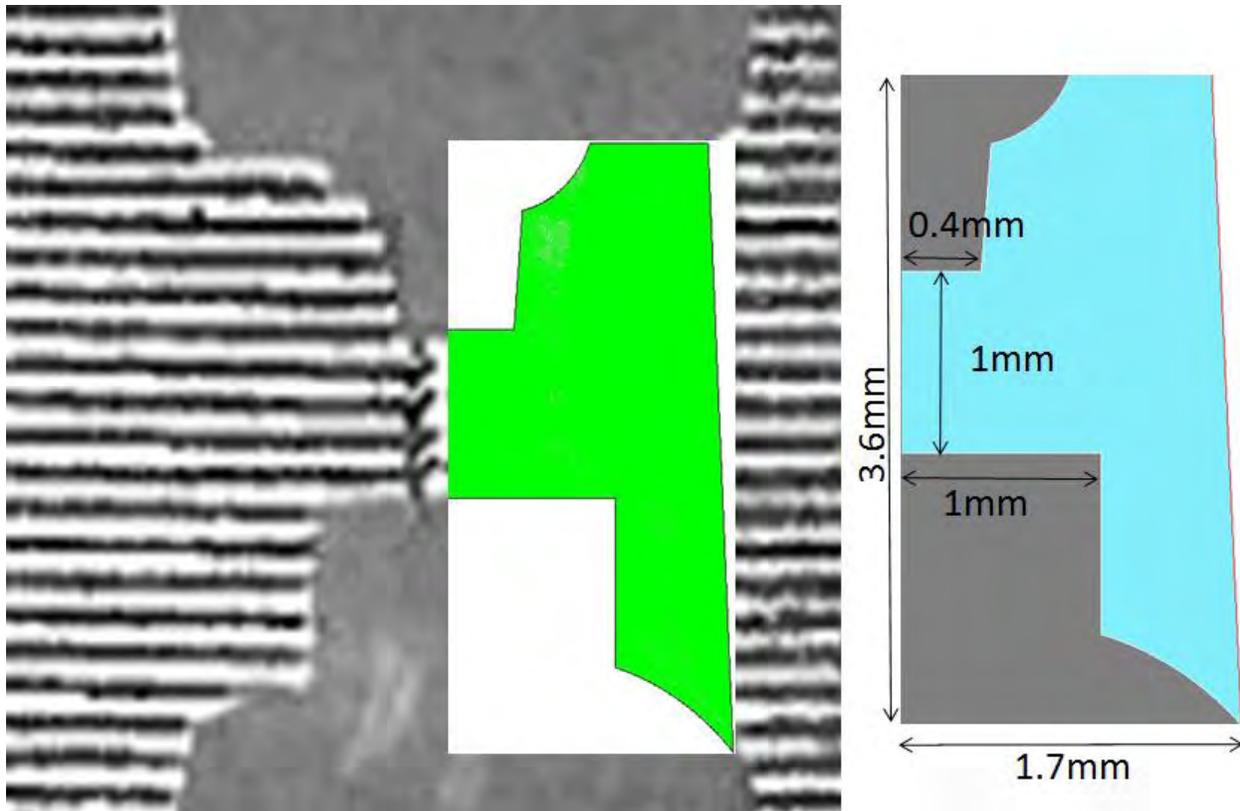


Figure II.3.4 Maillage et domaine de calcul utilisés dans la configuration de R. Maly

Une étude paramétrique a permis de déterminer la taille de maille optimale pour cette étude. La taille des mailles dans la zone d'intérêt, c'est-à-dire la zone d'arc est fixée à 2 μ m. Le pas de temps sera fixé à 10ns.

Les conditions initiales dans le canal sont :

- Température : 51 000K
- Pression : 86bar
- Rayon du canal : 32 μ m
- Conditions environnantes : 1bar et 300K.

Ces grandeurs sont directement issues de la figure II.3.1 pour un temps de $t_0 = 20ns$ après le claquage de la décharge.

II.3.3. Résultats de la comparaison

Nous avons cherché à reproduire les évolutions de la température, de la pression ainsi que du rayon de la décharge obtenus par R. Maly et al. Conformément à ce qui est indiqué par R. Maly et M. Vogel [10], le rayon du plasma sera défini par l'isotherme 2 000K.

Commençons par observer l'évolution du diamètre de la décharge donné par le modèle en comparaison de celui fourni par R. Maly sur la figure II.3.5 :

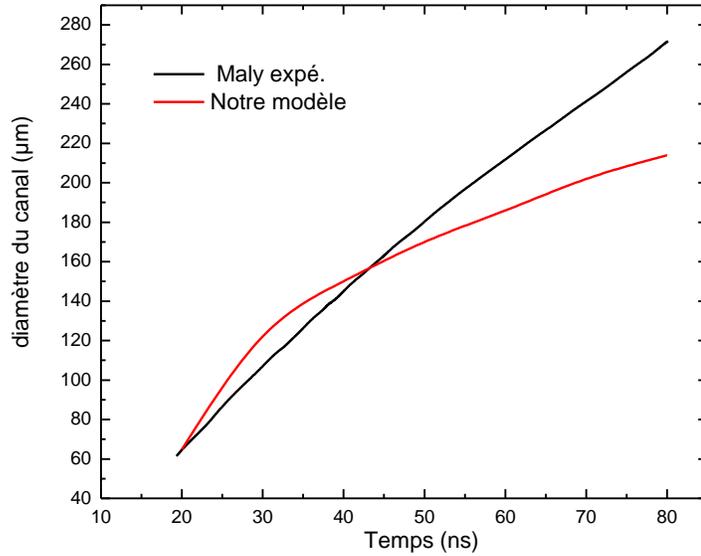


Figure II.3.5 Evolution du diamètre de la décharge ($T > 2000K$)

La correspondance n'est pas parfaite. L'écart entre le modèle et l'expérience est acceptable dans les 40 premières ns, mais ensuite la simulation s'écarte des résultats expérimentaux. Il est important de noter l'absence de barre d'erreur pour les résultats expérimentaux, qui auraient peut-être pu nous conforter dans nos résultats. Dans notre simulation, le diamètre a une pente très raide dans les deux premiers pas de temps. Cela est lié à l'onde de pression qui s'étend très rapidement contrairement aux résultats de R. Maly.

Intéressons-nous maintenant à la pression dans la décharge. Dans notre simulation, nous avons relevé la pression maximale dans le domaine. Nous n'avons que très peu d'information sur la pression relevée par R. Maly. Nous supposons qu'il s'agit de la pression maximale dans la décharge. Le résultat de la comparaison est présenté figure II.3.6.

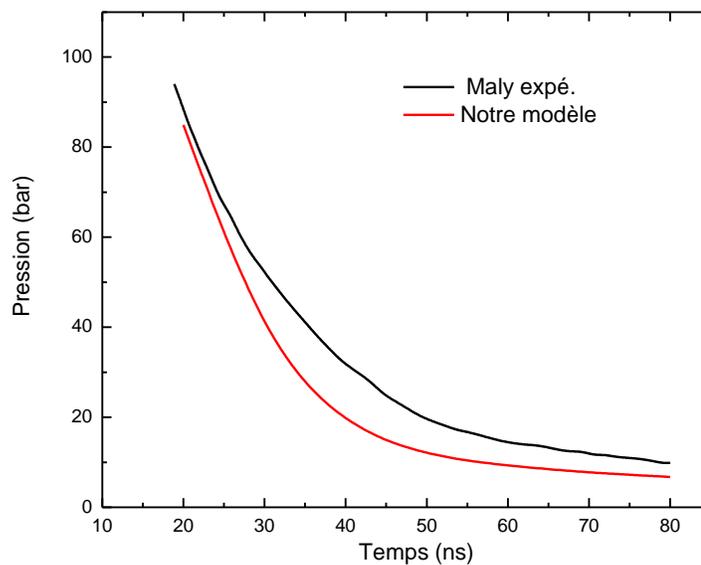


Figure II.3.6 Evolution de la pression maximale

La corrélation entre les deux courbes de pression est bonne. Toutefois, dans notre cas, la pression chute plus rapidement que pour R. Maly. Nous avons vu que le diamètre de la décharge simulée était plus grand dans les premiers instants que le diamètre expérimental. Cela pourrait expliquer pourquoi notre pression chute plus rapidement, le volume de la décharge étant plus important. Là encore, des barres d'erreur aurait permis une meilleure interprétation de l'évolution et de la comparaison de la pression.

Enfin, la comparaison des évolutions de température est présentée sur la figure II.3.7.

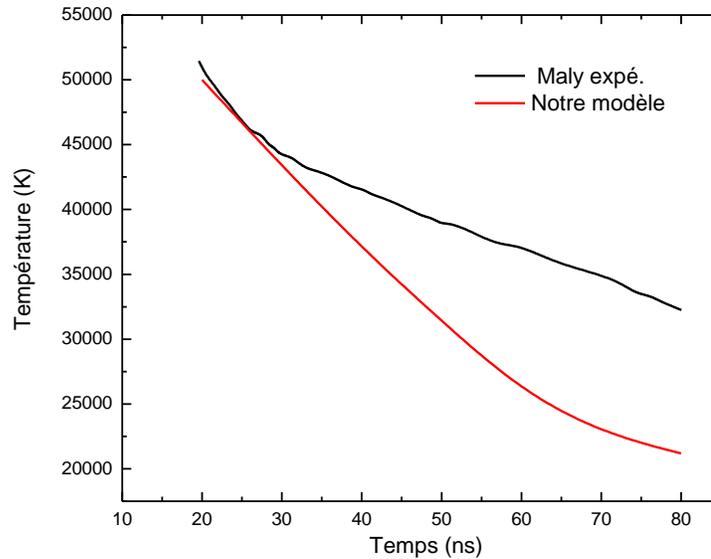


Figure II.3.7 Evolution de la température maximale

On peut voir que la simulation se comporte de manière totalement différente de l'expérience lorsque l'on regarde la température. Dans notre cas, la décroissance de la température est linéaire alors que dans le cas expérimental, il y a un changement de pente dans le refroidissement. Cette différence si importante peut être expliquée par un certain nombre d'hypothèses dont certaines ont été abordées dans la section précédente concernant les travaux de R. Maly.

Nous avons également mis en place dans le modèle la possibilité de prendre le champ magnétique comme indiqué dans le tableau II.3.1. Nous avons réalisé une étude paramétrique prenant en compte ou non le champ magnétique.

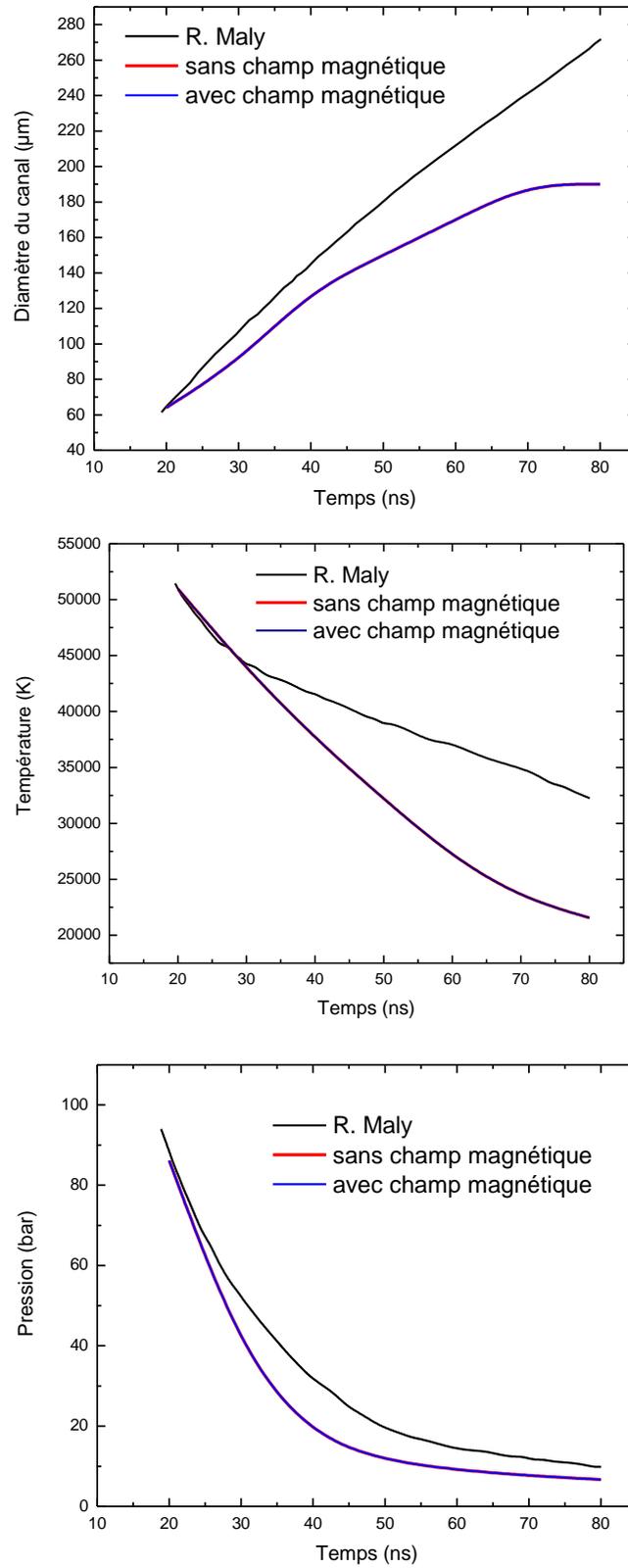


Figure II.3.8 Influence du champ magnétique sur le comportement de la décharge

Les résultats de l'étude paramétrique présentés figure II.3.8 n'ont pas permis de se rapprocher des résultats expérimentaux de R. Maly, ils ont surtout permis de mettre en évidence pour ce type de décharge l'absence d'influence du champ magnétique. En effet, pour les trois paramètres étudiés, les courbes sont parfaitement superposées, ce qui s'explique par une force de Lorentz très faible, trop faible pour générer un changement dans l'écoulement de la décharge.

II.3.4. Discussions

Le modèle mis en place a été basé sur une configuration expérimentale de R. Maly. Les paramètres observés expérimentalement ont été comparés avec les résultats du modèle. Bien que les conditions initiales du modèle soit basées sur les mesures de R. Maly, le modèle n'a pas permis de retrouver les résultats expérimentaux. L'évolution totalement différente de la température entre le modèle et l'expérience n'a pu être expliquée. On peut supposer que la grande incertitude sur la méthodologie de mesure de ces résultats associée au fait que le dépôt d'énergie par le courant est peut être différent entre les deux études, ont joué un rôle prépondérant dans la différence observée.

Cette étude met en avant l'importance de maîtriser un grand nombre de paramètre en amont de la simulation car, quelques incertitudes sur la géométrie ou bien sur le dépôt d'énergie conduisent à des résultats très différents.

Nous avons tenté d'expliquer ces différences par la prise en compte du champ magnétique mais une étude paramétrique a montré que ce paramètre peut être ici négligé.

Aucune des deux configurations étudiées, dans ce chapitre n'a permis de valider le modèle développé. La première comparaison avec C. Zaepffel a permis de mettre en évidence le rôle des conditions initiales, sans pour autant confirmer quel était le bon jeu de données initiales. Elle a montré l'importance de définir un instant initial ainsi que l'ensemble des paramètres qui y sont associés :

- La température
- La pression
- Le rayon de la décharge
- L'énergie

La seconde configuration, celle R. Maly, a montré que malgré une certaine cohérence dans le jeu de données choisi, cela ne permet pas forcément de valider le modèle.

Pour l'ensemble de ces raisons, nous avons souhaité utiliser un jeu de données cohérent et sur lequel nous maîtrisons tous les paramètres qui conduisent à leur obtention. C'est l'objet du chapitre III de ce travail.

Chapitre III

III. Chapitre III Arc nanoseconde

Ce chapitre est consacré à la validation du modèle bidimensionnel dans une configuration d'électrode axisymétrique de type pointe-pointe. Cette configuration est entièrement basée sur les mesures expérimentales obtenues dans le cadre du projet ANR FAMAC. Comme on a pu le voir dans le chapitre précédent, le jeu de données utilisé dans le cadre de la simulation doit être cohérent, tous les paramètres initiaux doivent correspondre à un même instant. L'instant initial de la simulation doit être le plus près possible du claquage afin de mieux prendre en compte l'hydrodynamique de la décharge qui subit de très grandes forces convectives dans les premiers instants.

Dans la première partie de ce chapitre, les éléments nécessaires à la simulation sont présentés. Les caractéristiques du générateur sont données ainsi que les particularités de l'étincelle générée. Ensuite, la configuration expérimentale est décrite ainsi que les méthodes de mesure utilisées par les partenaires dans le but d'obtenir les conditions initiales de la simulation dans l'air. La condition initiale en pression est également déterminée théoriquement sur la base des premières mesures expérimentales, les hypothèses et résultats obtenus sont discutés. Enfin, le domaine de calcul est présenté avec le maillage et l'ensemble des conditions utilisées, avant de présenter les résultats issus des comparaisons entre les solutions numériques et les résultats expérimentaux nécessaires à la validation du modèle.

III.1. Obtention des données pour la simulation

III.1.1. Présentation du système d'allumage

Lors de la première phase du projet ANR FAMAC, une des actions des membres du projet était de définir des conditions communes de travail afin de s'assurer que chacun des partenaires pourrait exploiter les résultats fournis par l'ensemble des membres du projet. Dans le cas de notre travail, il s'agissait d'étudier les décharges d'allumage comportant un passage à l'arc. Comme nous l'avons vu, nous modélisons ce type de décharge sous les différentes hypothèses vues au chapitre II et notamment l'ETL. Une des contraintes nécessaire pour notre modèle consiste à obtenir des conditions initiales le plus tôt possible après la phase de claquage de manière à pouvoir prendre en compte correctement les effets hydrodynamiques de l'onde de choc.

Dans le cadre du projet, deux décharges sont étudiées. La première est une décharge générée par un système d'allumage automobile conventionnel. La tension nécessaire au claquage est créée par une bobine d'allumage de type « bobine crayon » et de marque ELDOR (ref. 06H905 110 E) généralement utilisée sur des véhicules de marque Audi. La bobine est représentée sur la figure III.1.1.



Figure III.1.1 Photographie de la bobine crayon.

L'inconvénient de cette bobine est que la décharge générée n'apparaît pas toujours au même instant, compliquant la synchronisation des appareils de mesures. Ce phénomène est aussi connue sous le nom de « jitter » et est de l'ordre de la microseconde. Ce délai est beaucoup trop important si on considère que l'ordre de grandeur des mesures nécessaires à la détermination des conditions initiales est la nanoseconde. Pour cette raison, ce système d'allumage, par la suite appelé « système d'allumage Audi » ou « bobine Audi », ne sera pas étudié dans ce chapitre.

La seconde décharge, celle qui a été retenue pour la validation du modèle, est générée par un générateur d'impulsion «FPG». Les caractéristiques de cette alimentation sont les suivantes :

- Une impédance de sortie de 500 Ohms

- Une tension maximale en sortie jusqu'à 60KV
- Un temps de montée 3-5ns pour un pulse de 20ns
- Une fréquence de répétition : du mono-pulse à 1kHz

L'avantage de cette décharge demeure dans le fait que son temps de montée en tension est extrêmement rapide, permettant d'atteindre des valeurs très élevées avant le claquage. Cela conduit également une réduction du « jitter » en comparaison à la décharge du système Audi (décharge conventionnelle). Cela permet d'obtenir une grande répétabilité de l'occurrence de l'étincelle, l'instant auquel la décharge apparaît est toujours le même. La décharge est caractérisée par une durée inférieure à la μ s, contrairement à la décharge conventionnelle qui peut atteindre quelques ms. Le courant pic est de l'ordre de 200A et la tension de claquage pour un gap inter-électrode de 3mm atteint les 40KV.

III.1.2. Données expérimentales disponibles

Nous allons dans cette partie présenter la configuration expérimentale utilisée ainsi que les principaux résultats expérimentaux qui ont été obtenus.

Configuration étudiée – Géométrie (électrodes essentiellement)

Afin de garantir une grande stabilité de la décharge et de faciliter l'obtention des mesures spectroscopiques, deux conditions se sont imposées aux partenaires. La première consiste à utiliser un gap inter électrodes de 3mm, cette distance permet l'obtention d'un signal suffisamment important pour l'analyse spectroscopique. La seconde est liée à la forme des électrodes qui doivent également garantir une faible fluctuation spatiale de la décharge. Pour cela, des électrodes en inox 316L ont été fabriquées à l'aide d'une technique d'électrolyse afin d'obtenir un rayon de courbure sur la pointe de l'électrode de 150 μ m. Ces électrodes sont représentées dans leur configuration sur le schéma de la figure III.1.2.

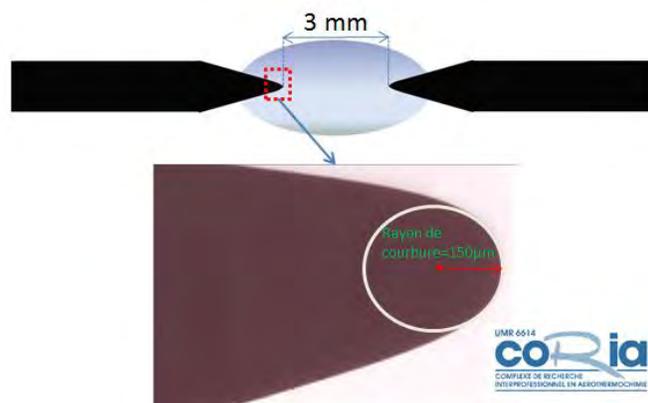


Figure III.1.2 Schéma des électrodes dans leur configuration, avec un exemple d'agrandissement de la pointe d'une électrode.

Mesures électriques

Pour les besoins de la simulation, qui nécessite comme donnée d'entrée un profil de courant, et afin d'obtenir des informations sur l'énergie injectée, des mesures de courant et de tension ont été réalisées. La tension a été mesurée à l'aide d'une sonde de tension capacitive (diviseur capacitif), spécialement fabriquée par les partenaires du projet afin de remédier aux difficultés liées à l'amplitude du signal de tension ainsi qu'au besoin d'une très haute résolution temporelle (fréquence d'acquisition de l'ordre du GHz). Le courant quant à lui, a été mesuré à l'aide d'une sonde T&M Research A-5-5 (0.50 Ω et 800Mhz). L'énergie résulte de l'intégration de la puissance instantanée obtenue à partir des mesures de courant et de tension. L'ensemble de ces paramètres est représenté sur la figure III.1.3.

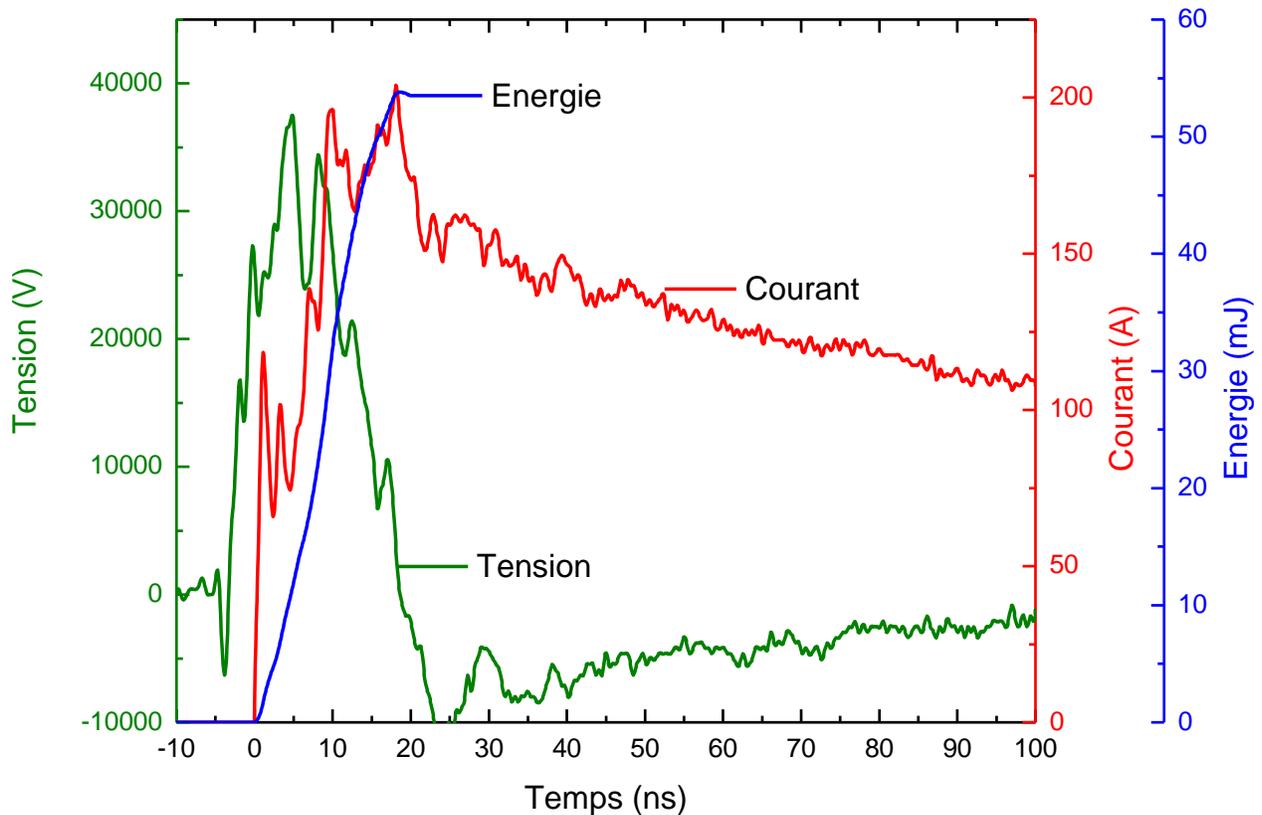


Figure III.1.3 Evolution des paramètres électriques en fonction du temps durant les 100 premières ns [51].

La tension de la décharge atteint très rapidement des valeurs proches de 40KV. Durant la phase de montée de la tension, le courant commence à s'établir dans la phase de streamer. Aux alentours de 15ns, le claquage intervient, la tension chute et le courant atteint son maximum. A cet instant-là, la puissance instantanée est de l'ordre de plusieurs MW et le transfert d'énergie au gaz est très efficace [4] [51]. Dans le cas de cette décharge, la quasi-totalité de l'énergie est déposée durant les premières nanosecondes lorsque le courant et la tension ont des valeurs élevées. Ensuite, et on l'a vu dans le chapitre II lors de la comparaison de nos résultats avec ceux présentés dans la thèse de C. Zaepffel [20], la tension chute à des valeurs de quelques volts car le plasma est très conducteur. Bien que le courant soit encore supérieur à 100A après 100ns, la

tension n'est plus suffisamment importante pour que le système continu de déposer une grande quantité d'énergie dans la décharge. Pour nous en convaincre, supposons que le courant reste égal à 100A jusqu'à la fin de la décharge (<1μs) et prenons une tension résiduelle de 10V, l'application numérique est représentée par l'équation III.1.1

$$U * I * \Delta t = E_{\text{nergie électrique}} = 10V * 100A * 1.10^{-6}s = 1mJ \quad \text{Equation III.1.1}$$

L'application numérique donne une énergie égale à 1mJ (Equation III.1.1). Ce résultat permet d'avoir une bonne idée de l'ordre de grandeur de la quantité d'énergie qui peut être déposée au-delà de la phase de claquage dans le cas de cette décharge d'arc nanoseconde.

Sur la figure III.1.3, la mesure d'énergie s'arrête après 20ns. Cela s'explique par la difficulté de mesurer de manière exacte la valeur de la tension. En effet, comme nous l'avons dit plus haut, la sonde de tension est de type capacitive et ne permet pas de mesurer de signal si la tension ne varie pas ou peu. Cela renforce l'hypothèse d'une tension faible et qui le reste durant la décharge. L'énergie totale délivrée par le système est de l'ordre 54mJ.

Ces mesures ont également été à l'origine de nombreux questionnements concernant la définition d'un temps de référence t_0 . Nous l'avons vu dans le chapitre précédant, un des problèmes mis en avant concerne le fait que les conditions initiales utilisées dans la littérature ne correspondaient pas à un même instant. L'objectif de cette étude est donc également de définir un instant à partir duquel tous les paramètres devront être définis. L'instant $t_0=0s$ sur la figure III.1.3 correspond à l'instant où un courant commence à s'établir. Par la suite, nous définirons chaque instant par rapport à ce temps (exemple : $t=15ns$, correspondra à 15ns après le début de la montée en courant sur la figure III.1.3).

Spectroscopie d'émission optique (OES)

La température électronique de la décharge ainsi que la densité électronique ont également été mesurées dans les tout premiers instants. Pour cela, les partenaires ont mis en place un dispositif de spectroscopie par émission optique [51]. Ce dispositif permet de collecter et de mesurer l'émission de la décharge afin d'en obtenir le spectre. Un post traitement du signal permet ensuite de remonter aux valeurs de température et de densité. Nous ne présenterons ici que les résultats majeurs ainsi que les points qui nous semblent importants afin d'expliquer l'origine des températures utilisées par la suite.

Le dispositif est constitué d'une série de lentilles ainsi que d'un spectrographe (THR 1000 Jobin Yvon) et est représenté sur la figure III.1.4.

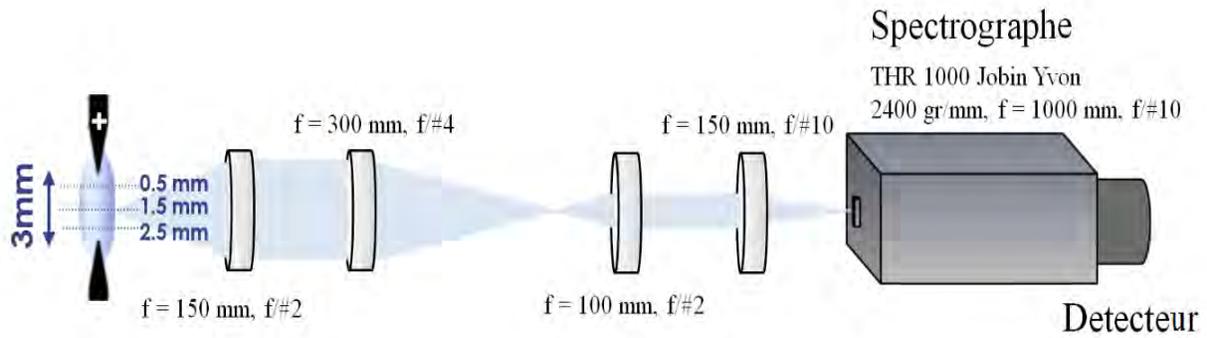


Figure III.1.4 Schéma du dispositif spectroscopique utilisé par les partenaires [51]

Trois côtes de mesures horizontales ont été définies dans le cadre du projet afin de relever à la fois les densités électroniques et les températures. Deux à 0.5mm de chacune des électrodes et une au milieu de l'espace inter-électrode comme on peut le voir sur la figure III.1.4.

Dans le cadre du projet, ce sont essentiellement l'émission des molécules N_2 et des atomes et ions d'azote qui ont été mesurés. Un exemple de spectres obtenus, pour la côte $z=1.5\text{mm}$ et un temps de 15ns est donné sur la figure III.1.5. A noter que ces mesures nécessitent un recalage spatial.

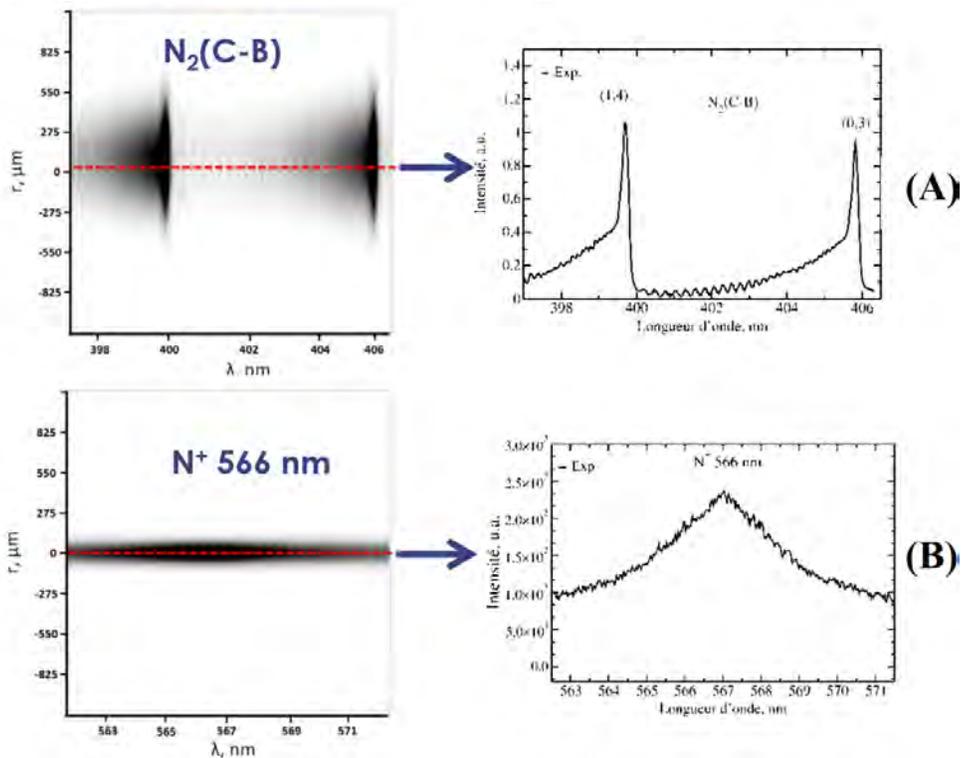


Figure III.1.5 Spectre mesuré à $t=15\text{ns}$ $z=1,5\text{mm}$ (A) spectre obtenu dans la phase de streamer (B) spectre obtenu dans la phase d'arc [51]

Dans le cas noté « A », la décharge n'a pas encore basculé dans la phase d'arc et correspond à l'émission d'un streamer. Cela se caractérise par une émission radiale plus large, comme on peut le voir sur l'image de gauche pour laquelle l'ordonnée représente la répartition radiale du spectre moléculaire (moléculaire $N_2(C-B)$) en fonction de la longueur d'onde. Dans le cas noté « B », la décharge a basculé dans la phase d'arc, il n'est plus possible d'observer l'émission des molécules N_2 . On peut observer également sur l'image de gauche correspondante, que dans ce cas, le signal est beaucoup plus étroit radialement. Cette différence entre les deux permet de distinguer assez facilement si au moment de l'acquisition la décharge se situe dans une phase de streamer ou d'arc. Ce résultat a également permis aux partenaires d'affirmer que la transition entre la phase de streamer et la phase d'arc se situe à $t=15ns$. C'est donc au plus près de cet instant que devons être mesurés les paramètres pour les conditions initiales de la simulation.

La densité électronique est obtenue dans la phase d'arc à partir de l'exploitation des raies spectrales de NII (raie d'azote une seule fois ionisé, N^+). La température électronique est, quant à elle, également mesurée à l'aide des raies de NII. Ces deux paramètres sont issus de l'exploitation de 4 fenêtres spectrales [51]. La densité électronique est ensuite déterminée à l'aide des élargissements Stark qui permettent de relier la largeur à mi-hauteur d'une raie à sa densité. La température électronique est obtenue en utilisant les droites de Boltzmann toujours à partir des 4 fenêtres spectrales [51]. Les résultats de ces analyses sont présentés sur les figures III.1.6 et III.1.7.

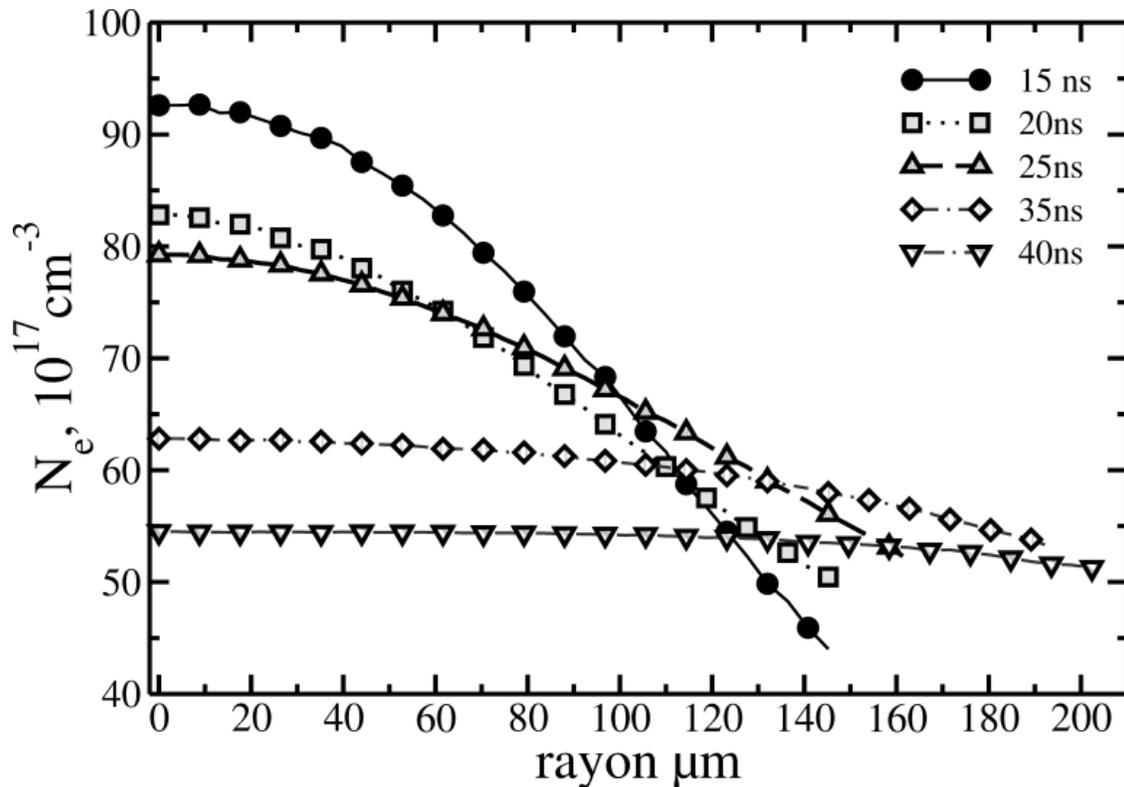


Figure III.1.6 Profil radiaux des densités électroniques dans les premiers instants de la phase d'arc, $z=1.5\text{mm}$ [51].

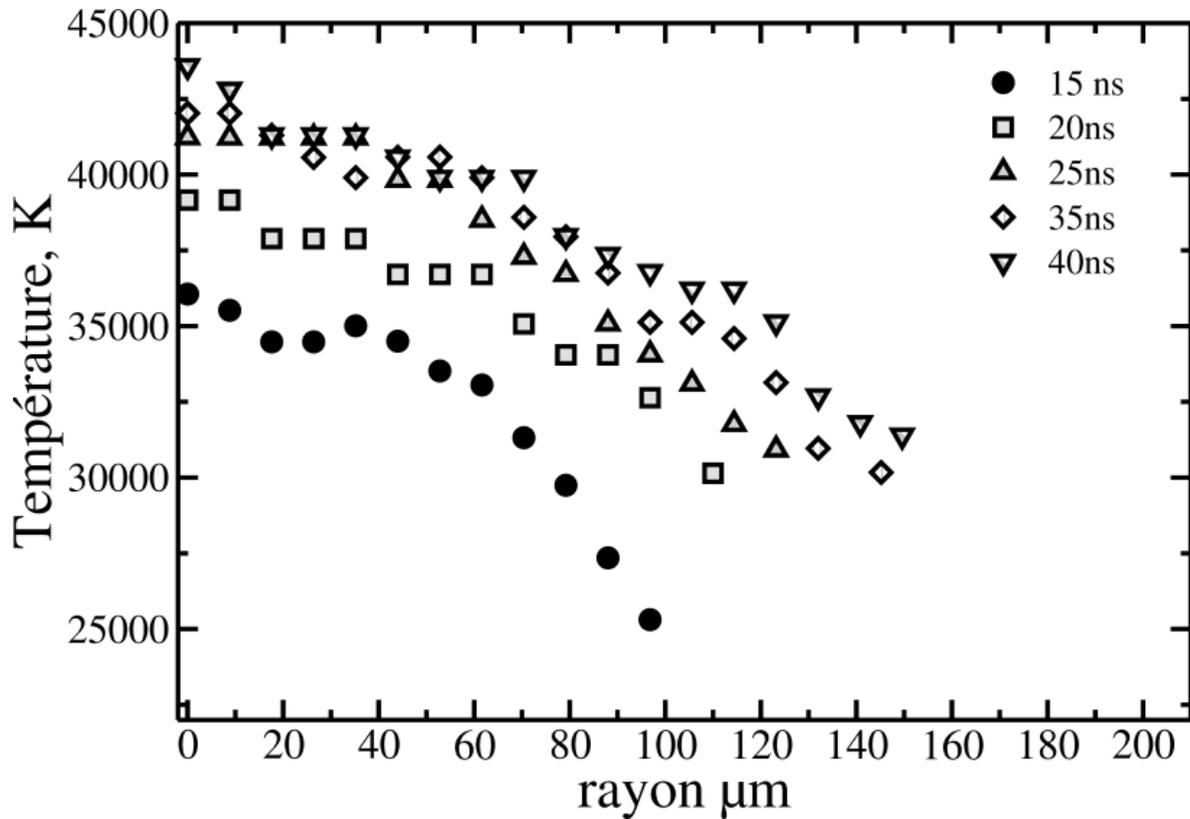


Figure III.1.7 Profil radiaux de température électronique dans les premiers instants de la phase d'arc, $z=1.5\text{mm}$ [51].

L'évolution radiale de la densité électronique dans la décharge est une donnée importante, puisqu'elle permet de remonter à une approximation du rayon initial de la décharge. Sur la base des mesures présentées figure III.1.6, on peut constater que pour un temps $t=15\text{ns}$ correspondant au début de la phase d'arc, la densité électronique chute fortement au-delà de $100\mu\text{m}$. Cela s'explique par le fait que la décharge est plus froide en périphérie que sur l'axe. Pour les autres temps d'acquisition, le dernier point de mesure se situe à $140\mu\text{m}$, le signal étant trop faible plus loin de l'axe, ce qui pourrait signifier que l'on a atteint le bord de la décharge. Pour cette raison, nous définirons dans un premier temps, un canal initial de $140\mu\text{m}$. Ensuite, on peut voir que pour des temps supérieurs, la densité électronique chute, bien que la température augmente dans les premiers instants. Cela s'explique par l'expansion de l'onde de choc, l'apparition de gradient de pression et l'augmentation du volume de la décharge.

En s'appuyant sur les travaux présentés dans le chapitre II [13], l'ETL est supposé établi dès le début de la phase d'arc. Nous ferons donc ici l'hypothèse forte que la température électronique mesurée et représentée sur la figure III.1.7 est la même que celle des espèces plus lourdes. La température du gaz est, à $t=15\text{ns}$ sur l'axe de la décharge, de l'ordre de $36\ 000\text{K}$. Cette température reste à peu près constante sur un rayon de $60\mu\text{m}$ puis chute ensuite. Après $t=15\text{ns}$, la température augmente jusqu'à $t=25\text{ns}$ en raison du chauffage important par effet Joule du canal malgré les importants gradients de pression dans la zone de l'arc. Ensuite, l'expansion du canal est beaucoup trop importante pour que le chauffage compense les pertes

(convection et diffusion) et la température diminue. Au-delà des temps indiqués sur la figure III.1.7, le signal reçu n'est plus suffisant pour remonter aux profils de température.

Nous choisirons d'imposer en condition initiale, le profil de température à $t=15\text{ns}$ (figure III.1.7).

Schlieren

Afin d'aider à la compréhension du phénomène « étincelle » et de l'hydrodynamique de la décharge, un deuxième outil expérimental de visualisation schlieren de la décharge a été mis en place. Initialement, cet outil devait uniquement servir à observer la répartition spatiale des gradients de densité, ce qui permettrait ensuite d'extrapoler vers la répartition spatiale de la température. Cependant, à la vue des difficultés rencontrées pour déterminer l'ensemble des conditions initiales, les résultats obtenus par visualisations schlieren seront également utilisés pour définir ou conforter certains paramètres. Dans cette partie, nous présentons en premier le principe du schlieren, avant d'observer les résultats obtenus à l'aide de cette technique. Pour finir, nous montrons comment à partir de l'exploitation des images schlieren, il est possible de remonter à des grandeurs telles que la pression initiale.

Le dispositif schlieren étudié peut être résumé par la figure III.1.8 sur laquelle on peut observer à la fois les dispositifs optiques, le positionnement de la décharge ainsi que le trajet du signal lumineux depuis la source d'éclairage jusqu'à la caméra. En réalité, un dispositif un peu plus complexe a été utilisé avec notamment l'ajout de miroirs plan pour optimiser l'espace disponible et d'un diaphragme servant à générer une source quasi ponctuelle. Le dispositif réel est présenté en détail dans la thèse de D. Xu [52].

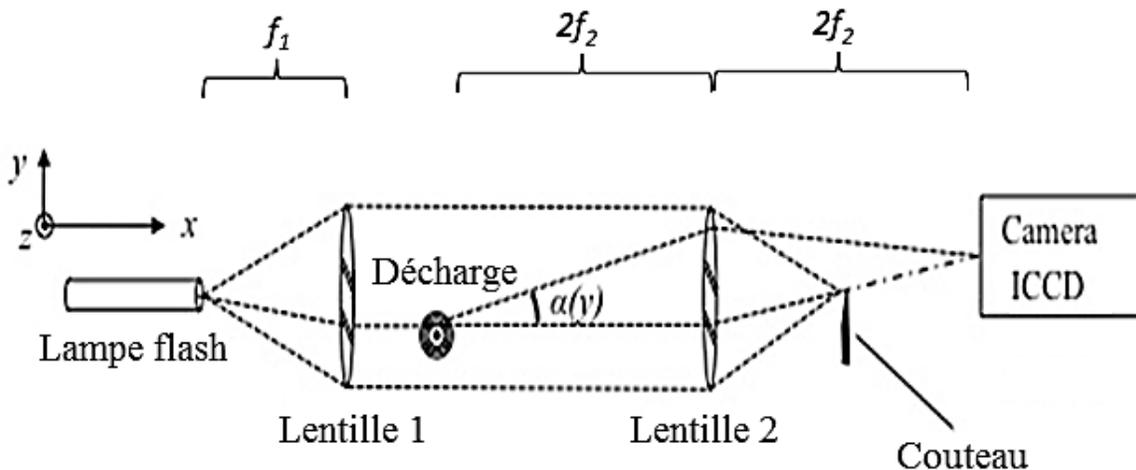


Figure III.1.8 Schéma du dispositif expérimental schlieren [52].

Sur ce schéma simplifié, on retrouve une source lumineuse supposée ponctuelle placée au foyer « objet » de la lentille 1. Les rayons lumineux de la source de lumière sont projetés à l'infini par la lentille 1, ce qui se traduit par des rayons parallèles sur le schéma dans la région

entre les lentilles 1 et 2. C'est dans cette région que l'on place la décharge. Cette dernière est le siège de forts gradients de densité (liés aux variations de température et de pression très importantes) qui génèrent des variations d'indices de réfraction. Les rayons traversant la décharge se trouvent déviés d'un angle noté « α » sur la figure III.1.8. Après la décharge les rayons provenant de la lentille 1 traversent la lentille 2. Au foyer « image » de cette dernière a été placé un couteau. Le couteau permet de filtrer une partie des rayons qui ont été déviés par la décharge et d'en laisser passer d'autres. On obtient ainsi sur la caméra une image permettant d'observer les variations de densité dans la décharge.

D. Xu donne une relation permettant de remonter aux valeurs des densités dans le milieu en fonction des niveaux de gris présent sur les images [52]. Les principes de base de l'imagerie schlieren peuvent également être obtenus en consultant l'ouvrage de G.S Settles « *Schlieren and Shadowgraph techniques* » [53].

Les résultats de la visualisation schlieren de la décharge sont présentés sur la figure III.1.9 sur laquelle on peut observer à la fois le plasma mais également l'onde de choc dans la configuration de type pointe-pointe.

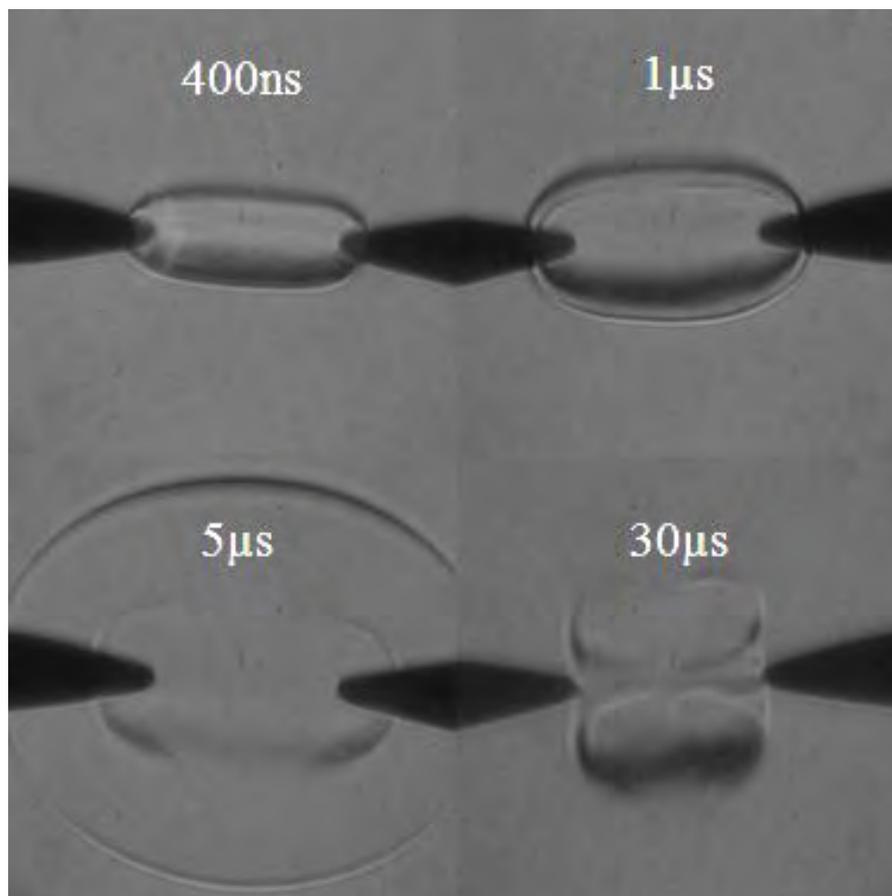


Figure III.1.9 Visualisation schlieren de la décharge nanoseconde

On peut observer que pour les deux images du haut de la figure III.1.9, il n'est pas facile de distinguer le plasma de l'onde de choc. L'image en bas à gauche, représente le résultat

obtenu à $t=5\mu s$. Sur cette image on peut à la fois voir le plasma de forme plutôt ovale, et en périphérie, l'onde choc devenue sphérique. La dernière image à $30\mu s$ permet d'observer uniquement les gradients de densité dans le plasma, l'onde choc ayant quittée le champ de visualisation.

Nous avons présenté les résultats expérimentaux, et nous allons maintenant montrer comment nous les avons exploités en vue d'une future utilisation dans notre modèle.

III.2. Estimation de la pression initiale

III.2.1. Détermination théorique de la pression

La pression est le seul paramètre nécessaire à la simulation qui n'est pas mesurable directement.

Dans l'attente des mesures spectroscopiques définitives et des visualisations schlieren présentées plus haut, nous avons également tenté de déterminer la pression initiale à l'aide des premiers résultats expérimentaux disponibles. Ces résultats préliminaires nous ont permis de mettre en place une méthodologie de travail, anticipant ainsi l'arrivée des résultats expérimentaux finaux.

Les données d'entrées que nous avons à notre disposition étaient la température et la densité électronique. Nous avons mis en place deux méthodes nommées « méthode 1 » et « méthode 2 ». Nous les présentons avec des données d'entrée actualisées. Nous l'avons dit plus haut, les méthodes ont été élaborées avec des résultats préliminaires et les conclusions diffèrent un peu par rapport à nos premiers essais.

Ensuite, nous avons utilisé l'ensemble des données disponibles, notamment les images schlieren mais également certaines de leurs hypothèses sur la composition du plasma.

Méthode 1 : Estimation de la pression à partir de l'hypothèse du volume constant et système fermé

Dans un premier temps, nous ne disposons pas des mesures schlieren, c'est pourquoi nous avons essayé d'obtenir la pression initiale uniquement à partir des mesure de température et de densité électronique. Un résultat généralement admis dans la littérature est que la phase de claquage et de chauffage du canal s'effectue à volume constant [10] [16] [27] [28]. A partir de cette hypothèse et à l'aide des outils à notre disposition, nous avons essayé de déterminer la pression générée par une montée en température très rapide dans un volume constant.

Les données à notre disposition sont les suivantes:

Pour l'étape initiale : la température initiale du gaz qui est de 300K, la densité du gaz, que l'on suppose constante dans l'étude (volume constant et système fermé) ainsi que la pression du gaz ambient fixée à 1bar sont connues.

Pour l'étape finale : la température du gaz est connue puisqu'elle a été mesurée, elle est égale à 36 000K sur l'axe de la décharge au milieu de l'espace inter-électrode. La

densité sera supposée égale à celle de l'air à 300K, 1bar. Cette hypothèse est généralement faite pour ce type d'application [27] [28]. L'inconnue est la pression qui est associée à cette étape finale.

Un moyen pour tenter de déterminer la pression issue du passage de 300K à 36 000K consiste à utiliser les bases de données calculées dans l'équipe. Ces données ont été présentées dans le chapitre II, et nous avons vu qu'elles étaient fonction à la fois de la température mais également de la pression. Le calcul des propriétés thermodynamiques est obtenu à partir des calculs de composition qui permettent de quantifier les densités de chaque espèce présentes dans le gaz. Dans notre étude, ces calculs de composition sont réalisés en supposant la pression constante. C'est la raison pour laquelle les propriétés thermodynamiques sont tabulées pour une pression donnée. Dans notre base de données, la densité du gaz varie donc en fonction de la température et de la pression. Notre hypothèse de départ est que la densité est constante entre 300K et 36 000K. Il nous reste donc à déterminer quelle est la pression qu'il faudrait pour avoir une densité égale à 1.2 kg.m^{-3} avec une température de 36 000K. La valeur de la densité correspond à la densité de l'air à 1bar 300K qui est l'état initial avant décharge. Pour cela, sur la figure III.2.1, l'évolution de la densité en fonction de la pression pour une température de 36 000K a été tracée.

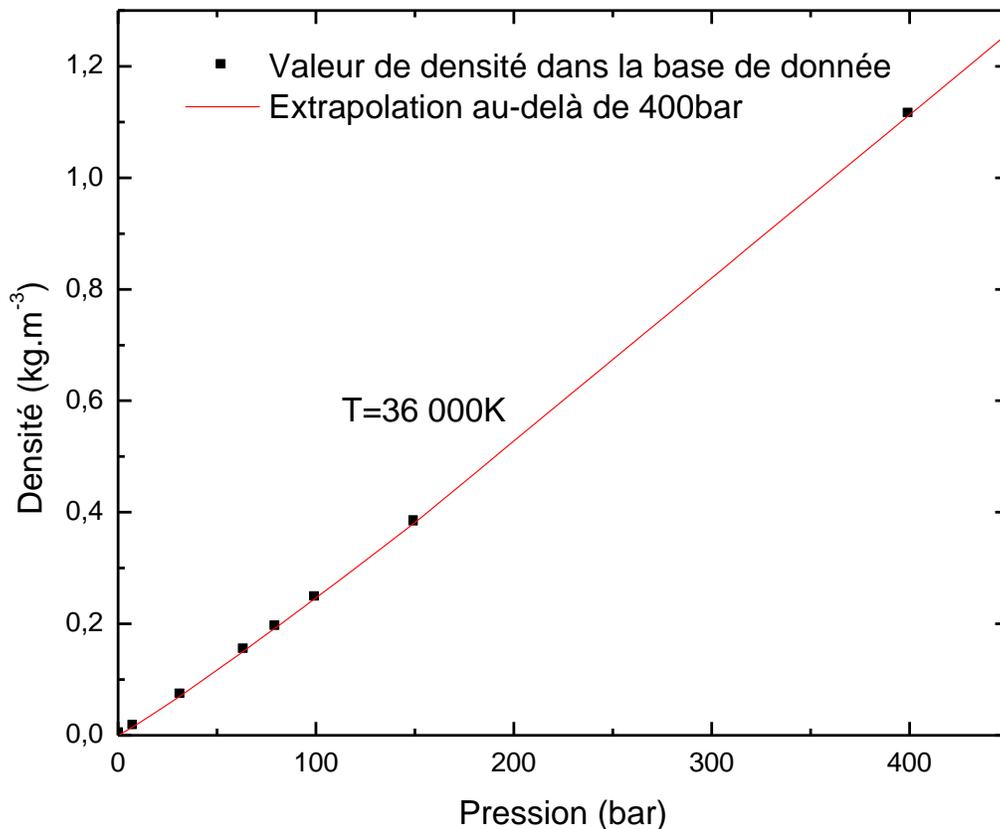


Figure III.2.1 Estimation de la pression nécessaire pour obtenir la densité de l'air à 300K

Nous pouvons ainsi observer sur la figure III.2.1 que la pression nécessaire à l'obtention d'une densité identique à l'air ambiant (300K, 1bar) est supérieure à 400bar. Cette valeur ne

paraît pas raisonnable, et c'est la raison pour laquelle nous ne validerons pas l'hypothèse du volume constant et sans échange de matière.

Méthode 2 : Estimation de la pression à partir d'hypothèses sur les densités d'espèces

Cette seconde méthode permet également d'estimer la pression dans le canal uniquement à l'aide des mesures spectroscopiques et de certaines hypothèses. Nous supposons l'existence de l'ETL et un canal isotherme de 36 000K et nous utiliserons la loi de Dalton (équation III.2.1), la loi de la neutralité électrique (équation III.2.2) ainsi que le ratio de composition du gaz (équation III.2.3). Nous supposons que le gaz est composé de 80% d'azote et 20% d'oxygène.

$$P = \sum_i n_i \cdot k_b \cdot T \tag{Equation III.2.1}$$

$$\sum Z_i \cdot n_i = 0 \tag{Equation III.2.2}$$

$$0.8 (n_{O^+} + n_{O^{++}}) = 0.2 (n_{N^+} + n_{N^{++}}) \tag{Equation III.2.3}$$

Considérant uniquement les espèces principales dans le plasma, l'équation III.2.1 devient :

$$P = k_b \cdot T \cdot (n_e + n_{N^+} + n_{N^{++}} + n_{O^+} + n_{O^{++}}) \tag{Equation III.2.4}$$

Dans l'équation III.2.4, seuls les paramètres n_e , T et k_b sont connus. L'idée est d'essayer d'exprimer l'ensemble des autres paramètres en fonction de la densité électronique n_e . Pour ce faire, nous devons une fois de plus utiliser les bases de données à notre disposition et observer la composition du plasma à 36 000K. Le tableau III.2.1 donne les densités des espèces N^+ , N^{++} , O^+ et O^{++} pour des pressions comprises entre 80 et 100bar. L'intervalle de pression a été choisie sur la base des travaux de R. Maly [4] en l'absence de toute information supplémentaire.

T=36000K	$n_{N^+}(x10^{23}cm^{-3})$	$n_{N^{++}}(x10^{23}cm^{-3})$	$n_{O^+}(x10^{23}cm^{-3})$	$n_{O^{++}}(x10^{23}cm^{-3})$
80 bar	52.4	7.95	14.9	0.93
100bar	67.6	8.31	18.9	0.96

Tableau III.2.1 Densités des espèces issues des bases de données de l'équipe AEPPT

Nous avons tracé sur la figure III.2.2 les ratios $n_{N^+}/n_{N^{++}}$ et $n_{O^+}/n_{O^{++}}$ en fonction de la pression pour une température de 36 000K.

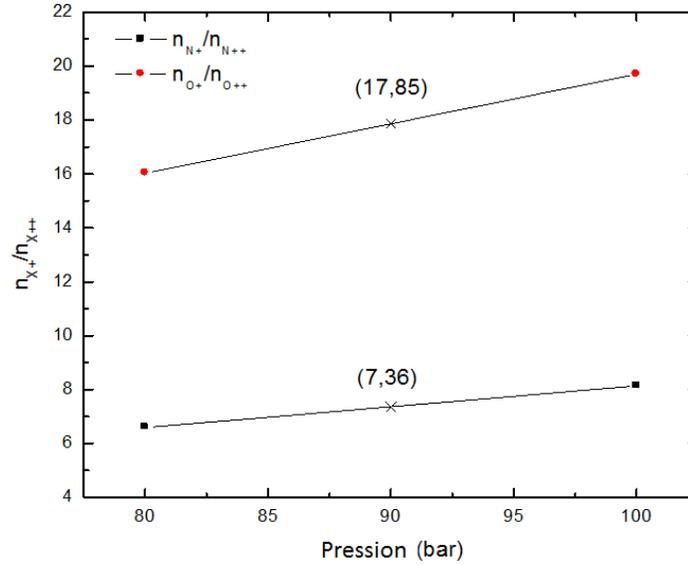


Figure III.2.2 Ratio des densités n_{N+}/n_{N++} et n_{O+}/n_{O++} en fonction de la pression

En supposant que ces ratios restent relativement constants en fonction de la pression dans la gamme de pression 80-100bar, nous prendrons la valeur moyenne de chaque ratio.

$$n_{N++} = \frac{n_{N+}}{7.36} \quad \text{Equation III.2.6}$$

$$n_{O++} = \frac{n_{O+}}{17.85} \quad \text{Equation III.2.7}$$

En incluant les équations III.2.6 et III.2.7 dans l'équation III.2.3, nous obtenons :

$$n_{O+} = 0.269 * n_{N+} \quad \text{Equation III.2.8}$$

L'équation de neutralité (équation III.2.2) peut s'écrire comme indiqué dans l'équation III.2.9.

$$n_e = n_{N+} + 2n_{N++} + n_{O+} + 2n_{O++} \quad \text{Equation III.2.9}$$

A l'aide des équations III.2.6 et III.2.7, l'équation III.2.9 devient:

$$n_e = n_{N+} + 2 \frac{n_{N+}}{7.36} + 0.269n_{N+} + 2 \frac{0.269 * n_{N+}}{17.85} \quad \text{Equation III.2.10}$$

Nous obtenons :

$$n_e = 1.571 * n_{N+} \quad \text{Equation III.2.11}$$

Nous venons d'exprimer la densité n_{N+} en fonction de la densité n_e , et nous avons également le lien entre les densités des autres espèces et la densité n_{N+} . Le tableau III.2.2 permet d'avoir l'expression de chacune des densités en fonction de n_e :

$$\begin{aligned}
 n_{N^+} &= 0.636 * n_e \\
 n_{N^{++}} &= 0.086 * n_e \\
 n_{O^+} &= 0.171 * n_e \\
 n_{O^{++}} &= 0.01 * n_e
 \end{aligned}$$

Tableau III.2.2 Expression des densités des espèces majoritaires en fonction de la densité électronique

En utilisant les expressions résumées dans le tableau III.1.3 dans l'expression de la loi de Dalton (équation III.2.1), nous obtenons une pression théorique donnée dans l'équation III.1.12

$$P = k_b . T . n_e . (1 + 0.636 + 0.086 + 0.171 + 0.01) \quad \text{Equation III.1.12}$$

En considérant la densité électronique à t=15ns mesurée et présentée sur la figure III.1.6, nous obtenons une pression de 89bar.

En conclusion de cette partie, nous pouvons dire que nous avons essayé à l'aide de deux méthodes de retrouver la pression dans le canal initial. La première des deux méthodes était basée sur les hypothèses d'un volume constant et un système fermé. La pression estimée n'était pas réaliste. La seconde méthode donne une pression dont l'ordre de grandeur est dans la gamme de pression attendue dans la littérature. Cette pression sera par la suite comparée à la pression déterminée expérimentalement dans nos simulations.

III.2.2. Détermination expérimentale de la pression

A partir des images schlieren, il a été possible de relever la position de l'onde de choc ainsi que le rayon du plasma. Ces résultats sont présentés sur la figure III.2.3.

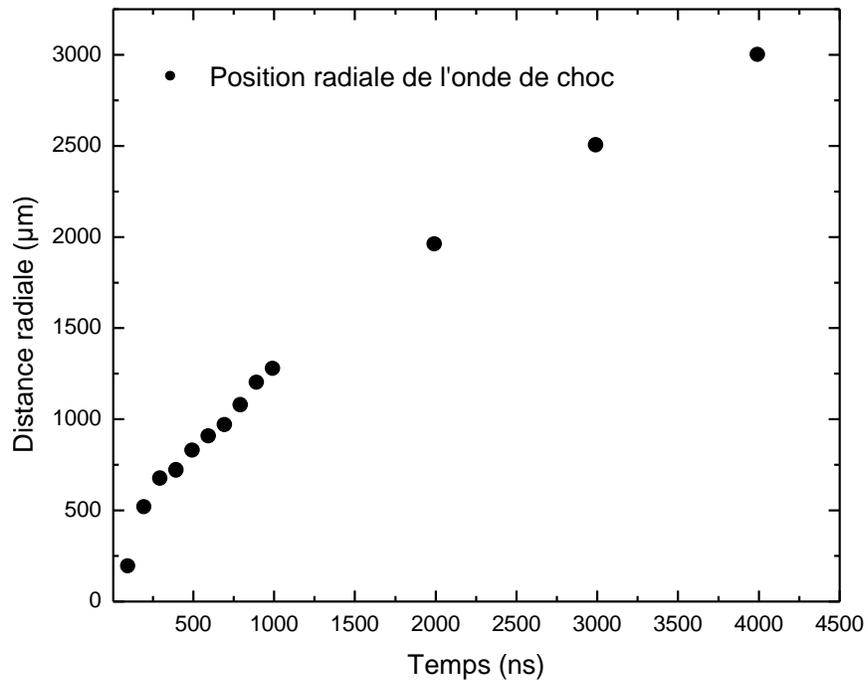


Figure III.2.3 Position radiale de l'onde de choc

A partir de la position de l'onde de choc, il est possible de remonter à la vitesse de propagation de cette dernière. La première image schlieren est obtenu à $t=150\text{ns}$. Ce délai est incompressible et lié à l'ensemble du dispositif expérimental. Dans les premiers instants, l'onde de choc et le plasma sont confondus comme on peut le voir sur la figure III.1.9 ainsi que dans la littérature [4] [26]. On l'a vu précédemment, les résultats de la spectroscopie d'émission optique ont permis de définir un rayon initial de la décharge grâce aux mesures de densité électronique. Ce rayon obtenu à $t=15\text{ns}$ est ajouté aux relevés de la figure III.2.3 et le résultat est présenté sur la figure III.2.4.

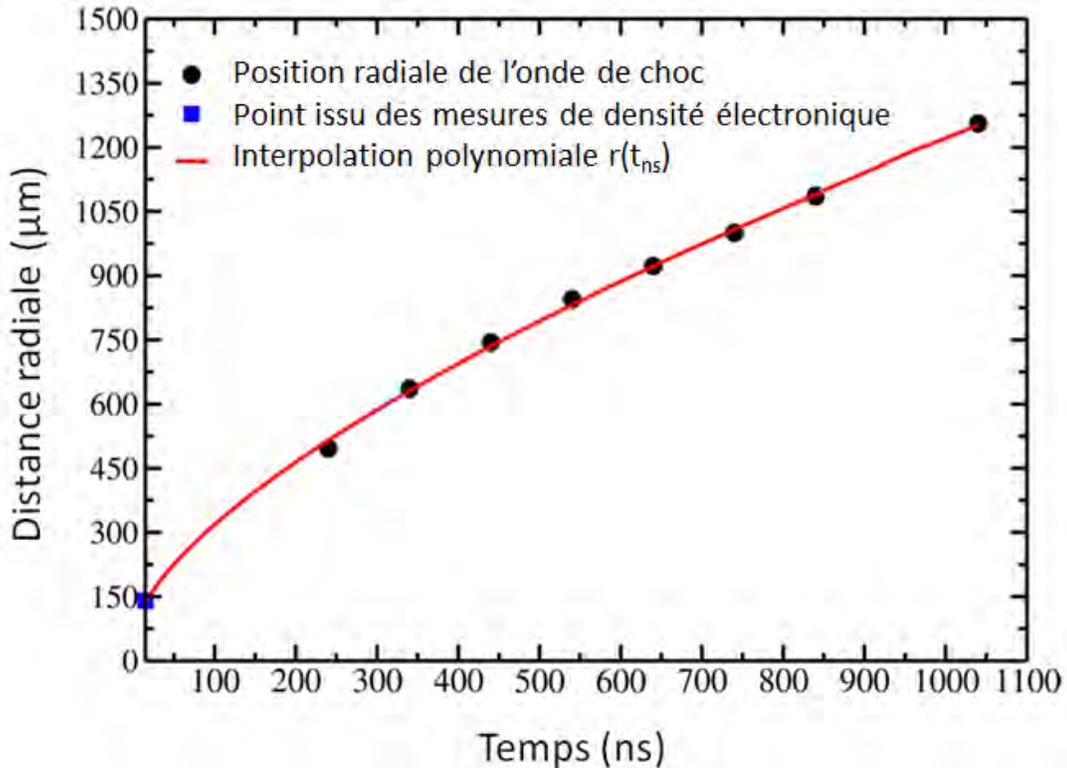


Figure III.2.4 Rayon de l'onde de choc avec l'ajout du rayon issu des mesures de densité électronique.

Gibert et al. [54] ont montré qu'à partir de l'expression de la vitesse de propagation de l'onde de choc, il était possible de remonter à la pression initiale dans le canal au moment du claquage. Afin de pouvoir appliquer cela à nos résultats (figure III.2.4), une fonction polynomiale (courbe rouge sur la figure III.2.4) a été utilisée afin de pouvoir dériver la position de l'onde de choc. Son expression mathématique est donnée par l'équation III.2.13.

$$r(t_{ns}) = 12.33 \times t_{ns}^{0.66} + 64.77 \quad \text{Equation III.2.13}$$

Gibert et al. donnent deux formules pour remonter à la valeur de la pression, toutes deux basées sur la vitesse de propagation de l'onde qui peut être obtenue pour tout instant en dérivant l'expression de l'équation III.1.1. Il s'agit des formulations de Rankine-Hugoniot et de Braginskii que nous allons détailler à présent. Les éléments nécessaires au calcul de ces formulations sont donnés dans le tableau III.1.3

Le tableau III.2.3 référence l'ensemble des données nécessaires à l'application numérique des équations III.2.14, III.2.15 et III.2.16.

Paramètres	Description	Valeurs
P_{choc}	Pression dans le canal au moment du claquage	Calculée
P_{ext}	Pression dans l'ensemble du domaine en l'absence de la décharge	$P_{ext} = 1bar$
γ	Rapport des capacités thermiques	$\frac{C_p}{C_v} = 1.666$
M	Nombre de Mach, calculé à l'aide de la dérivé de l'équation III.1.1	$\frac{vitesse_{onde}}{vitesse_{son\ air}}$
ρ	Densité de l'air à 300K, 1bar	$1.2kg.m^{-3}$
k_b	Constante de Boltzmann	$1,38 \times 10^{-23}m^2.kg.s^{-2}.K^{-1}$
n_e	Densité électronique mesurée t=15ns	$95 \times 10^{23}m^{-3}$
T	Température électronique mesurée et égale à température du gaz	$36000K$

Tableau III.2.3 Récapitulatif et définition des grandeurs utilisées dans les équations III.2.14, III.2.15 et III.2.16

Formulation de Rankine-Hugoniot

La première expression qui permet de remonter à la pression qui génère l'onde de choc est la formule de Rankine-Hugoniot [54] [55]. Elle découle directement de l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Son expression est donnée par l'équation III.1.2 :

$$P_{choc} = P_{ext} \times \left(1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \times (M^2 - 1)\right) \quad \text{Equation III.2.14}$$

La pression obtenue à l'aide de cette méthode est légèrement supérieure à 100bar pour un temps t=15ns.

Formulation de Braginskii

La seconde expression permettant de remonter à la pression dans le canal initial est celle développée par Braginskii [54] [56] et qui permet au travers d'une approximation de relier à la fois la densité du gaz et la vitesse d'expansion de l'onde. Cette approximation est exprimée par l'équation III.1.3 et fait appel à coefficient empirique pour remonter à la pression. Cette formulation a été spécifiquement développée pour les décharges plasma.

$$P_{choc} = 0.9 \times \rho \times (vitesse_{onde})^2 + P_{ext} \quad \text{Equation III.2.15}$$

Avec la méthode de Braginskii, la pression estimé à t=15ns est également un peu supérieure à 100bar.

Hypothèse sur la composition du plasma

La pression peut également être estimée à $t=15\text{ns}$ à l'aide des maximums de densité électronique et de température visibles sur les figures III.1.6 et III.1.7 en faisant l'hypothèse que le gaz dans la décharge n'est qu'une seule fois ionisé et que la température et la densité sont homogènes dans tout le canal. L'expression mathématique permettant d'obtenir la pression est présentée par l'équation III.2.16.

$$P_{choc} = 2 \times n_e \times k_b \times T \quad \text{Equation III.2.16}$$

La pression ainsi obtenue est proche de 90bar pour l'instant correspondant à notre condition initiale ($t=15\text{ns}$).

Sur la base de ces résultats, la pression dans la simulation sera prise égale à 100bar qui est une valeur moyenne (simplifiée) des pressions estimées à $t=15\text{ns}$. Un test sera également présenté afin de montrer quelle serait l'erreur commise si seules les valeurs théoriques (90bar) sont utilisées pour la détermination de la pression.

III.3. Présentation des conditions de simulation

III.3.1. Géométrie/maillage

A partir des éléments cités dans la première partie de ce chapitre, nous avons utilisé le modèle présenté dans le chapitre II en changeant uniquement la géométrie. La nouvelle configuration est de type pointe-pointe pour la décharge d'arc nanoseconde étudiée dans ce chapitre. La première étape a été la définition et la création d'un domaine de calcul basé sur le dispositif présenté sur la figure III.1.2. Pour cela, nous avons utilisé les relevés des contours des électrodes ainsi que les informations sur la configuration telle que la distance inter électrodes. Le domaine de calcul a une dimension de $10.5\text{mm} \times 11\text{mm}$ et est représenté sur la figure III.3.1.

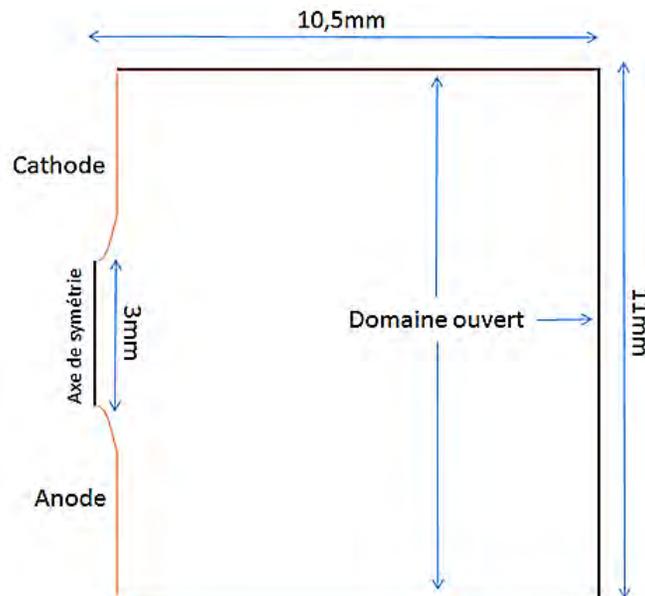


Figure III.3.1 Domaine de calcul

Ce domaine de calcul a ensuite été maillé. Le maillage est constitué de 204676 cellules de type quadrilatère de taille variable et est représenté sur la figure III.3.2. Les dimensions de la plus petite cellule sont $2\mu\text{m}\times 2\mu\text{m}$. Le maillage le plus fin se situe dans l'espace inter-électrode de manière à bien représenter les gradients (densité, pression, température) qui sont très présents dans le plasma, notamment dans la phase d'expansion. Le pas de temps associé à cette simulation est 10ns.

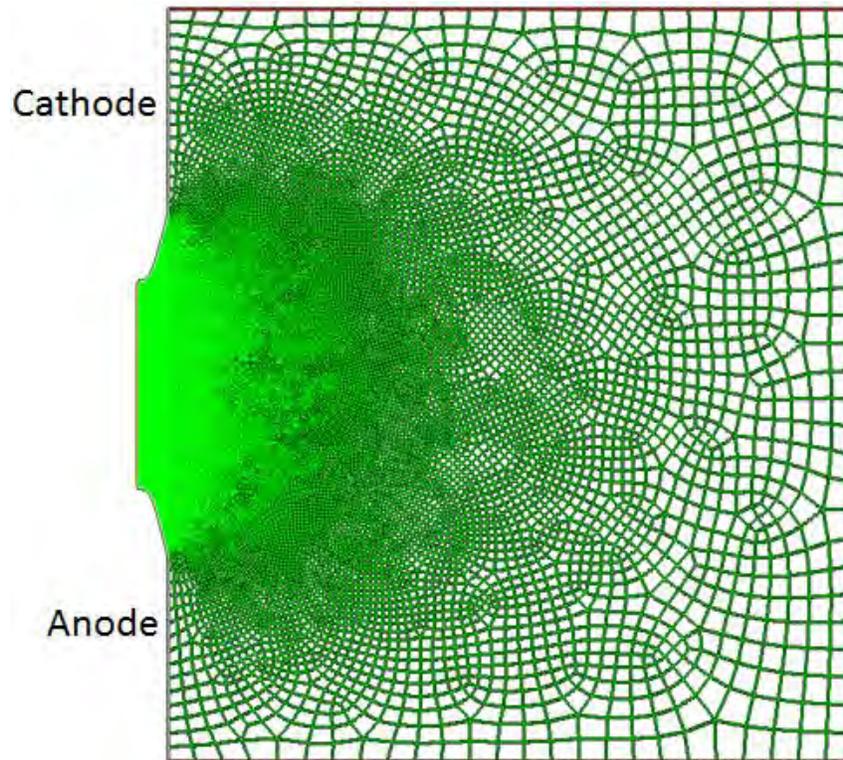


Figure III.3.2 Maillage de la géométrie du projet

III.3.2. Profil de Courant

Le courant dans la décharge qui est une donnée d'entrée pour le modèle, provient des mesures électriques présentées dans la première partie de ce chapitre. L'onde de courant utilisée dans la simulation est présentée sur la figure III.3.3. Le courant est appliqué dans la simulation par l'intermédiaire d'une condition limite sur la pointe de la cathode comme indiqué dans la présentation du modèle dans le chapitre II.

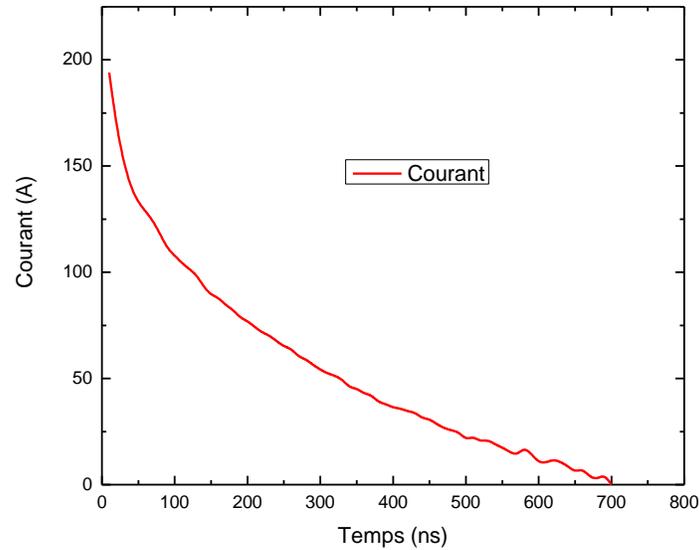


Figure III.3.3 Profil de courant utilisé dans la simulation

III.3.3. Définition des conditions initiales

Dans cette partie, nous allons détailler comment les conditions initiales déterminées expérimentalement ont été appliquées à notre modèle.

Rayon initial

Le rayon de la décharge a été défini à l'aide des mesures de densité électronique pour un temps $t=15\text{ns}$. Ce rayon est estimé à $140\mu\text{m}$.

Température initiale

La condition initiale en température a été déterminée dans la première partie de ce chapitre. Un profil de température a été imposé. Ce profil radial, correspondant à un temps $t=15\text{ns}$, est similaire à celui de la figure III.1.7 que nous avons extrapolé pour un rayon de $140\mu\text{m}$ et représenté sur la figure III.3.4.

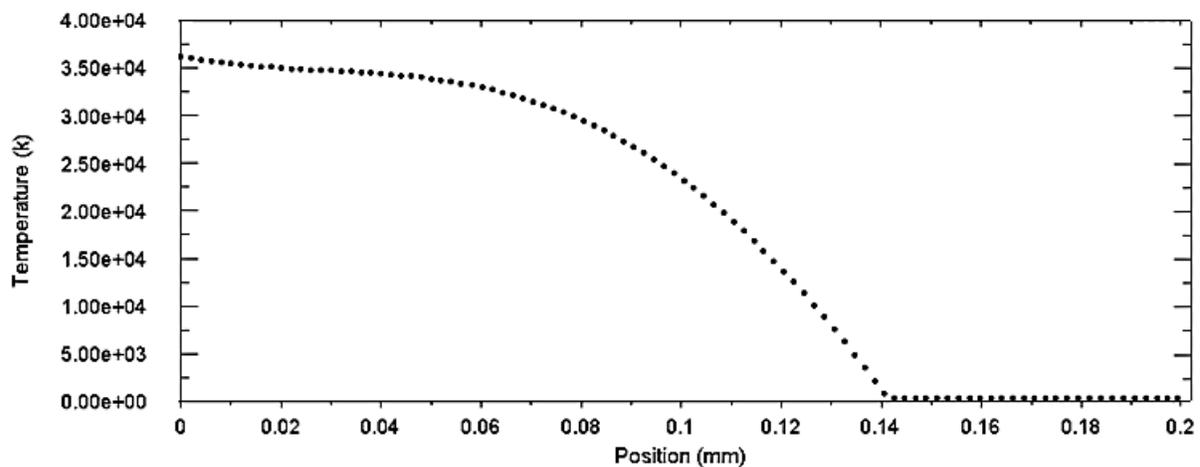


Figure III.3.4 Profil radial de température correspondant à l'initiation de la simulation

Ce profil est appliqué sur l'ensemble de l'espace inter électrodes. Il n'y a donc pas de variation de la température suivant la direction axiale.

Pression initiale

La pression initiale est choisie égale à 100bar dans l'ensemble du canal de 140 μ m. Cette pression est homogène dans l'ensemble du canal. Cette hypothèse peut paraître réductrice, mais il n'est pas évident de proposer une alternative à cette solution. En effet, la température ainsi que la densité électronique présentent des gradients suivant la direction axiale et on peut donc légitimement imaginer que la pression en présente elle aussi. Cependant, afin de simplifier l'initialisation de la simulation, nous avons choisi de maintenir la pression homogène dans le canal.

III.4. Résultats

III.4.1. Premier cas : étude sans prise en compte de la phase streamer

Nous avons comparé l'évolution de la température sur l'axe de la décharge au milieu de l'espace inter électrodes obtenu par la simulation avec les mesures expérimentales (spectroscopie d'émission optique) au cours du temps. Ce résultat est présenté sur la figure III.4.1 ainsi que dans l'annexe 2.

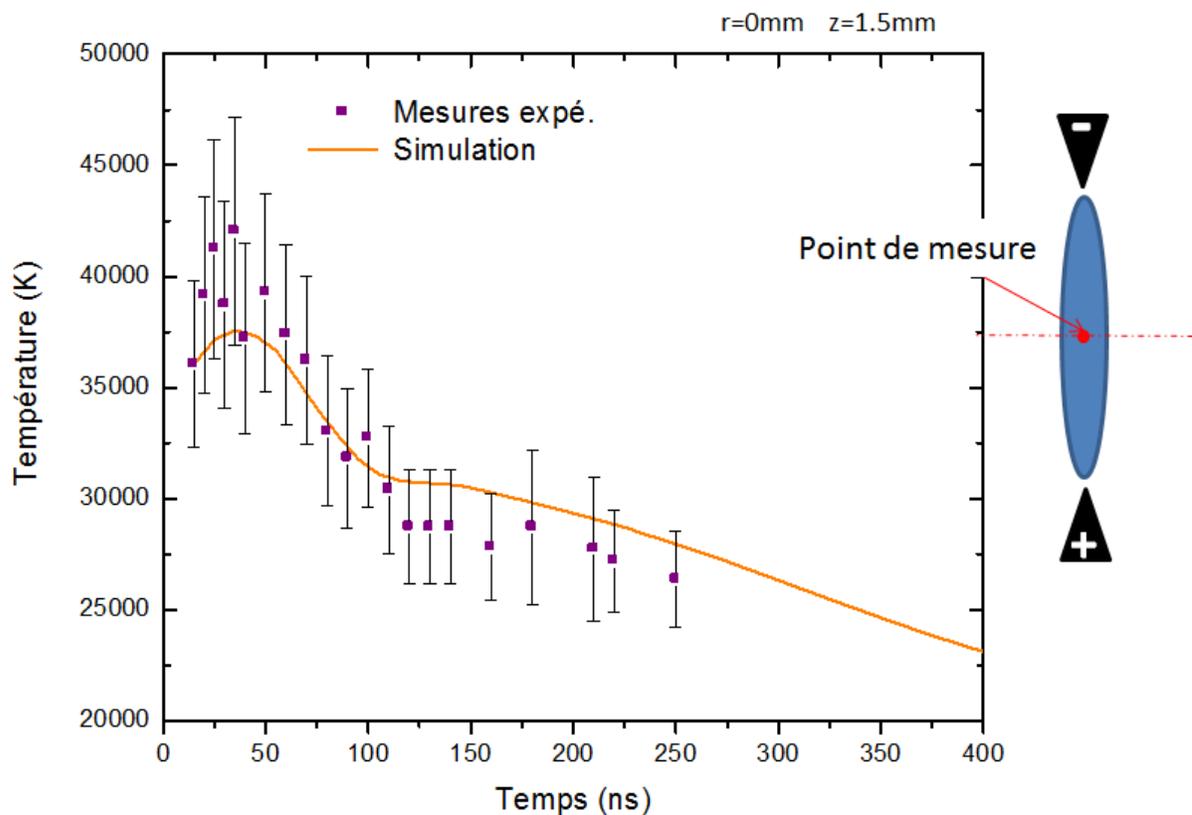


Figure III.4.1 Comparaison de l'évolution de la température en fonction du temps

On peut noter un bon accord entre les mesures expérimentales et les résultats de la simulation numérique. La température augmente jusqu'aux environs de 50ns sous l'effet du courant. Ensuite, le refroidissement intervient lorsque le canal s'étend et que le courant n'est plus suffisant pour contrebalancer l'effet de la pression et de l'expansion.

Par la suite, nous avons comparé les positions de l'onde de choc et du noyau de gaz chaud relevées expérimentalement (schlieren) avec celles simulées. Pour cela il a tout d'abord été nécessaire de créer un « schlieren numérique » afin de comparer les mêmes grandeurs. Le « schlieren numérique » est défini par l'équation III.4.1 comme étant le module de l'ensemble des gradients dans les directions axiales et radiales.

$$Schlieren\ numérique = \sqrt{\left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial r}\right)^2} \quad \text{Equation III.4.1}$$

Une fois la reconstruction du schlieren effectuée, nous avons appliqué pour chaque cellule du maillage le « schlieren numérique ». Le résultat est présenté sur la figure III.4.2 sur laquelle on peut voir à gauche le résultat du schlieren expérimental et à droite le « schlieren numérique ». Dans la partie basse de la figure, nous avons fait varier le recouvrement de l'image obtenue par simulation par celle obtenue expérimentalement. Les images présentées ici correspondent à un temps $t=30\mu s$. On peut constater un excellent accord entre l'expérimental et le théorique.

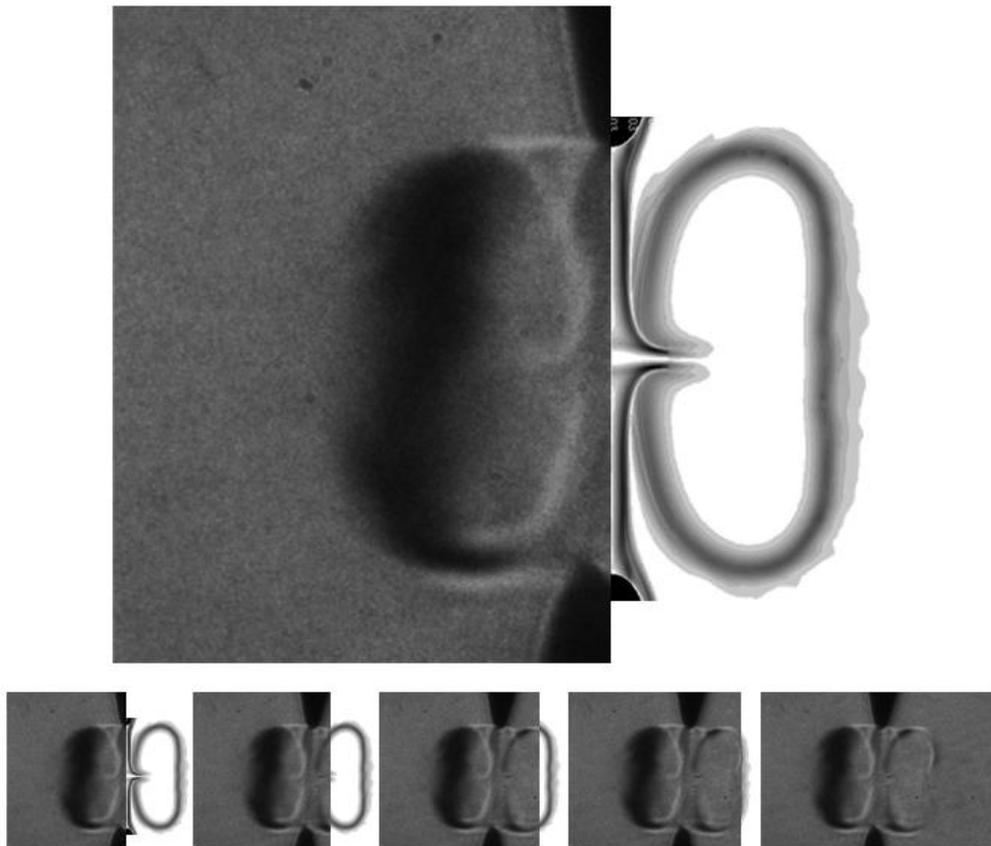


Figure III.4.2 Comparaison schlieren/ « schlieren numérique » à $t=30\mu s$

A partir des images schlieren, un traitement numérique a été appliqué afin de déterminer la position de l'onde de choc ainsi que celle du plasma à l'aide du logiciel Matlab. Le résultat de la comparaison est présenté sur la figure III.4.3. Dans le cas de la simulation, la position de l'onde de choc est quantifiée en relevant le premier maximum du gradient de densité le long de la direction radiale, au milieu de l'espace inter-électrode. La position du noyau de gaz chaud a également été relevée en utilisant, lorsque cela été possible, le second maximum de gradient de densité. On peut noter que les positions du noyau de gaz chaud et de l'onde de choc sont confondues durant la première microseconde. Au-delà, la position radiale du noyau n'évolue plus beaucoup. Cela confirme que dans un premier temps, l'expansion du plasma puis du noyau de gaz chaud est guidée par la convection liée à l'onde puis par des phénomènes de diffusion beaucoup plus lents dans un second temps.

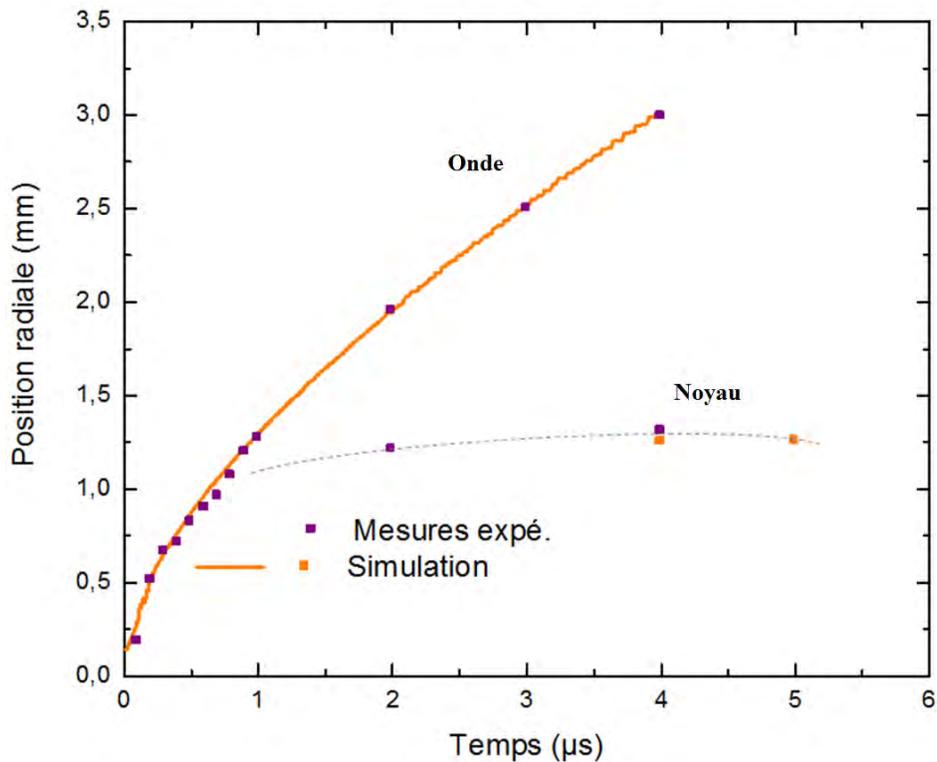


Figure III.4.3 Comparaison position de l'onde de choc et du noyau de gaz chaud avec l'expérience.

Concernant la comparaison entre les positions expérimentales et simulées, l'accord est là aussi très bon. La séparation entre le noyau de gaz chaud intervient entre 1 et 2 μs . L'instant exact de la séparation n'est pas simple en mettre en évidence numériquement. On remarquera que la position radiale n'évolue quasiment plus au-delà de 2 μs . En revanche et nous pouvons l'observer sur la figure III.4.2, la forme du plasma évolue beaucoup entre les premiers instants (ns) et la dizaine de μs . Les températures supérieures à 10 000K ne sont pas représentées sur la figure III.4.4. Dans un premier temps, la forme du canal est plutôt cylindrique, puis sous l'effet des recirculations générées par l'onde de choc (figure III.4.5), le plasma se déforme afin d'obtenir le résultat de la figure III.4.4.

On peut observer l'effet des recirculations qui pincent la décharge. A $t=2\mu\text{s}$, cela se traduit par l'apparition d'excroissances sur les extrémités de la décharge puis ces excroissances grossissent et finissent par revenir vers l'axe de la décharge comme on peut le voir à $t=10\mu\text{s}$ sur la figure III.4.4.

Pour $t=2\mu\text{s}$, nous avons tracé sur la figure II.4.5, le champ de pression et un zoom des vecteurs vitesse proches d'une électrode.

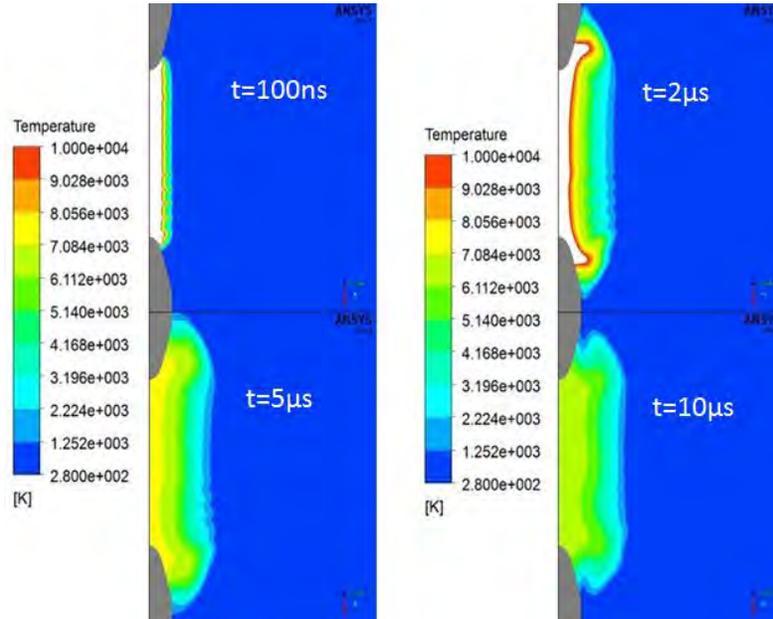


Figure III.4.4 Evolution des champs de température à différents instants.

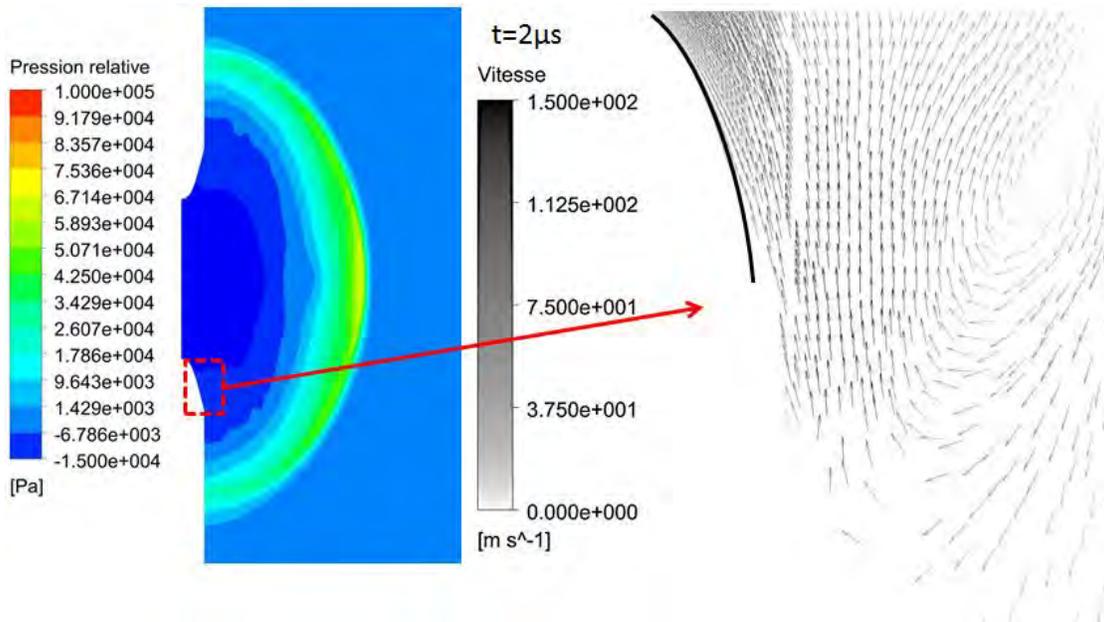


Figure III.4.5 Champs de pression relative et vecteurs vitesse à $t=2\mu\text{s}$

On peut observer que les gaz frais pénètrent l'axe de la décharge sous l'effet de la dépression. Cela se traduit par l'orientation en direction de l'axe de la décharge des vecteurs vitesse qui ont une intensité proche de 150m/s à $t=2\mu\text{s}$ (figure III.4.5, image de droite). Cela explique les excroissances et la forme des champs de température obtenus.

Nous avons basé nos conditions initiales sur les mesures expérimentales et comparé le comportement de la décharge. Nous avons observé l'évolution de la température axiale au centre de l'espace inter électrodes et comparé la position de l'onde de choc ainsi que celle du plasma. On a montré comment la forme si particulière de la figure III.4.4 était générée sous l'effet de l'onde de pression et des vitesses induites dirigées vers l'axe de la décharge.

Cependant, nous n'avons toujours pas discuté de l'aspect énergétique. En appliquant la même méthodologie que dans le chapitre précédant, et en utilisant l'équation II.2.2, l'énergie déposée dans le canal de plasma en condition initiale est égale à environ 10.5mJ. Si on reprend la figure III.1.3, l'énergie déposée dans la décharge est de l'ordre de 40mJ à $t=15\text{ns}$. Malgré un bon accord sur la comparaison des grandeurs, l'énergie injectée en condition initiale ne correspond pas à celle déposée expérimentalement et obtenue à partir des mesures électriques comme le résume le tableau III.4.1. Une interprétation est proposée dans le paragraphe suivant.

Energie initiale dans le canal d'arc	Energie initiale totale	Energie mesurée à $t=15\text{ns}$
10.5mJ	10.5mJ	$\approx 40\text{mJ}$

Tableau III.4.1 Comparaison de l'énergie initiale avec les mesures électriques au même instant

III.4.2. Second cas – Prise en compte de la phase de streamer

Afin d'expliquer cette différence, nous nous sommes intéressés à la phase de streamer. On retrouve dans la littérature [57-60], des hypothèses concernant la répartition de l'énergie électrique dans le gaz. Une partie de cette énergie peut être stockée sous forme vibrationnelle dans le gaz, elle ne contribue pas à une élévation de la température du gaz mais plutôt à une augmentation de l'énergie vibrationnelle. En revanche, une partie de l'énergie électrique se traduit par une montée en température dans le streamer [50] comme on peut le voir sur les mesures de température du gaz dans la phase de streamer présentées sur la figure III.4.6.

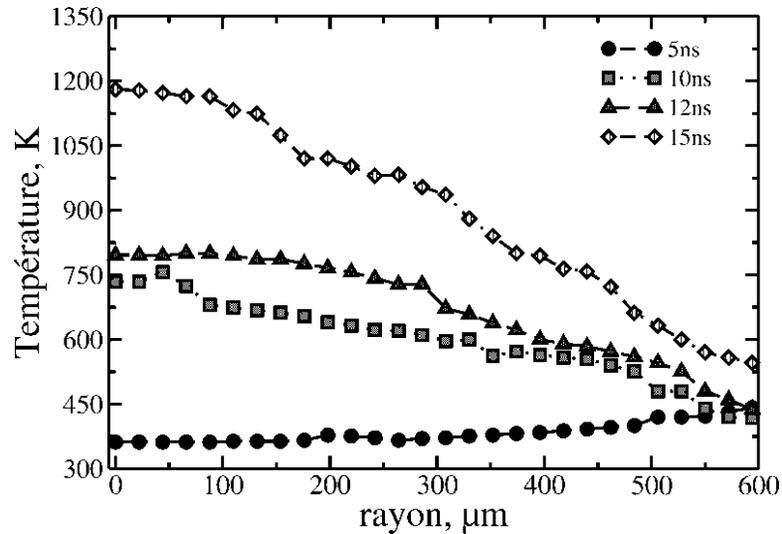


Figure III.4.6 Profils radiaux de température dans la phase de streamer

Si on observe plus particulièrement le profil correspondant à un temps $t=15\text{ns}$, on peut voir que la température atteinte sur l'axe est proche de $1\,200\text{K}$ et que le rayon du streamer va au-delà de $500\mu\text{m}$. Cette mesure a été obtenue dans un cas où à l'instant $t=15\text{ns}$, la décharge n'avait pas basculé dans la phase d'arc (cf. figure III.1.5). On remarque que le streamer est plus large que l'arc. L'arc apparaît dans un canal de $140\mu\text{m}$ aux alentours de $t=15\text{ns}$, ne laissant pas le temps au canal streamer de se refroidir. Il existe donc une superposition d'un canal très chaud d'arc et d'un canal moins chaud et plus large issu du dépôt d'énergie dans la phase de streamer. Nous avons ajouté le profil radial de température correspondant à $t=15\text{ns}$ de la figure III.4.6 en condition initiale de notre simulation. La nouvelle condition initiale en température sera donc composée d'un canal de $140\mu\text{m}$ avec un profil radial de température allant de $36\,000\text{K}$ à $1\,200\text{K}$. Au-delà de ce canal, le profil ($t=15\text{ns}$) présenté sur la figure III.4.6 est appliqué.

L'ajout de cette contribution du streamer à l'énergie initiale déposée dans le canal représente environ 2.3mJ . La somme de l'énergie correspondant à la condition initiale de la phase d'arc (rayon $140\mu\text{m}$) et de l'énergie du streamer porte le dépôt d'énergie initial total dans la simulation à 12.8mJ . Le dépôt électrique expérimental est d'environ 40mJ au même instant ($t=15\text{ns}$). Cela signifie qu'environ 25mJ sont déposés sous forme vibrationnelle aux alentours de la décharge durant la phase streamer. Ces informations sont résumées dans le tableau III.4.2.

Energie initiale dans le canal d'arc	Energie initiale dans le canal streamer	Energie initiale totale	Energie mesurée à $t=15\text{ns}$
10.5mJ	2.3mJ	12.8mJ	$\approx 40\text{mJ}$

Tableau III.4.2 Comparaison de l'énergie initiale avec les mesures électriques au même instant

Enfin, nous avons également relevé dans ce second cas qui est le plus complet, le courant et la tension ainsi que l'énergie correspondante sur la figure III.4.7. Sans surprise, on peut observer que la tension de la colonne chute rapidement, la température de la décharge

étant suffisamment élevée pour permettre au courant de circuler [20]. Concernant l'énergie électrique déposée durant la totalité de la simulation, elle est égale à 5.2mJ.

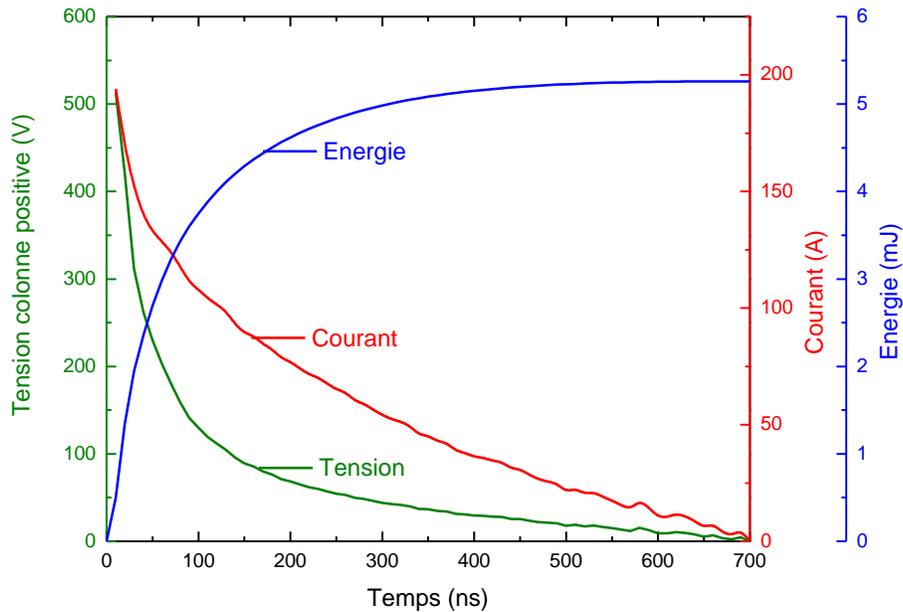


Figure III.4.7 Données électriques relevées dans la simulation

L'énergie électrique déposée dans la simulation vient s'ajouter à la part d'énergie déposée en condition initiale pour représenter l'énergie totale déposée dans la simulation. Un bilan d'énergie est fait dans le tableau III.4.3 afin de résumer l'ensemble des contributions énergétiques de chaque élément.

					Total
Simulation	Energie initiale dans le canal d'arc	Energie Initiale dans le canal streamer	Hypothèse sur l'énergie vibrationnelle	Energie déposée dans la simulation	
	10.5mJ	2.3mJ	27.2mJ	4.9mJ	44.9mJ
Expérimental	Energie déposé à t=15ns 40mJ				54mJ

Tableau III.4.3 Bilan énergétique sur le second cas et comparaison avec l'énergie obtenue expérimentalement.

On peut voir que malgré l'hypothèse forte sur la part d'énergie vibrationnelle, nous avons toujours un écart de 9.1mJ entre l'énergie totale dans la simulation et celle obtenue expérimentalement et illustrée sur la figure III.1.3. La part d'énergie vibrationnelle compense parfaitement la différence entre l'énergie déposée en condition initiale et celle mesurée à t=15ns. L'écart se crée donc durant la simulation. Le modèle ne représentant que la colonne

positive de la décharge, on peut avancer que la différence provient des gaines anodique et cathodique dans la phase d'arc.

Par la suite nous appellerons préchauffage, l'élévation de la température liée au streamer. Il s'agit d'un préchauffage car le streamer intervient avant l'arc.

En plus de l'apport d'énergie de la phase de streamer, nous avons également observé l'impact du préchauffage sur les grandeurs déjà étudiées : évolution temporelle de la température sur l'axe, position de l'onde et du noyau de gaz chaud. La figure III.4.8 présente l'évolution de la température sur l'axe de la décharge au milieu de l'espace inter électrodes. Nous avons représenté à la fois les mesures expérimentales mais également les cas avec et sans préchauffage.

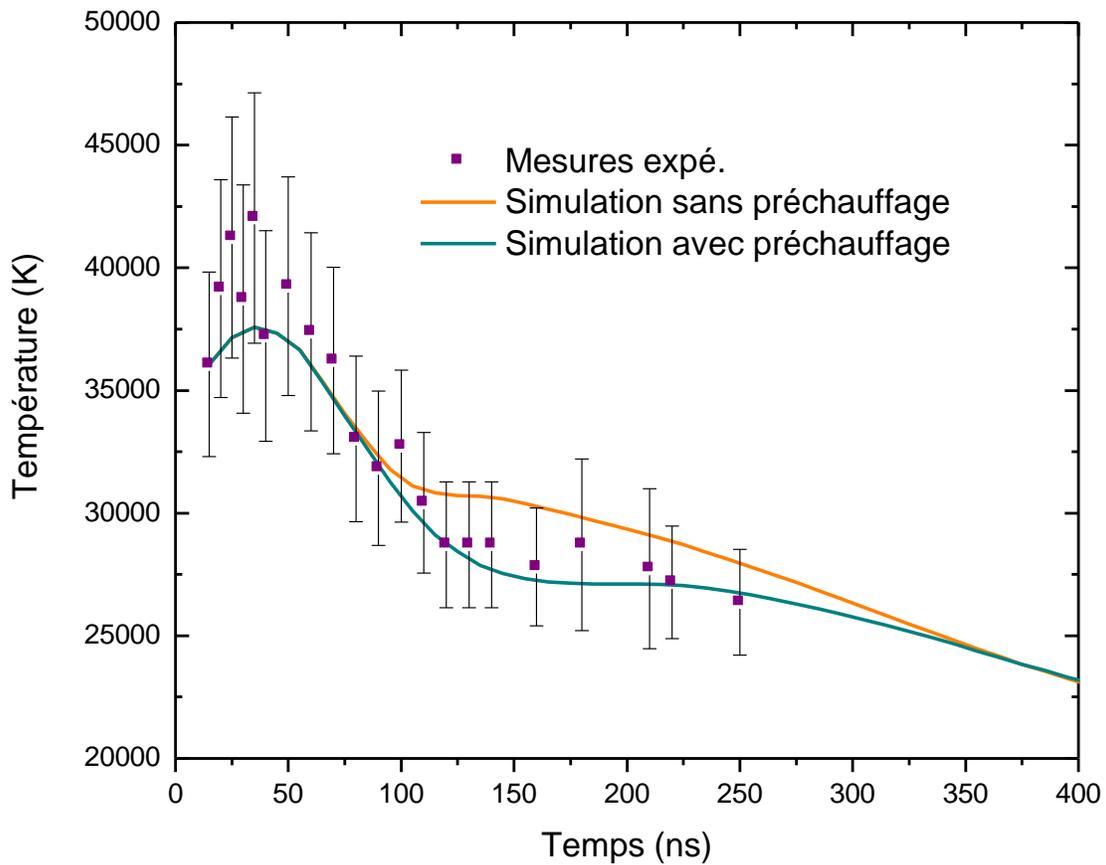


Figure III.4.8 Comparaison de l'évolution de la température sur l'axe des cas avec et sans préchauffage avec l'expérience

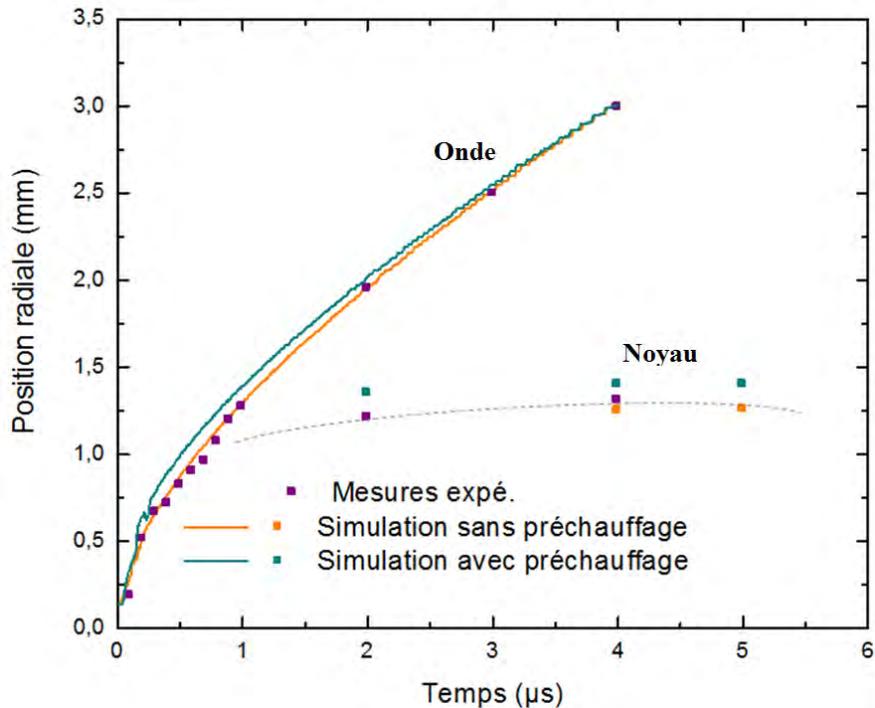


Figure III.4.9 Comparaison de la position de l'onde et du noyau de gaz chaud avec et sans préchauffage avec les mesures schlieren

Sur la figure III.4.8, l'accord avec l'expérience semble meilleur dans le cas avec préchauffage. Cela pourrait s'expliquer par la différence de gradient de température moins importante qui permettrait de faciliter le refroidissement de l'axe de la décharge. Mais le phénomène n'est pas simple à mettre en évidence. Nous avons également regardé quel rôle pouvait avoir le préchauffage sur la propagation de l'onde de choc et l'expansion du noyau de gaz chaud. Nous avons également tracé sur la figure III.4.9 la position de l'onde de choc et celle du noyau pour les cas avec et sans soufflage ainsi que les mesures obtenues à l'aide de l'imagerie schlieren.

Le cas avec préchauffage, qui avait tendance à améliorer la correspondance entre les mesures de température et la simulation, présente, dans le cas de la position de l'onde de choc et du plasma, un moins bon accord que le cas sans préchauffage. Cependant, l'écart est faible et on peut tout de même noter un bon accord entre l'ensemble des courbes. Les paramètres relevés avec préchauffage sont, en général, plus grands que ceux sans préchauffage. Le préchauffage a pour effet d'élever la conductivité thermique et la viscosité sur la périphérie de la décharge. L'effet sur la conductivité thermique semble dominer, ce qui permet au noyau et à l'onde de se propager plus rapidement dans le gaz environnant.

La prise en charge du canal de streamer en condition initiale a permis d'affiner l'énergie initialement déposée et de se rapprocher de la valeur expérimentale. Cet ajout a également permis une meilleure concordance de l'évolution temporelle de la température entre la simulation et l'expérience malgré le fait que l'on puisse noter une légère augmentation de l'écart dans le relevé des positions pour l'onde et le plasma.

III.4.3. Troisième cas - Influence de la pression initiale déterminée théoriquement

Enfin, une dernière étude a été réalisée concernant l'impact de la pression initiale sur la décharge. En effet, nous avons montré qu'il y avait plusieurs moyens de déterminer la pression initiale dans le canal de la décharge. Une première étude a été faite à partir des images schlieren qui permettent de relever la vitesse de propagation de l'onde et d'en déduire la pression. Mais nous avons vu également que la pression peut être aussi obtenue uniquement à partir des mesures de densité électronique et de température. En supposant que le gaz n'est qu'une seule fois ionisé, on peut utiliser la loi de Dalton (équation III.2.1) afin de remonter à la pression uniquement avec la densité électronique. Une autre solution consiste et nous l'avons montré à exprimer l'ensemble des densités des espèces majoritaires à partir de valeurs connues, comme la densité électronique par exemple. Pour ces deux cas, la pression estimée est de l'ordre de 90bar pour environ 100bar déterminé expérimentalement.

Nous avons refait la même étude que précédemment afin d'observer les éventuelles différences entre les pressions obtenues à partir du schlieren et celles uniquement obtenues à partir des mesures spectroscopiques. La condition initiale en température est celle prenant en compte le préchauffage du streamer. La condition initiale en pression est une pression homogène dans le canal d'arc (140 μ m) de 90bar.

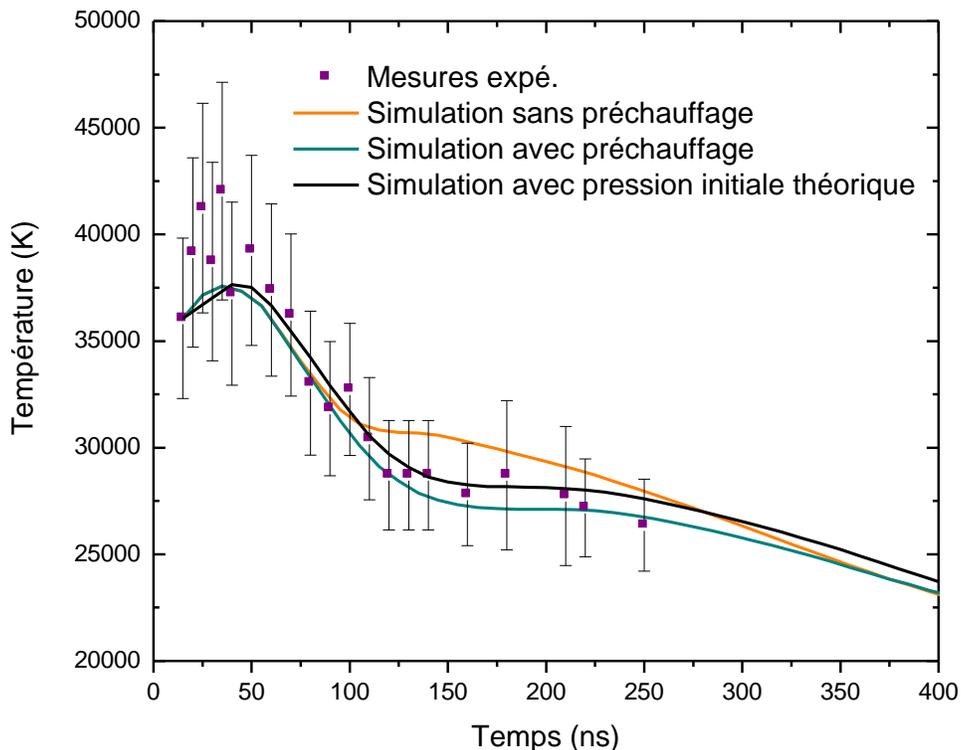


Figure III.4.10 Comparaison de l'effet de la pression sur le refroidissement de la décharge.

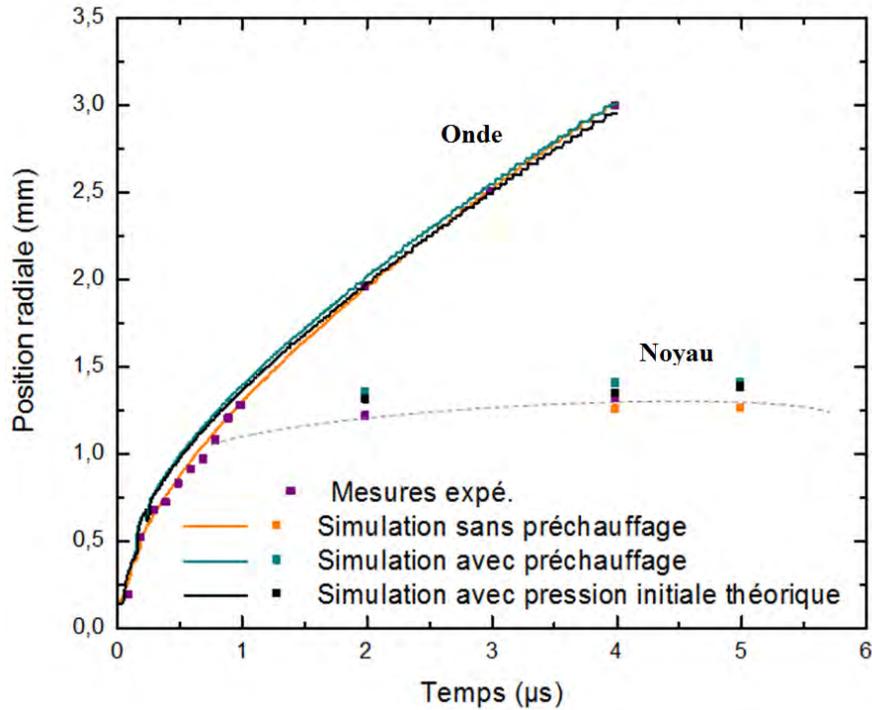


Figure III.4.11 Comparaison entre la pression théorique et la pression obtenue par schlieren et influence sur la position de l'onde de choc et du noyau.

Comme on peut le voir sur la figure III.4.10 qui représente le refroidissement de la décharge pour différentes conditions initiales, le changement de pression initiale implique un léger changement dans le comportement de la décharge mais la différence est très faible. Si on observe maintenant la position de l'onde choc et du noyau sur la figure III.4.11, on s'aperçoit qu'il n'y a pas non plus beaucoup de différence entre la pression initiale théorique et la pression déduite du schlieren.

Si on observe la différence d'énergie en condition initiale, l'écart est là aussi relativement faible comparé à la différence de pression qui est de 10bar comme on peut le voir dans le tableau III.4.4. Cette observation est d'autant plus remarquable si on reprend les conclusions du chapitre II qui montrent une forte dépendance à la fois de l'énergie initiale mais aussi du comportement de la décharge à la pression initiale. Cependant, l'écart relatif en pression n'est que de 10%, ce qui explique le faible impact aussi bien dans les comparaisons que dans l'énergie initiale.

	Energie initiale dans le canal d'arc	Energie Initiale dans le canal streamer	Energie initiale totale	Energie mesurée à t=15ns
Second cas	10.5mJ	2.3mJ	12.8mJ	≈40mJ
Troisième cas	9.3mJ	2.3mJ	11.6mJ	≈40mJ

Tableau III.4.4 Comparaison de l'énergie initiale avec les mesures électriques au même instant pour différentes pressions initiales

III.5. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté les outils expérimentaux et la configuration qui ont permis la comparaison et la validation de notre modèle. Nous avons montré les principaux résultats expérimentaux obtenus afin de pouvoir disposer d'un jeu cohérent de données initiales pour la simulation, contrairement au chapitre II. Cependant, un des paramètres initiaux n'est pas directement mesurable, et nous avons présenté plusieurs moyens d'obtenir cette grandeur.

Le domaine de calcul a été présenté ainsi que la géométrie utilisée dans la simulation. Nous avons présenté le profil de courant utilisé ainsi que les conditions initiales de la simulation. Le rayon initial a été pris égal à celui obtenu à l'aide des mesures de densité électronique, la température du gaz a été supposée égale à la température électronique mesurée et enfin la pression a été déterminée à l'aide des visualisations schlieren.

Cela nous a permis de montrer comment la décharge évoluait depuis l'instant initial de la simulation jusqu'à plusieurs dizaine de microsecondes. Ainsi nous avons pu observer l'évolution temporelle de la température sur l'axe de la décharge au milieu de l'espace inter électrodes, les champs de température dans les premières microsecondes mais également l'onde de choc et son influence sur la décharge. Nous avons également étudié comment évoluait la position de l'onde de choc au cours du temps ainsi que la position du plasma pour quelques points. Pour finir avec la première partie de l'étude, nous avons constaté un écart entre l'énergie délivrée en condition initiale et celle mesurée au même instant.

Pour tenter de réduire cet écart nous avons pris en compte le préchauffage du streamer préalable au passage à l'arc de la décharge. Malgré cela, l'énergie obtenue reste encore bien éloignée de la grandeur obtenue expérimentalement. L'explication peut être trouvée en s'intéressant à la littérature, certains auteurs évoquent le stockage de l'énergie sous forme vibrationnelle, ce qui ne se traduit pas directement par une élévation de la température. Les grandeurs telles que la température ou les positions de l'onde de choc et du noyau ont également été observées

La dernière étude consiste à étudier la différence entre la pression obtenue expérimentalement et celle déduite des mesures de densité électronique. L'étude montre qu'il n'y a quasiment pas de différence. Ce résultat contredit les conclusions du chapitre II mettant en avant la sensibilité de la simulation à la pression initiale mais est justifié à l'aide de l'énergie initiale qui ne varie que très peu malgré l'écart de 10bar.

Ce chapitre a ainsi permis de valider le modèle utilisé dans le cadre de la simulation d'une décharge impulsionnelle très courte, puisque la durée de la décharge est inférieure à 1 μ s. On peut noter un très bon accord sur l'ensemble des résultats comparés aux mesures expérimentales. Dans la suite de ce travail, nous allons essayer de nous rapprocher de l'application de l'allumage des moteurs en étudiant une décharge dans des conditions plus réelles.

Chapitre IV

IV. Chapitre IV – Premiers pas vers l'application

Le modèle a été validé en 2D dans le chapitre III à l'aide d'une comparaison entre les résultats de simulation et les résultats expérimentaux. Cependant, la configuration a été simplifiée afin de permettre les mesures expérimentales. En réalité, l'étincelle est générée dans un milieu réactif et les électrodes ne présentent pas d'axe de symétrie comme cela est le cas dans les études présentées précédemment. Pour ces raisons, nous proposons d'étudier le comportement de la décharge dans un milieu réactif mais également de simuler une décharge dans une configuration se rapprochant des conditions réelles avec une géométrie basée sur une bougie d'allumage.

Dans la première partie de ce chapitre nous simulerons dans la configuration bidimensionnelle du chapitre II, une décharge dans un mélange d'air et de propane à la stœchiométrie. Nous étudierons les éventuelles différences entre la décharge dans l'air et celle dans le mélange stœchiométrique d'air et de propane.

Ensuite, nous étudierons le comportement d'une décharge dans une configuration tridimensionnelle. La configuration est basée sur un dispositif de calorimétrie réalisé par le Southwest Research Institute et sera présentée dans ce chapitre.

Pour finir, afin de se rapprocher un peu plus encore de l'application moteur, nous avons soumis la décharge à un écoulement latéral laminaire dans le but d'observer son comportement ainsi que l'impact du soufflage sur l'onde choc et la propagation du noyau de gaz chaud.

IV.1. Simulation d'une décharge arc nanoseconde dans un mélange air propane

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats des simulations que nous avons réalisées dans un mélange d'air et de propane. Le mélange est stœchiométrique et conduit à une proportion de propane relativement faible, de l'ordre de 4%. Les propriétés thermodynamiques et les coefficients de transport utilisés ont été calculés dans l'équipe AEPPT. Une comparaison est faite avec les résultats du chapitre précédent qui présentaient la décharge dans de l'air pur.

IV.1.1. Rappel concernant le modèle

Le modèle utilisé dans cette partie est le même que celui décrit dans les premiers chapitres de ce manuscrit. Il s'agit d'un modèle bidimensionnel transitoire dont l'ensemble des hypothèses a déjà été explicité dans le chapitre II. La différence avec les cas étudiés précédemment est l'usage de propriétés thermodynamiques, de transport et radiatives correspondantes à un mélange d'air et de propane à la stœchiométrie. Ce mélange est constitué d'environ 96% d'air et de 4% de propane.

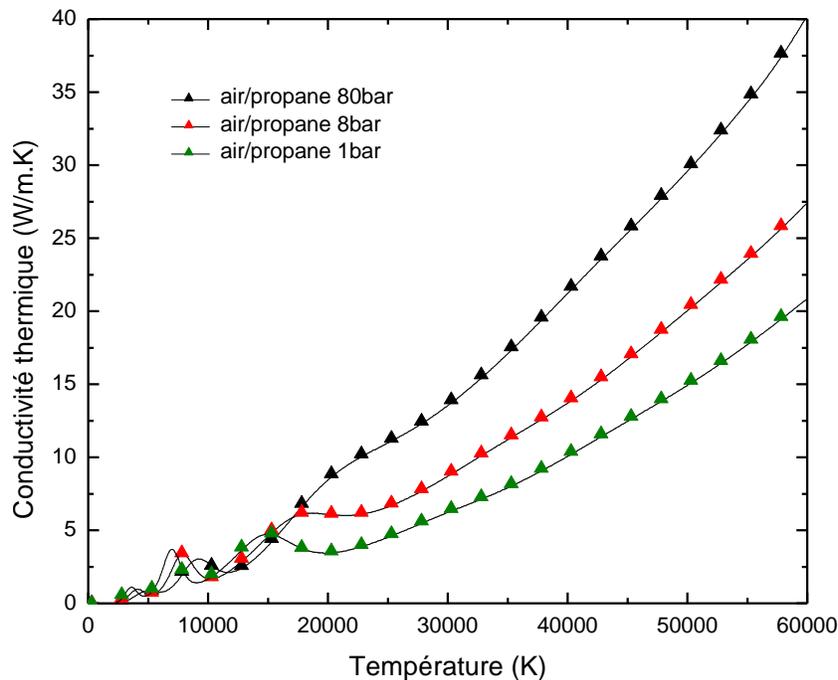


Figure IV.1.1 Evolution de la conductivité thermique en fonction de la température pour différentes pressions.

La figure IV.1.1 représente l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température et cela, pour différentes pressions. Comme pour l'air étudié dans le chapitre II, on peut observer le rôle de la pression sur l'apparition des pics de dissociation et d'ionisation des espèces présentes dans le mélange. L'ensemble des propriétés utilisées dans le cadre de ce travail est représenté en annexe 1.

La géométrie et les conditions limites du modèle restent inchangées par rapport au chapitre précédent. Il en est de même pour le profil de courant utilisé comme donnée d'entrée dans la simulation, il correspond à celui présenté sur la figure III.2.11.

Voyons à présent les conditions initiales de la simulation.

IV.1.2. Conditions initiales

Dans le cas du propane, les conditions initiales nécessaires à la simulation n'ont pas été déterminées expérimentalement. Contrairement à la littérature [20] [22-25] dans laquelle le gaz utilisé afin de simuler le comportement de l'arc dans un mélange réactif est l'air, nous utiliserons les propriétés du mélange air/propane dans notre modèle. Nous supposons par contre que les valeurs de pression, température et diamètre du canal initial sont inchangées par rapport au cas de l'air présenté dans le chapitre III.

Dans le cas du mélange air/propane, le diamètre du canal reste donc égal à 140 μ m. La température initiale a fait l'objet d'une étude paramétrique montrant l'effet de la prise en compte du préchauffage du gaz environnant par la phase de streamer. Il y a donc deux cas pour lesquels le profil de température présenté sur la figure III.1.7 peut être associé dans le cas avec préchauffage au profil de température de la figure III.2.9 à $t=15$ ns, l'instant initial de la simulation. La pression reste égale à 100bar. L'ensemble de ces données est résumé dans le tableau IV.1.1 dans lequel apparaissent aussi les énergies correspondantes aux différentes conditions initiales. Les valeurs d'énergies sont obtenues en utilisant l'équation II.2.2 et en l'appliquant au canal initial, puis au canal initial et au canal streamer. La dernière colonne du tableau IV.1.1 représente la somme de l'énergie introduite en condition initiale dans le canal d'arc et dans le canal streamer environnant.

	Rayon du canal	Température	Pression	Energie initiale dans le canal d'arc (<i>énergie initiale totale sans préchauffage du streamer</i>) (1)	Energie initiale dans le canal de streamer (2)	Energie initiale totale (<i>incluant le préchauffage du streamer</i>) (1+2)
Air/propane	140 μ m	36 000K	100bar	11.01mJ	2.44mJ	13.45mJ
air	140 μ m	36 000K	100bar	10.5mJ	2.3mJ	12.8mJ

Tableau IV.1.1 Résumé des conditions initiales pour la décharge dans le mélange air/propane avec et sans préchauffage streamer.

On peut remarquer que les énergies correspondantes sont très proches entre le cas de l'air et du mélange. La différence observée est inférieure à 5%. Nous aurions pu étudier le comportement de la décharge dans le mélange dans le cas où nous aurions gardé les mêmes conditions initiales que dans l'air. Cependant, étant donnée la faible différence entre les énergies présentées dans le tableau IV.1.1, et l'ensemble des études paramétriques réalisées dans les chapitres précédents, nous n'étudierons qu'un seul jeu de conditions initiales pour lequel on étudiera l'influence du préchauffage.

IV.1.3. Résultats

Dans cette partie, nous présenterons les résultats obtenus dans le cas du mélange air/propane et nous les comparerons avec les résultats du chapitre III dans l'air.

Evolution temporelle de la température

Cette étude consiste à observer et comparer l'évolution temporelle de la température sur l'axe de la décharge au milieu de l'espace inter électrodes ainsi que de suivre la position de l'onde de pression et celle du noyau de gaz chaud. Pour les cas avec et sans le préchauffage lié au streamer, nous avons comparé les résultats dans le mélange air/propane avec ceux obtenus précédemment dans l'air pur.

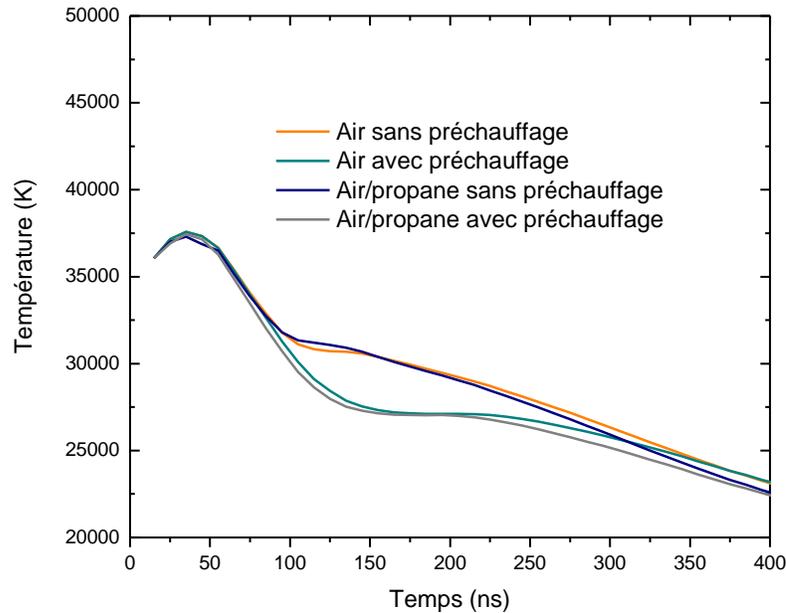


Figure IV.1.2 Comparaison de l'évolution de la température sur l'axe de la décharge au milieu de l'espace inter électrodes.

Comme on peut l'observer sur la figure IV.1.2, qui représente l'évolution de la température axiale pour les deux types de gaz, le changement de gaz influe très peu sur la décroissance temporelle de la température de la décharge. La prise en compte du préchauffage lié au streamer conduit au même refroidissement de l'axe de la décharge dans les deux cas. On peut cependant remarquer que pour le cas du mélange air/propane, la température a tendance à être légèrement inférieure à celle obtenue dans l'air. Cela peut être expliqué en observant les propriétés des deux mélanges.

En effet, bien que faible, la proportion de propane modifie légèrement les propriétés comme on peut le voir sur la figure IV.1.3 qui représente pour différentes pressions les valeurs de conductivité thermique en fonction de la température pour l'air pur et le mélange air/propane.

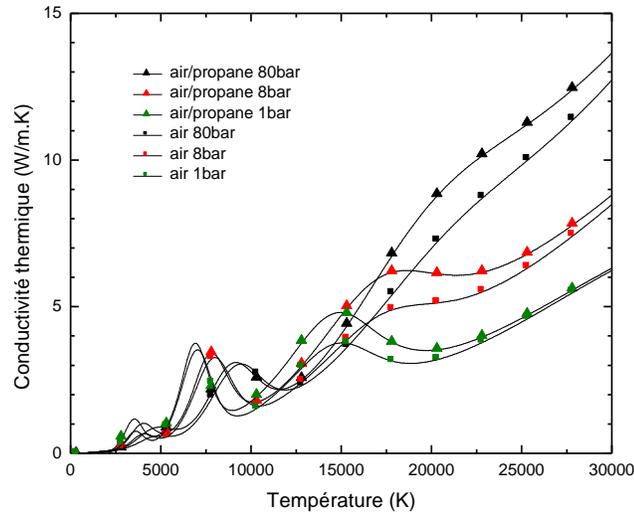


Figure IV.1.3 Comparaison de la conductivité thermique pour les deux gaz air et air-propane pour différentes pressions

Il n'est pas simple d'expliquer les raisons exactes de ces différences de conductivité thermique pour ces deux gaz. On peut supposer que la conductivité thermique de réaction du mélange air/propane est supérieure à celle de l'air, ce qui pourrait être à l'origine des écarts observés mais il est, une fois de plus, difficile de l'affirmer.

Si on reprend la figure IV.1.3, non seulement l'augmentation de la pression conduit à déplacer les pics de dissociation et d'ionisation vers les hautes températures mais elle a aussi tendance à élargir la gamme de température sur laquelle on peut constater une différence. Les courbes d'air et de mélange air/propane, pour une même pression, se rejoignent à environ 25 000K dans le cas où la pression est égale à 1bar contrairement aux hautes pressions (ex : 80bar) où la différence de conductivité thermique est présente sur une plus large gamme de température. Ce phénomène est visible sur la figure IV.1.4 sur laquelle l'échelle de température a été augmentée par rapport à la figure IV.1.3 et qui représente également l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température.

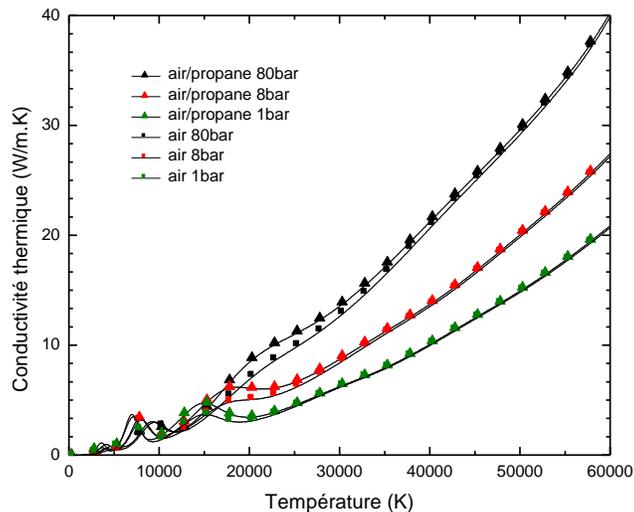


Figure IV.1.4 Comparaison de la conductivité thermique pour les deux gaz air et air-propane pour différentes pressions

Position de l'onde de choc et du noyau de gaz chaud

Concernant la position de l'onde et celle du noyau de gaz chaud, nous avons également procédé de la même manière que dans le chapitre III. Nous avons reconstruit des champs de gradients de densité à partir desquels nous avons pu obtenir la position de l'onde et du noyau.

Ces positions correspondent aux maxima des profils de gradients de densité au milieu de l'espace inter électrodes suivant la direction radiale. L'onde de choc est repérée comme étant le premier maximum du gradient de densité suivant la direction étudiée. La position du noyau de gaz chaud est plus difficile à obtenir et nécessite un relevé manuel de sa position. En effet, l'onde de choc génère dans son sillage une multitude de maxima locaux, ne permettant pas d'automatiser la détection du noyau.

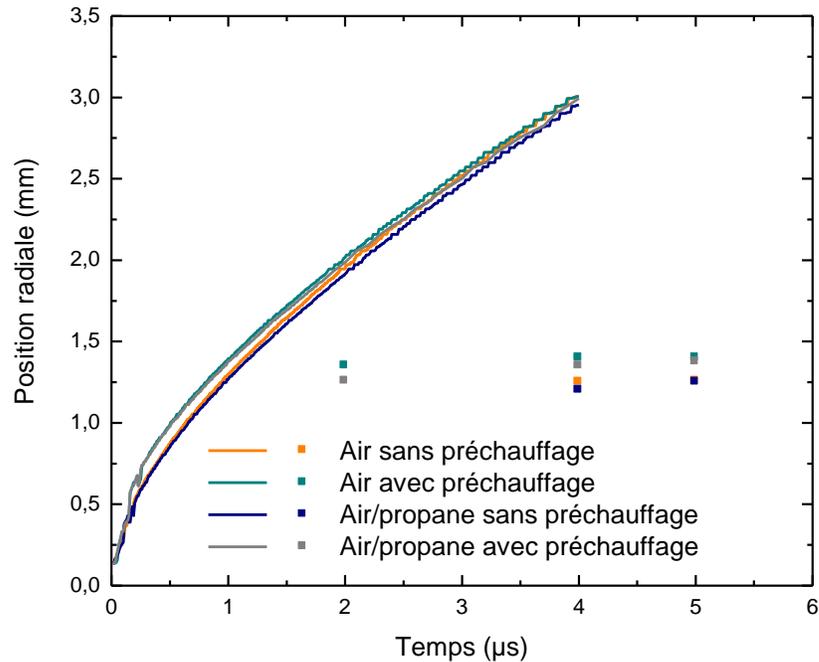


Figure IV.1.5 Evolution radiale de l'onde de choc et du plasma durant les premières microsecondes pour les deux types de gaz air et air propane.

Le résultat est présenté sur la figure IV.1.5 sur laquelle les traits continus représentent la position de l'onde de choc et les points la position à certains instants du noyau de gaz chaud. On peut observer que de manière générale la prise en compte de la phase de streamer (préchauffage) impacte de la même manière l'air et le mélange air/propane. Cela se traduit par une vitesse de propagation de l'onde de choc plus rapide dans la première microseconde dans les cas avec préchauffage. Cependant, cette différence tend à s'estomper à partir de 5 μs . Concernant l'expansion du noyau de gaz chaud, on peut observer que la position radiale de ce dernier est plus grande lorsque le préchauffage est pris en compte mais là encore la différence est très faible. Si on observe en détail l'effet du mélange air/propane, on peut remarquer que la différence avec l'air est également minimale. On peut tout de même noter que dans les deux cas (avec et sans préchauffage) les vitesses de propagation de l'onde ainsi que, celle du noyau sont sensiblement supérieures à celles obtenues dans l'air.

Les différences de comportement de l'onde et du noyau entre les cas dans l'air et ceux dans le mélange, aussi faibles soient elles, peuvent se justifier par une conductivité thermique plus importante dans le cas du mélange et une viscosité qui est plus faible. C'est pour ces raisons que les positions de l'onde et du noyau dans le cas du mélange sont toujours supérieures à celles de l'air.

En observant les paramètres tels que l'évolution de la température en un point ou la position de l'onde de choc et du noyau, on a pu voir qu'il existait que très peu de différences entre les évolutions des décharges dans les 5 premières microsecondes en considérant l'air ou le mélange air/propane. Nous proposons de suivre l'évolution de la décharge pour des temps plus longs afin de nous assurer que ces tendances restent valables.

Volume de gaz chaud

Pour cela, nous avons étudié l'évolution du volume de la décharge. Ce volume est obtenu en utilisant la même méthode que dans le chapitre II (figures II.2.9 et II.2.10) en ne retenant que les cellules dont la température est supérieure à 1 000K à l'exception de celles qui sont contenues dans la région de l'espace inter-électrodes ($R < 300\mu\text{m}$).

Cette méthode permet un suivi continu du volume de gaz chaud contrairement à l'utilisation des gradients de densité qui dans les premiers instants et dans les zones de faibles gradients ne permettent pas de distinguer aisément une quelconque « limite » pour les gaz chauds. Enfin, afin d'alléger l'étude, seuls seront présentés les cas pour lesquels le préchauffage du streamer est pris en compte.

La figure IV.1.6 représente l'évolution du volume de plasma ($T > 1\,000\text{K}$ et $R > 300\mu\text{m}$) dans le cas de l'air et du mélange air/propane étudié.

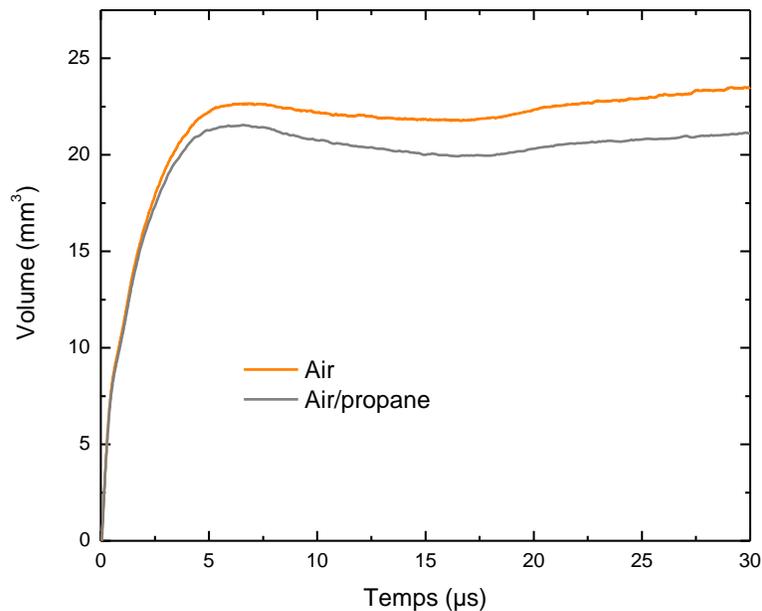


Figure IV.1.6 Evolutions temporelles du volume de gaz chaud contenu à l'intérieur de l'isotherme 1 000K.

Comme on peut l'observer sur la figure IV.1.6, le volume de gaz chaud dans le cas du mélange air/propane est bien inférieur à celui de l'air si on s'intéresse à une même isotherme, ici 1 000K. A $t=30\mu\text{s}$, l'écart est de l'ordre de 10% en faveur du volume dans l'air. Ce résultat est valable en l'absence de réactions chimiques de combustion qui pourraient éventuellement changer la conclusion. Cependant, pour des temps très courts par rapport au temps caractéristique de la combustion ($100\mu\text{s}$ - 1ms) dans un moteur et en ce qui concerne la phase plasma, cette observation reste valable. Là encore, cet écart s'explique par les propriétés thermodynamiques des deux gaz. En effet, le mélange air/propane a la capacité de stocker plus d'énergie pour une température donnée par rapport à l'air. La présence de molécules liées à l'apport de propane a tendance à augmenter l'enthalpie du gaz et de lui permettre de stocker plus d'énergie.

Nous avons relevé dans le cas de la simulation l'énergie électrique déposée dans le mélange air/propane (avec préchauffage) et nous avons obtenu une énergie de 5mJ. Cette énergie électrique est sensiblement égale à celle déposée dans l'air durant la simulation puisque nous obtenons 4.9mJ (cf. tableau III.2.4).

Enfin, nous avons cherché à déterminer la quantité d'énergie contenue dans les volumes observés sur la figure IV.1.6. A titre d'information, nous avons également relevé la température moyenne contenue dans ces volumes. Le tableau IV.1.2 illustre ces valeurs pour un temps $t=30\mu\text{s}$ pour les deux de gaz étudiés.

$t=30\mu\text{s}$	Volume du gaz ($T>1\ 000\text{K}$)	Energie dans le volume ($T>1\ 000\text{K}$) à $t=30\mu\text{s}$	Température moyenne dans le volume ($T>1\ 000\text{K}$)	Energie totale introduite dans le système	Part de l'énergie totale représentée par le volume ($T>1\ 000\text{K}$)
Air	23.5mm^3	11.3mJ	2 965K	17.7mJ	$\approx 64\%$
Air propane	21.1mm^3	12.3mJ	2 757K	18.45mJ	$\approx 67\%$

Tableau IV.1.2 Bilan d'énergie dans le volume de plasma ($t>1\ 000\text{K}$) et part d'énergie totale contenue dans ce volume.

Nous avons ajouté l'énergie totale introduite dans le système afin de pouvoir la comparer à celle finalement restante dans le noyau de gaz chaud ($T>1\ 000\text{K}$ ici). L'énergie totale introduite correspond à la somme de l'énergie déposée au travers du canal initial auquel s'ajoute la part d'énergie représentant le préchauffage du streamer ainsi que l'énergie électrique déposée par le terme source dans l'équation de conservation de l'énergie.

On peut observer que, bien que la température moyenne dans le volume étudié soit supérieure dans le cas de l'air, l'énergie contenue est plus importante dans le mélange air/propane. Afin d'expliquer cela, nous avons envisagé de choisir une valeur d'enthalpie pour délimiter les contours du volume à prendre en compte plutôt qu'une isotherme. Cependant, le volume d'air nécessaire à emmagasiner une certaine quantité d'énergie sera toujours plus petit que le volume du mélange pour la même quantité d'énergie. Nous espérons pouvoir inverser les courbes de la figure IV.1.6, car on peut légitimement s'attendre à avoir un volume plus grand

dans le cas du mélange qui a par exemple une meilleure conductivité thermique et qui diffuserait donc plus loin que l'air. Mais comme les énergies mises en jeu sont très proches pour les deux gaz, les résultats de la figure IV.1.6 et du tableau IV.1.2 sont logiques : pour une même énergie, le volume nécessaire pour la contenir sera plus petit dans le cas du mélange.

On peut remarquer que la part d'énergie présente dans le volume considéré représente plus de la moitié de l'énergie totale introduite dans le système. Ce résultat est à pondérer en raison de l'hypothèse de parois d'électrodes adiabatiques, qui viendrait diminuer ce ratio.

Pour conclure, nous avons donc comparé les comportements d'une décharge arc nanoseconde dans un mélange air/propane à la stœchiométrie avec la même décharge dans l'air. Cela nous a conduits à observer un certain nombre de différences dans le comportement de la décharge. En effet, nous avons fait l'hypothèse que les conditions initiales de la simulation étaient les mêmes pour les deux mélanges, cela a impliqué une même énergie introduite initialement. Cependant, nous avons pu relever des différences de comportement parfois mineures comme pour la température qui a tendance à décroître légèrement plus vite pour le mélange (figure IV.1.2) ou les évolutions radiales du noyau de gaz chaud et de l'onde de choc (figure IV.1.5) qui sont similaires pour les deux gaz. Il existe également des paramètres qui diffèrent de manière importante d'un gaz à l'autre comme le volume du noyau de plasma qui diffuse suite au départ de l'onde de choc (figure IV.1.6) mais également les énergies qui sont transportées par ce volume (tableau IV.1.2). Il est tout de même important de noter que ces résultats sont obtenus dans des conditions simplifiées au regard de l'application moteur, les pertes aux électrodes sont ici négligées et le mélange est stœchiométrique et composé uniquement de propane.

Afin d'aller un peu plus loin dans l'étude d'un gaz réactif, nous nous sommes également intéressés à la cinétique chimique dans la phase d'arc.

IV.2. Cinétique chimique dans le cas d'un mélange CHON

Nous avons souhaité faire dans ce chapitre le lien avec l'application moteur de l'allumage. Un des aspects important de l'allumage est la combustion. La température de l'arc étant très élevée comme nous l'avons vu, les réactions chimiques de combustion n'interviennent que plus tard dans le processus d'allumage. Cependant, afin de permettre le couplage entre les modèles MHD représentant la phase d'arc et les modèles de combustion, il est nécessaire de pouvoir suivre l'évolution des espèces dans la phase d'arc afin de déterminer l'instant à partir duquel, le plasma a créé suffisamment d'espèces impliquant les réactions de combustion. Le suivi de l'espèce OH, marqueur de la combustion peut être un exemple d'espèce intéressante à suivre dans le cas de la cinétique chimique.

La cinétique chimique permet de suivre l'évolution des densités des espèces en fonction des propriétés du milieu. Il existe plusieurs façons d'aborder cette thématique et le domaine d'application est très vaste. Dans notre étude, nous avons étudié la cinétique chimique de manière brève et cette partie de notre travail n'a pas l'ambition d'être exhaustive mais plutôt d'amorcer une réflexion sur la faisabilité d'une étude plus poussée de la cinétique afin de pouvoir combler le vide entre les simulations plasma qui sont aujourd'hui réalisées dans le

cadre de l'allumage et les modèles de combustion utilisés entre autres dans le domaine automobile. Cette étude pourrait être les prémices d'un travail relatif au couplage entre les modèles MHD et les modèles de combustion.

La première étape de ce travail consiste à choisir un schéma cinétique adapté au mélange que l'on souhaite étudier. Nous n'avons pas trouvé de schéma cinétique pour des mélanges air/propane utilisables dans la phase plasma, c'est-à-dire mettant en jeu des espèces représentatives du plasma pour des températures supérieures à 6 000K (valeur arbitraire pour représenter la phase plasma) telles que des espèces ioniques. Pour cette raison, nous nous sommes appuyés sur les travaux de P. Teulet et al [61], relatifs à la modélisation hydro-cinétique mono dimensionnelle d'un arc en extinction dans un mélange d'air, de PA66 (polyamide) et de cuivre. En ne considérant pas la partie relative au cuivre, on obtient un schéma cinétique mettant en jeu uniquement des espèces composées de C, H, O et N. Le propane, dont la formule brute s'écrit C_3H_8 , est composé de ces espèces, de même que l'air qui est majoritairement composé de N (azote) et de O (oxygène). Nous pouvons donc utiliser le schéma cinétique de l'étude précédente à notre problématique. Nous avons étendu ce schéma cinétique en ajoutant la seconde ionisation des ions carbone, azote et oxygène.

Ce schéma cinétique implique 41 espèces dont :

14 espèces atomiques : C, H, O, N, H^+ , C^+ , O^+ , N^+ , N^{++} , C^{++} , O^{++} , e^- , O^- et H^- .

16 espèces diatomiques : C_2 , CH, CN, CO, CO^+ , H_2 , N_2 , N_2^+ , NH, NO, NO^+ , O_2 , O_2^+ , O_2^- , OH et OH^+ .

11 espèces poly-atomiques: CH_2 , CH_3 , CH_4 , CO_2 , C_2H , C_2H_2 , H_2O , NH_2 , CHO, CH_2O et NCO.

Les 186 réactions considérées sont représentées dans les tableaux de l'annexe 3, dans lesquels sont compris le numéro de la réaction, sa représentation dans le sens direct, les références à partir desquelles sont extraits les coefficients de réaction ainsi que les coefficients de réaction pour le cas directs. Dans le cas que nous considérons, nous allons déterminer les fréquences de disparition pour chacune des espèces ci-dessus en considérant l'ensemble des réactions. C'est la première étape en vue de mettre en place un modèle de cinétique couplé à la MHD. Une démarche similaire a été conduite dans une configuration de disjoncteur haute tension en considérant du SF_6 par Jean-Belkheir Belhaouari. Son travail a conduit à déterminer le pas d'avancement de la simulation ainsi que la taille du maillage en observant les vitesses de relaxation de chacune des espèces ainsi que la distance parcourue dans le fluide [42].

Dans notre cas et à titre d'exemple, nous allons déterminer le pas maximal d'avancement de la simulation dans le cas de la prise en compte d'un modèle de cinétique chimique couplé.

IV.2.1. Description de la méthode

Nous avons à notre disposition (annexe 3) un ensemble de réactions chimiques [62-78]. Les réactions se présentent sous la forme de l'équation IV.2.1.



A une réaction, on peut associer une fréquence de réaction qui est généralement fonction de la température au travers des taux de réaction. Cette fréquence de réaction rentre dans le processus global d'apparition et de disparition d'une espèce. L'équation IV.2.2 est un exemple de calcul d'une fréquence de réaction, c'est-à-dire, de la quantité d'élément de l'espèce C produite par unité de temps et de volume.

$$C_{\text{créé par unité de volume et de temps}} = n_{\text{réactif A}} \cdot n_{\text{réactif B}} \cdot K_{\text{réaction direct}} \quad \text{Equation IV.2.2}$$

En effet, la réaction de l'équation IV.2.1 crée une certaine quantité de l'espèce C (ou D), de même qu'elle provoque la disparition de l'espèce A et B. Ceci est vrai dans le sens direct de la réaction. Chacune des réactions, par micro réversibilité, crée autant de quantité de l'espèce C dans le sens direct, qu'elle n'en fait disparaître dans le sens indirect. Pour calculer la fréquence de réaction dans le sens indirect, il est nécessaire de connaître le coefficient de réaction indirect.

Dans notre étude, le plasma est à l'ETL ce qui signifie que pour l'exemple donné ci-dessus, il y a autant d'espèce C qui apparaît que d'espèce C qui disparaît. Ce qui nous permet d'écrire l'équation IV.2.3 qui illustre ce constat.

$$n_{\text{réactif A}} \cdot n_{\text{réactif B}} \cdot K_{\text{réaction direct}} = n_{\text{réactif C}} \cdot n_{\text{réactif D}} \cdot K_{\text{réaction indirect}} \quad \text{Equation IV.2.3}$$

Nous obtenons ainsi la possibilité d'exprimer les taux de réaction indirects à partir des densités à l'ETL qui sont connues et des coefficients de réaction directs, qui sont présentés en annexe 3, comme on peut le voir au travers de l'équation IV.2.4.

$$K_{\text{réaction indirect}} = \frac{n_{\text{réactif A}} \cdot n_{\text{réactif B}} \cdot K_{\text{réaction direct}}}{n_{\text{réactif C}} \cdot n_{\text{réactif D}}} \quad \text{Equation IV.2.4}$$

Nous avons listé pour chaque espèce quelles étaient les réactions parmi les 186 étudiées faisant intervenir l'espèce en question. Nous avons ensuite calculé les fréquences de réaction directes et indirectes pour chacune des réactions et chacune des espèces en fonction de la température. Par exemple, pour l'espèce OH, nous avons répertorié, parmi les réactions présentées en annexe 3, qu'elle intervenait dans 26 réactions. La liste de ces réactions est présentée dans le tableau IV.2.1.

Nom de l'espèce	N° réactions dans lesquelles l'espèce intervient	
	Apparition dans le sens direct	Disparition dans le sens direct
Espèce OH	86, 120, 124, 125, 126, 131, 132, 139, 146, 149, 150, 152, 156	85, 88, 89, 121, 122, 123, 129, 130, 138, 143, 147, 151, 157

Tableau IV.2.1 Bilan des réactions faisant intervenir l'espèce OH.

Chacune des réactions d'apparitions dans le sens direct est également une réaction de disparition dans le sens indirect. De même, chaque réaction de disparition dans le sens direct est une équation d'apparition dans le sens indirect. Ainsi, l'équation de peuplement de l'espèce

OH qui représente l'évolution temporelle des densités de l'espèce OH peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{OH}}{\partial t} = & n_{A_{86}} \cdot n_{B_{86}} \cdot k_{d_{86}} + \dots + n_{A_{120}} \cdot n_{B_{120}} \cdot k_{d_{120}} \\ & - n_{OH} \cdot n_{B_{85}} \cdot k_{d_{85}} - \dots - n_{OH} \cdot n_{B_{157}} \cdot k_{d_{157}} \\ & + n_{C_{85}} \cdot n_{D_{85}} \cdot k_{i_{85}} + \dots + n_C \cdot n_{D_{157}} \cdot k_{i_{157}} \\ & - n_{OH} \cdot n_{D_{86}} \cdot k_{i_{86}} - \dots - n_{OH} \cdot n_{D_{120}} \cdot k_{i_{120}} \\ = & 0 \end{aligned} \quad \text{Equation IV.2.5}$$

Avec n_{X_i} où X fait référence à l'espèce A, B, C ou D comme dans les exemples précédents et i correspond au numéro des réactions.

La somme de toutes ces fréquences de réaction est égale à zéro lorsque l'on se place à l'ETL.

Les équations de peuplement de chacune des espèces ont été calculées. Ces équations peuvent également se mettre sous une forme plus générale comme on peut le voir dans l'équation IV.2.6, toujours pour l'exemple de l'espèce OH.

$$\frac{\partial n_{OH}}{\partial t} = C_{a_{OH}} - n_{OH} \cdot D_{a_{OH}} = 0 \quad \text{Equation IV.2.6}$$

$C_{a_{OH}}$ représente la somme des fréquences de réaction pour lesquelles l'espèce OH est créée. Son expression est présentée dans l'équation IV.2.7.

$$\begin{aligned} C_{a_{OH}} = & n_{A_{86}} \cdot n_{B_{86}} \cdot k_{d_{86}} + \dots + n_{A_{120}} \cdot n_{B_{120}} \cdot k_{d_{120}} \\ & + n_{C_{85}} \cdot n_{D_{85}} \cdot k_{i_{85}} + \dots + n_C \cdot n_{D_{157}} \cdot k_{i_{157}} \end{aligned} \quad \text{Equation IV.2.7}$$

Et $n_{OH} \cdot D_{a_{OH}}$ est égal à la somme des fréquences de réaction de disparition. Son expression est donnée par l'équation IV.2.8.

$$\begin{aligned} n_{OH} \cdot D_{a_{OH}} = & -n_{OH} \cdot n_{B_{85}} \cdot k_{d_{85}} - \dots - n_{OH} \cdot n_{B_{157}} \cdot k_{d_{157}} \\ & - n_{OH} \cdot n_{D_{86}} \cdot k_{i_{86}} - \dots - n_{OH} \cdot n_{D_{120}} \cdot k_{i_{120}} \end{aligned} \quad \text{Equation IV.2.8}$$

Dans l'équation IV.2.6, $D_{a_{OH}}$ représente la fréquence de disparition et s'exprime en s^{-1} . Elle permet de déterminer le nombre d'évènements de disparition par unité de temps. C'est cette grandeur que nous allons observer afin de déterminer le pas d'avancement de la simulation. Les temps caractéristiques de l'écoulement et ceux de la chimie sont différents. Certaines réactions chimiques sont très rapides et leur suivie nécessite d'adapter le pas d'avancement à la vitesse des phénomènes chimiques.

Après avoir calculé la valeur des fréquences de disparition pour chacune des espèces, il faut choisir la plus grande des fréquences obtenue pour l'ensemble des espèces et l'inverser afin de déterminer le pas d'avancement de la simulation.

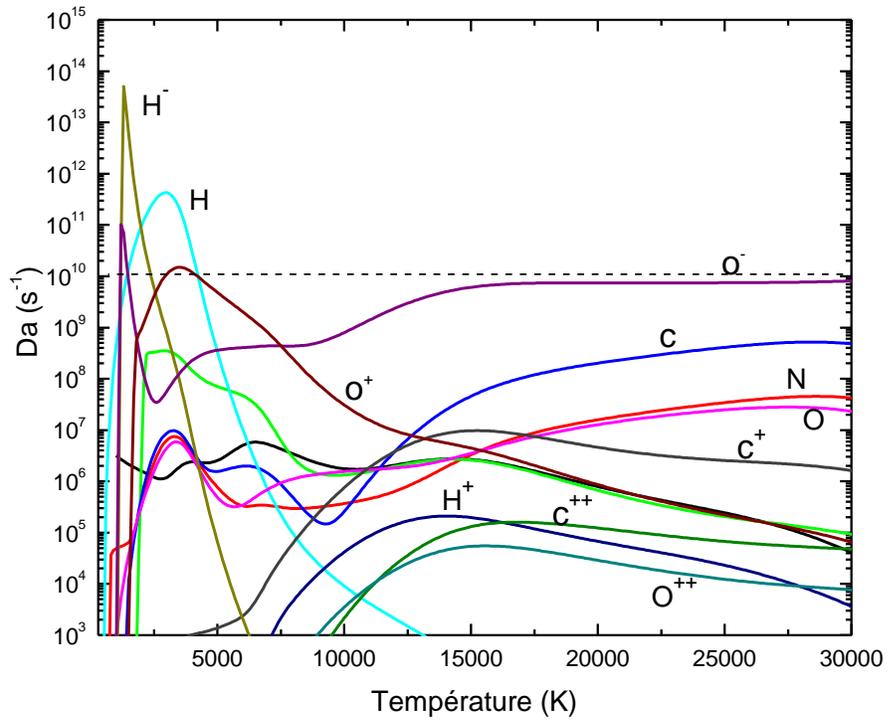


Tableau IV.2.1 Fréquences de disparition pour chacune des espèces atomiques

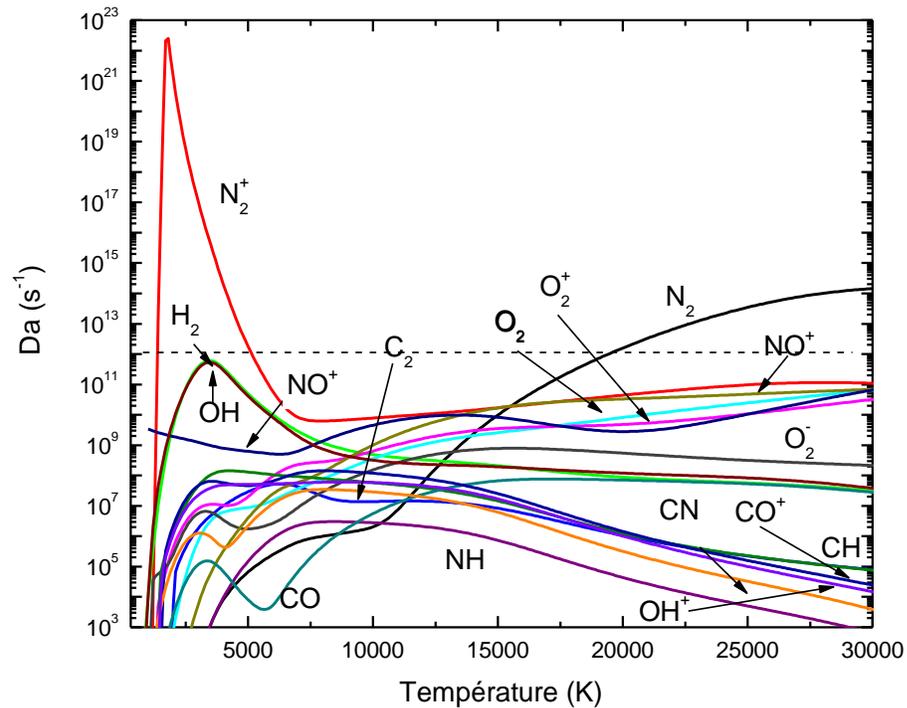


Tableau IV.2.2 Fréquences de disparition pour chacune des espèces diatomiques

Les figures IV.2.1 et IV.2.2 représentent respectivement les fréquences de disparition pour chacune des espèces atomiques et diatomiques.

Sur la figure IV.2.1, nous avons tracé un trait en pointillé représentant la fréquence maximale que nous considérerions. Nous ne prendrons pas en compte dans notre raisonnement les espèces dont les fréquences sont supérieures pour des températures inférieures à 5000 K, limite basse de validité de notre étude. La raison est que le schéma cinétique ne faisant intervenir que 41 espèces contrairement à la composition de notre plasma d'air/propane qui fait appel à beaucoup plus d'espèces, les densités à l'équilibre que nous utilisons ne sont pas parfaitement adaptées au schéma cinétique. Le calcul des densités ayant fait intervenir plus de 41 espèces, les résultats obtenus pour des températures inférieures à 5 000K sont contestables. La fréquence retenue est de l'ordre de 10^{10}s^{-1} . Cette fréquence permet de prendre en compte l'ensemble des fréquences de disparition des espèces dans la gamme de température voulue.

La figure IV.2.2 représente les fréquences de disparition pour chacune des espèces diatomiques. La fréquence de disparition de l'espèce N_2^+ impose une fréquence de 10^{12}s^{-1} . Au-delà de 15 000K, on voit apparaître la fréquence de disparition de l'espèce N_2 . Cependant, étant donnée sa densité à ces températures-là, cette espèce pourra être considérée à l'équilibre au-delà de 15 000K.

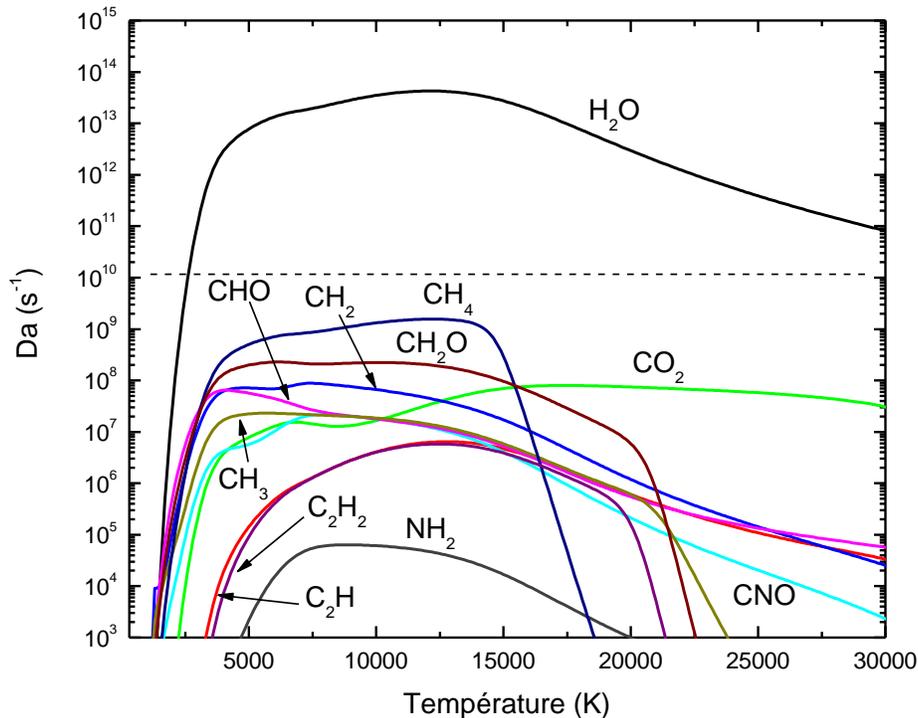


Tableau IV.2.3 Fréquences de disparition pour chacune des espèces atomiques

Enfin, la figure IV.2.3, qui représente les fréquences de disparition pour les espèces poly atomiques, montre que c'est la fréquence de disparition de l'espèce H_2O qui domine les espèces polyatomiques pour des températures supérieures à 5 000K. Cependant, à ces températures (>5 000K), nous pouvons faire la même observation que pour l'espèce N_2 , la densité de l'espèce H_2O est relativement faible et cette espèce pourra être considérée à l'équilibre. Ainsi, la fréquence maximale relevée sur la figure IV.2.3 est d'environ 10^{10}s^{-1} .

Nous prendrons donc comme référence la fréquence maximale relevée sur l'ensemble des 3 figures : 10^{12}s^{-1} . Cette fréquence correspond à un pas d'avancement de 10^{-12}s . En comparaison, le pas d'avancement moyen que nous avons utilisé pour décrire l'écoulement est de l'ordre de 10^9s .

Dans cette section de la thèse, nous nous sommes intéressés à la prise en compte de la cinétique chimique dans le cadre des plasmas. Cela nous a conduits à référencer et construire un schéma cinétique. A notre connaissance, un schéma complet de cinétique chimique relatif au domaine de la combustion et pouvant être couplé aux hautes températures avec un code de plasma MHD n'existe pas. A partir de ce schéma cinétique nous avons établi les équations de peuplement pour chacune des espèces considérées afin d'obtenir leur fréquence de disparition. L'espèce ayant la plus grande fréquence de disparition imposera le pas d'avancement de la simulation. Une espèce ayant une fréquence de disparition très rapide ne s'écartera que peu de l'équilibre. De même, une espèce ayant une densité faible interviendra de façon minime sur le schéma cinétique. Ainsi, si un couplage cinétique/MHD devait être fait pour suivre l'évolution des espèces au cours du temps, un pas d'avancement pour la MHD de 10^{-12}s serait nécessaire contre 10^{-9}s actuellement.

IV.3. Etude dans le cas d'une configuration tridimensionnelle

IV.3.1. Présentation de l'étude

Cette partie a été conçue à partir de travaux menés conjointement par les partenaires du projet FAMAC et un institut de recherche américain : le Southwest Research Institute (SwRI) basé au Texas. Les membres de cet institut ont réalisé à partir d'un système d'allumage automobile et d'un réacteur, des mesures électriques mais aussi de certaines grandeurs thermodynamiques telles que la température et la pression. A partir de ces mesures, ils ont mis en place un processus de quantification des pertes dans toute la chaîne d'allumage, l'étincelle étant le dernier maillon. C'est justement sur ce point qu'intervient notre travail. Nous avons développé un modèle tridimensionnel, se basant sur la géométrie du réacteur et qui pourrait venir conforter puis compléter la description de la chaîne énergétique mise en place à partir des mesures. Cependant, nous avons rencontré un certain nombre de points d'achoppements et nous nous attacherons à les détailler ici. La mise en place du modèle a tout de même permis d'étudier le comportement de la décharge dans une configuration réelle de bougie, avec notamment la prise en compte de la géométrie des électrodes ainsi que de visualiser le comportement de la décharge en présence d'un écoulement latéral laminaire dont les vitesses générées sont proches de celles que l'on peut retrouver dans un cylindre de moteur.

Après avoir présenté l'ensemble de la configuration expérimentale, nous discuterons de la chaîne d'énergie estimée à l'aide des données fournies par SwRI. Nous présenterons notre stratégie initiale concernant la détermination des conditions initiales. Enfin, après avoir introduit le modèle, nous étudierons le comportement de la décharge dans la configuration 3D de bougie en présence ou non d'un écoulement latéral.

IV.3.2. Présentation du dispositif calorimétrique SwRI

Le dispositif expérimental est composé d'un système d'allumage de type bobine crayon, présenté dans le chapitre III figure III.1.1, d'une bougie d'allumage de type NGK R ainsi que d'éléments de mesure comme on peut le voir sur la figure IV.3.1.

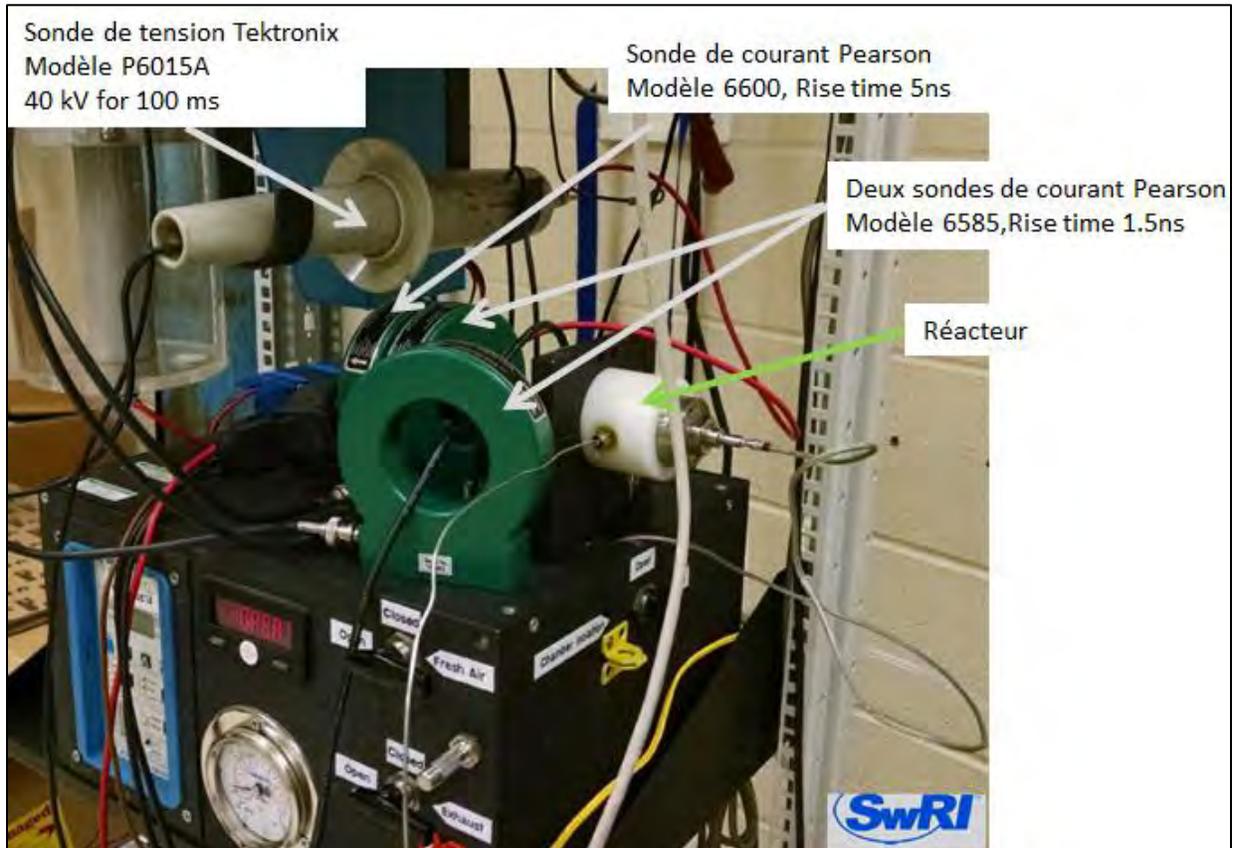


Figure IV.3.1 Photographie du dispositif de mesure calorimétrique du SwRI.

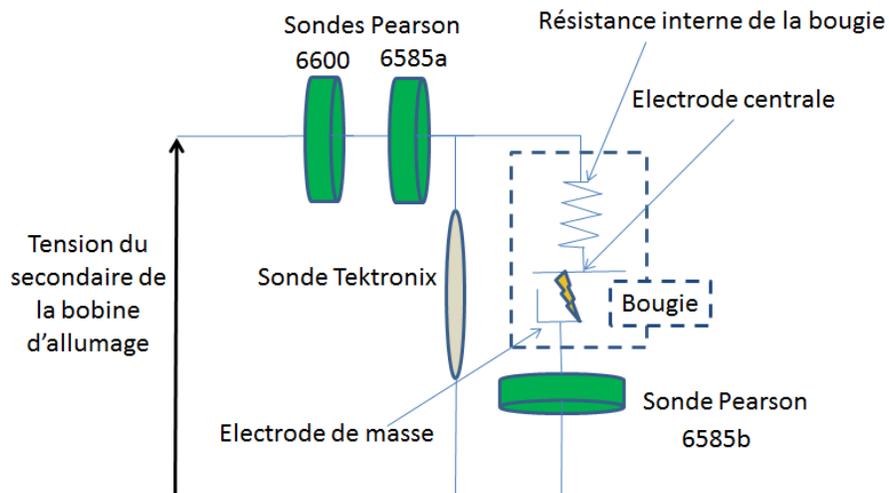


Figure IV.3.2 Schéma synoptique du dispositif de mesure calorimétrique du SwRI sans le réacteur.

Les sondes de courant Pearson 6585a et 6585b sont placées de part et d'autre de l'espace inter-électrodes. Les sondes Pearson 6585a et 6600 sont placées l'une après l'autre afin de pouvoir comparer les courants mesurés (figures IV.3.1 et IV.3.2). Le courant traverse ensuite la résistance de la bougie et parcourt l'électrode centrale. Enfin, si on se place après l'espace inter-électrodes, sur l'électrode de masse de la bougie, on retrouve la seconde sonde Pearson 6585, qui elle mesure le courant dans le retour de masse. Enfin, une sonde de tension Tektronix a été également disposée de manière à mesurer la tension du secondaire de la bobine d'allumage. Ce dispositif a été développé dans le but de mesurer le courant traversant la décharge avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde.

Le réacteur utilisé est composé de parois en plastique sur lesquelles ont été placées une sonde de pression ainsi qu'une sonde de température. Un schéma du réacteur est proposé sur la figure IV.3.3. On peut y voir la position de la bougie dans la chambre ainsi que celle du capteur de température. Le capteur de pression fait office de paroi pour fermer la chambre.

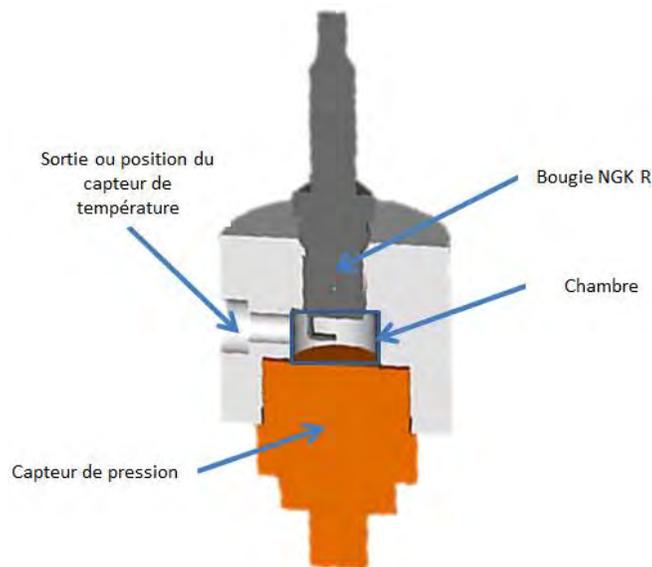


Figure IV.3.3 Schéma du réacteur calorimétrique de SwRI.

La partie orange représente le capteur de pression. Ce dernier se visse dans le réacteur de manière à ajuster le volume de la chambre à la dimension voulue. Dans notre étude, le volume de la chambre est fixé à 5,6mL.

Après avoir présenté de manière générale le dispositif, nous allons voir comment est utilisé l'ensemble de ces éléments au travers du processus de quantification des pertes d'énergie dans la chaîne d'allumage.

IV.3.3. Présentation du processus de quantification des pertes énergétiques

L'étude développée par le SwRI consiste à déclencher une étincelle dans un volume clos (la chambre) supposé adiabatique, et de relever à l'aide du capteur de pression la montée en pression dans la chambre. En effet, lors de l'apparition de l'étincelle, l'énergie que cette dernière va déposer dans le volume va se traduire par l'apparition de perturbation sur les grandeurs thermodynamiques telles que la pression ou la température. Les différents essais menés par le SwRI n'ont pas révélé d'impact sur la température. En revanche, la pression mesurée par le capteur est modifiée du fait de l'apparition de l'étincelle dans le cycle de mesure. C'est ce phénomène qui est exploité afin de remonter à la quantité d'énergie qui est effectivement délivrée au gaz. La figure IV.3.4 représente la chaîne d'énergie dans son ensemble.

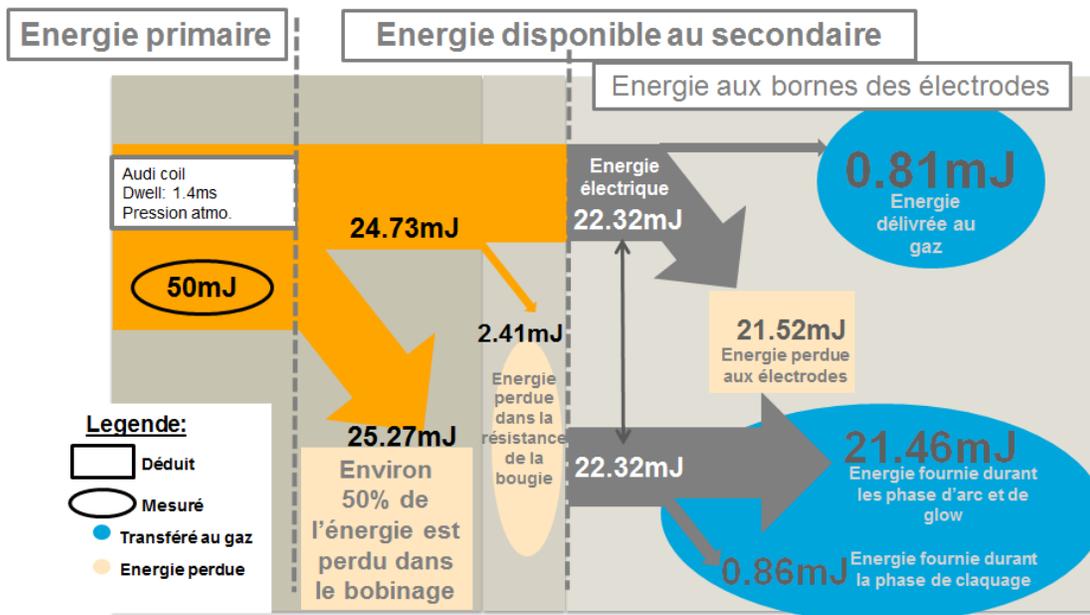


Figure IV.3.4 Bilan complet de la chaîne d'énergie.

Nous allons nous intéresser à la partie droite de la figure IV.3.4, correspondante à l'énergie qui transite aux bornes des électrodes.

Nous distinguerons l'énergie délivrée E_{gaz} , i.e. qui a réellement été stockée dans le gaz, de celle qui est juste transférée du dispositif électrique au gaz mais qui n'est pas « captée » par celui-ci pour initier la combustion dans le cas d'un mélange réactif par exemple. Nous nommerons cette énergie E_{el} . Pour notre étude, la bobine a été chargée durant 1.4ms ($D_{well}=1.4ms$), ce qui correspond à une énergie totale disponible au primaire de 50mJ.

Connaissant l'énergie électrique E_{el} correspondante au courant traversant la décharge (courant coté secondaire de la bobine d'allumage) et la tension aux bornes de l'espace inter-électrodes, il est possible d'estimer la quantité d'énergie E_{pe} qui est perdue aux électrodes (dans les gaines et par conduction) en déduisant des mesures électriques l'estimation faite de l'énergie délivrée au gaz E_{gaz} comme on peut le voir sur la figure IV.3.5. Cette figure représente

le bilan d'énergie qui peut être fait à partir de l'énergie estimée par la montée en pression dans la chambre et des mesures électriques.

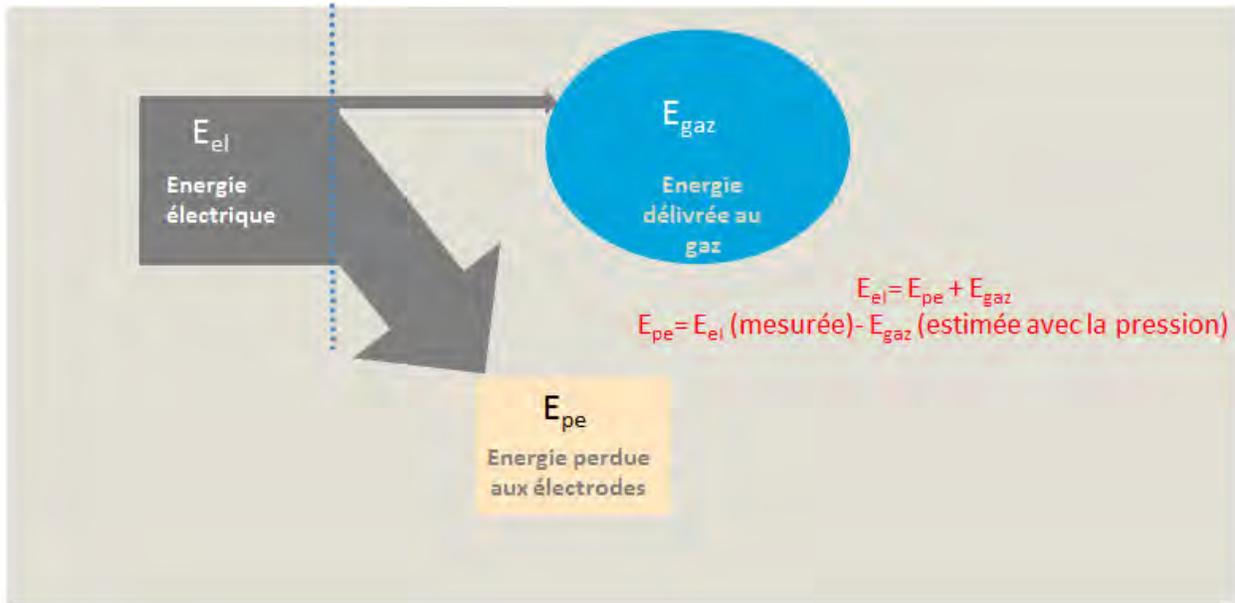


Figure IV.3.5 Bilan d'énergie dans l'espace inter-électrode à l'aide des mesures électrique et de pression.

L'énergie électrique qui transite dans l'espace inter-électrodes est facilement obtenue, il suffit de connaître la valeur de la résistance de la bougie, dans notre cas 1.46kOhm et d'en déduire la chute de tension associée. On obtient donc la tension aux bornes de l'espace inter-électrodes en déduisant la tension due à la résistance à celle relevée par la sonde de tension Tektronix. On intègre ensuite le produit courant/tension et on obtient une énergie de 22.32mJ.

Le signal relevé par la sonde de pression est représenté sur la figure IV.3.6. Ce signal assez bruité au départ, a été ici filtré.

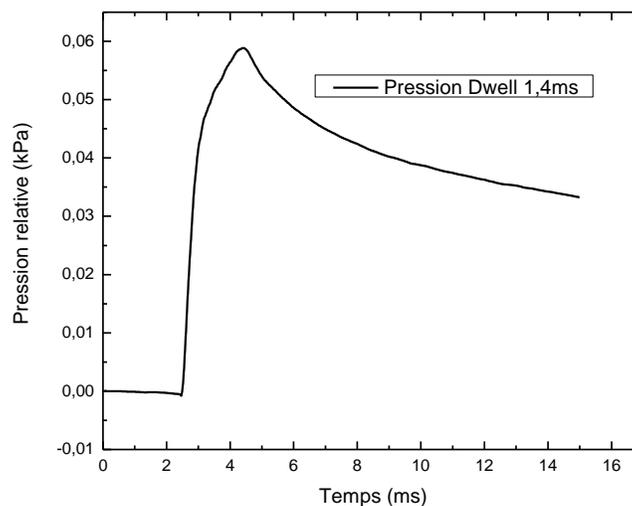


Figure IV.3.6 Mesure filtrée de la pression dans la chambre du dispositif calorimétrique

D'après SwRI, le pic de pression sur la figure IV.3.6 correspond à la valeur de pression utile pour remonter à l'énergie délivrée au gaz E_{gaz} . L'équation IV.3.1 relie l'énergie et la pression sous des conditions isochores. La valeur de surpression est de 0.06kPa dans un volume de chambre de 5.6mL. Le rapport des capacités calorifiques noté « γ » est pris égal à 1,4 conformément à la méthodologie utilisée par le SwRI.

$$\Delta E = \frac{1}{\gamma - 1} \cdot Volume \cdot \Delta P \quad \text{Equation IV.3.1}$$

L'énergie E_{gaz} ainsi obtenue est égale à 0.81mJ. Cette valeur peut être comparée au total de la quantité d'énergie disponible au primaire de la bobine d'allumage et dont nous rappelons ici la valeur : 50mJ. L'énergie effectivement transmise au gaz représente 1.62% de l'énergie totale. Cette valeur peut paraître invraisemblable et nous a conduit par la suite à remettre en cause certaines hypothèses de l'étude. Mais avant de nous intéresser aux défauts de cette étude, nous allons aller au bout de la démonstration. La valeur de l'énergie délivrée au gaz étant maintenant connue, de même que l'énergie électrique fournie aux bornes des électrodes, nous pouvons en déduire, comme indiqué sur la figure IV.3.4, la valeur de l'énergie perdue aux électrodes. Cette énergie représente 21.52mJ, soit 43% de l'énergie totale disponible au primaire. Ce résultat nous permet donc de compléter la figure IV.3.5 et d'obtenir la figure IV.3.7 qui reprend le bilan en énergie.

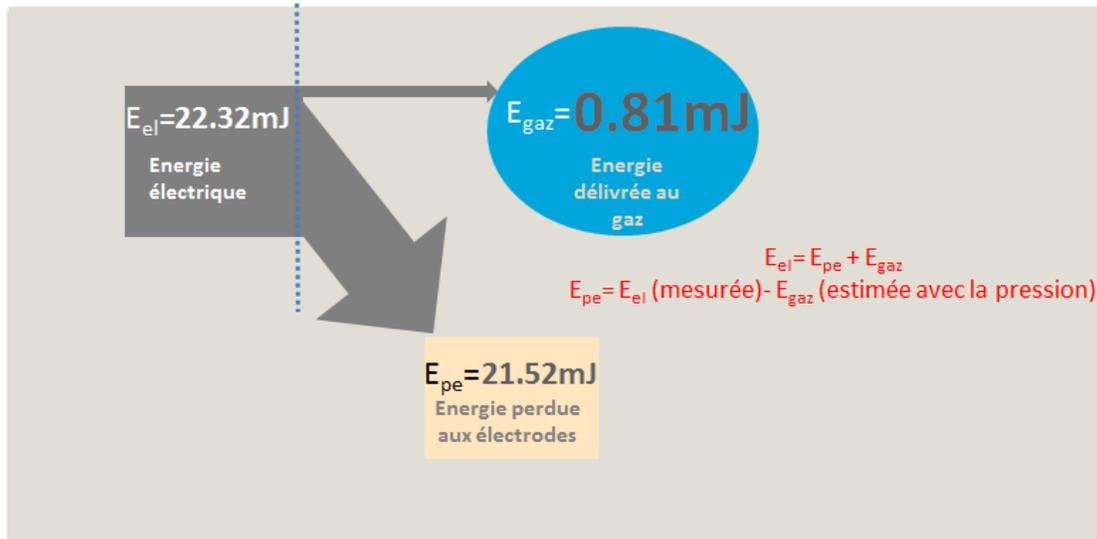


Figure IV.3.7 Répartition de l'énergie aux bornes de l'espace inter électrodes

On peut également répartir l'énergie électrique (22.52mJ) dans chacune des phases de l'étincelle. Dans ce cas, l'énergie fournie dans la phase de claquage peut être exprimée à l'aide de la capacité équivalente dans laquelle on stocke l'énergie potentielle avant de la restituer au gap. Cette énergie peut donc être exprimée par l'équation IV.3.2.

$$E_{claquage} = \frac{1}{2} \cdot C \cdot V_{claquage}^2 \quad \text{Equation IV.3.2}$$

La valeur de la capacité est déterminée en intégrant le courant secondaire jusqu'aux temps de claquage et en divisant ensuite par la tension de claquage. La tension de claquage est en moyenne de 5.5kV (D_{well} 1.4ms). La figure IV.3.8 représente les mesures électriques dans la phase de claquage.

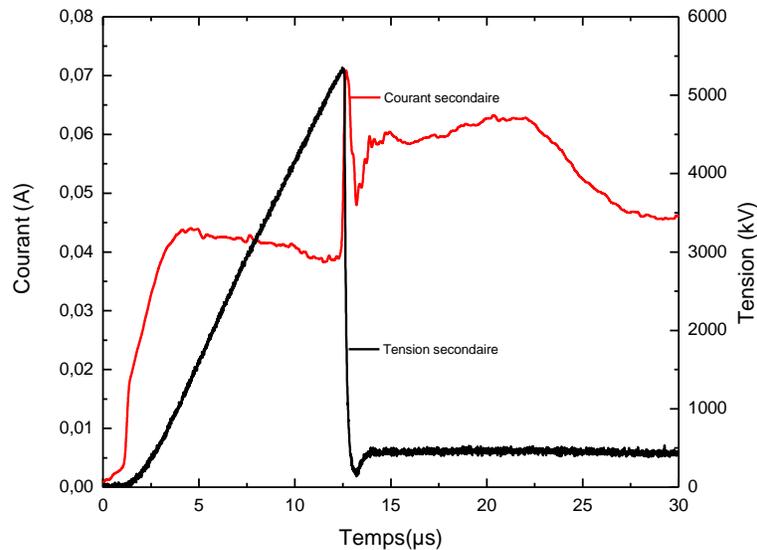


Figure IV.3.8 Courant et tension en fonction du temps mesurés dans la phase de claquage

La courbe rouge représente le courant en fonction du temps et a été intégrée jusqu'au claquage afin de déterminer la valeur de la capacité équivalente comme indiqué par l'équation IV.3.3.

$$C = \frac{1}{V_{claquage}} \cdot \int_{\gamma} i_{secondaire}(t) \cdot dt \quad \text{Equation IV.3.3}$$

γ = période de montée jusqu'au claquage

La capacité ainsi obtenue est égale à 56pF. Cela conduit à une énergie électrique fournie dans la phase de claquage égale à 0.86mJ. En s'appuyant sur la littérature [4], on peut considérer que cette phase a une efficacité proche de 100% en ce qui concerne le transfert d'énergie depuis le circuit électrique au gaz. Il n'y a donc pas de perte dans cette phase. On peut ainsi déduire la part d'énergie qui est transférée au gaz durant le reste de la décharge (phase d'arc et de glow) soit 21.46mJ. Afin de résumer cette analyse, nous avons représenté sur la figure IV.3.9 l'équivalent de la figure IV.3.7 vu du côté électrique uniquement.

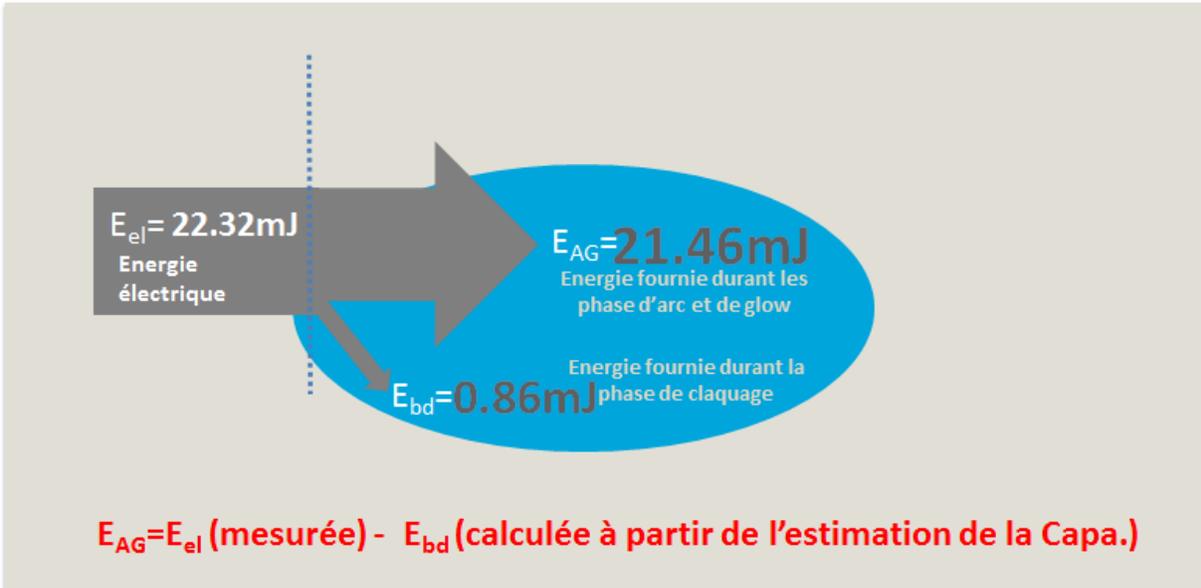


Figure IV.3.9 Bilan d'énergie d'un point de vue électrique et par phase de l'étincelle

Enfin, nous pouvons procéder de la même manière pour remonter à l'énergie totale disponible au primaire de la bobine d'allumage. La figure IV.3.10 présentée en introduction de cette partie et reprise ci-dessous, représente le bilan total, reprenant les points précédents tout en ajoutant l'énergie perdue dans la résistance de la bougie et l'énergie totale disponible au secondaire. Cette dernière énergie étant obtenue en intégrant durant la totalité de la décharge la puissance instantanée issue des mesures de courant et de tension secondaires.

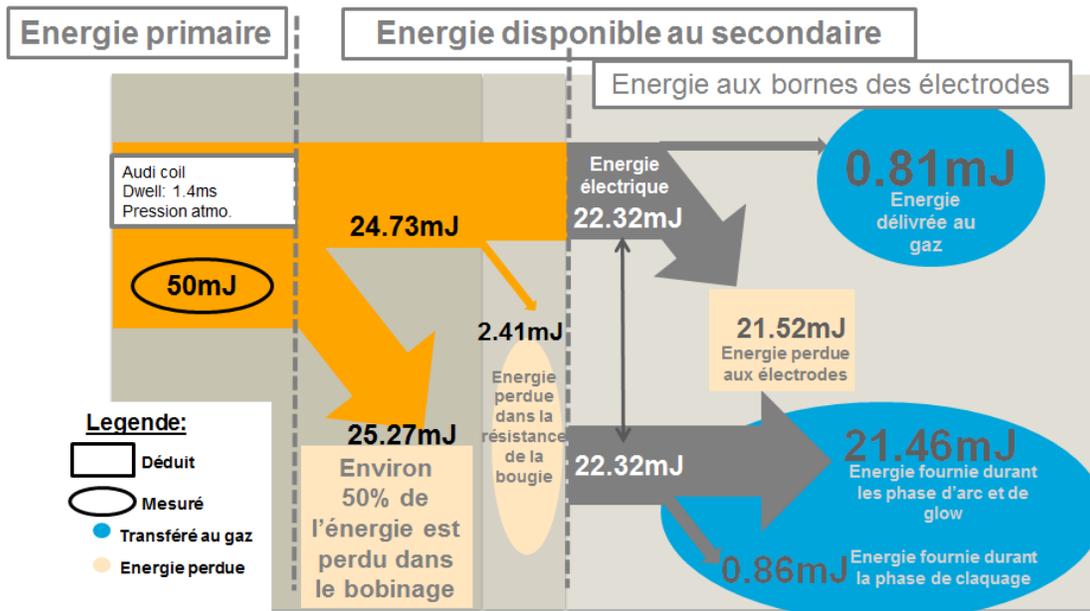


Figure IV.3.10 Bilan complet de la chaîne d'énergie.

IV.3.4. Imperfection de l'analyse

La méthode présentée dans le paragraphe précédent devait permettre : premièrement de déterminer les conditions initiales de la simulation 3D en l'associant aux mesures spectroscopiques sur la décharge générée par la bobine Audi et deuxièmement de déterminer le rendement de la bobine ainsi que les principales causes de pertes énergétiques.

Concernant le premier point, la spectroscopie n'a pu être réalisée de manière aussi précise que dans le cadre de la décharge nanoseconde, et nous n'avons pas pu obtenir de mesures de température et de rayon de décharge. De la même manière, l'imagerie schlieren n'a pas été aussi élaborée que dans le cas de la décharge d'arc nanoseconde. Précisons que pour ces deux types de mesures, le dispositif a été mis en œuvre en l'absence de réacteur mais sur la même bougie avec le même système d'allumage. La partie mesure électrique a été menée à la fois par le SwRI mais également par les partenaires du projet FAMAC. Comme on peut le constater sur la figure IV.3.8, la mesure de courant ne paraît pas correcte. Le courant secondaire présente un plateau avant d'atteindre son maximum et ce comportement n'est pas normal. Le courant secondaire doit monter de manière quasi continue puis chuter après le claquage. Les doutes associés à cette mesure ont conduit à l'achat des deux sondes Pearson 6585. Cependant, à ce jour, le courant dans la phase de claquage n'a pu être mesuré avec précision. Pour cette raison, l'estimation de l'énergie transférée durant la phase de claquage est très sûrement erronée, comme le laissait présager la valeur de la capacité équivalente qui est dans notre cas probablement trop élevée.

En ce qui concerne le second point, l'hypothèse d'une chambre adiabatique a été très rapidement remise en cause. Il suffit d'observer la forme du signal filtré de pression de la figure IV.3.6 pour s'en apercevoir. Effectivement, on peut constater qu'après le pic de pression, cette dernière diminue ce qui implique qu'il y a des pertes dans la chambre. On peut donc très bien imaginer que ces pertes existent également durant la phase de montée en pression et qu'elles conduisent à sous-estimer le pic de pression et la valeur de l'énergie effectivement délivrée au gaz E_{gaz} .

Enfin, nous nous sommes intéressés de manière très brève à la validité de l'application de l'équation IV.3.1 telle qu'elle nous a été proposée par le SwRI. Pour cela nous avons utilisé le modèle et la géométrie proposés dans le chapitre II pour des raisons évidentes de simplicité et de temps de calcul afin de prédire quelle serait la pression relevée sur les parois de la chambre.

La figure IV.3.11 représente le domaine de calcul avec les conditions initiales utilisées dans notre modèle ainsi que l'endroit où nous avons relevé la pression.

Afin de simplifier encore l'étude, nous avons décidé de mettre toute l'énergie en condition initiale (ici 70mJ). Cela permet de s'affranchir de la résolution du potentiel scalaire. Enfin, contrairement au chapitre II, l'ensemble des limites du domaine sont des parois adiabatiques. L'enceinte est donc fermée et aucun processus de pertes d'énergie n'est pris en compte.

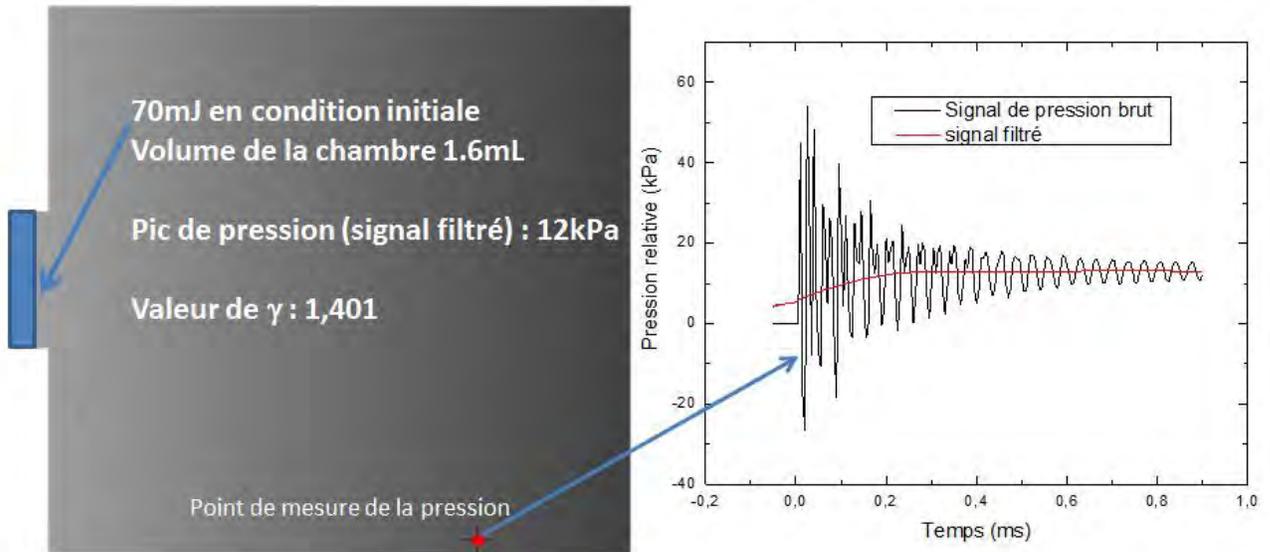


Figure IV.3.11 Test de validité de la méthode SwRI

En utilisant l'équation IV.3.1, l'énergie que nous obtenons à l'aide du pic de pression est approximativement de 50mJ contre 70mJ introduit initialement. Cela démontre qu'en l'état, la méthode n'est pas valable et ne permet pas de remonter à l'énergie introduite initialement. L'erreur provient de la valeur du paramètre γ qui est pris égal à 1.4, ce qui, en moyenne dans la chambre, ne doit pas être le cas. De plus, on peut voir que dans un cas réellement adiabatique, le signal de pression filtré ne décroît pas une fois qu'il a atteint son maximum, contrairement au signal présenté sur la figure IV.3.6. La baisse de pression que l'on peut observer sur la figure IV.3.6 montre bien que l'hypothèse d'une chambre adiabatique n'est pas exacte, le problème pouvant venir à la fois des pertes par conduction sur les parois de l'ensemble des éléments constituant le réacteur (parois, électrodes,...) ou bien d'un défaut d'étanchéité de la chambre.

En conclusion, les résultats de la méthode n'ont pu être utilisés afin de déterminer les conditions initiales de notre modèle 3D. En l'absence de conditions initiales validées, le modèle ne pourra pas répondre aux attentes de départ à savoir conforter puis compléter l'analyse de la décharge. Cependant et c'est l'objet de la prochaine partie, un certain nombre de nouvelles informations vont pouvoir être obtenues à l'aide d'une étude paramétrique.

IV.3.5. Présentation du modèle 3D

Dans cette partie, nous allons dans un premier temps présenter le système d'équations utilisé ainsi que la géométrie et les conditions initiales de notre modèle 3D. Ce modèle sera utilisé pour décrire l'évolution d'une décharge dans la configuration du SwRI présentée plus tôt. Le gaz, dans lequel la décharge est générée, est l'air. Enfin, nous étudierons l'évolution de l'onde de choc et du noyau de gaz chaud à l'aide des gradients de densité afin d'observer le comportement de la décharge depuis l'espace inter-électrodes et suivant 4 directions que nous définirons. Dans la dernière partie de notre étude, nous avons soumis la décharge à un écoulement latéral laminaire. Nous observerons, toujours au moyen des gradients de densité, la position de l'onde et du noyau suivant plusieurs directions.

Système d'équations

Le modèle 3D utilisé dans la suite de notre travail est basé sur l'ensemble des hypothèses présentées dans le chapitre II. La grande différence avec le modèle 2D est le jeu d'équations utilisées ainsi que le système de coordonnées qui devient cartésien.

Equation de conservations	ϕ	a	Γ_ϕ	s_ϕ
Masse	1	1	0	0
Quantité de mouvement selon x	v_x	1	μ	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \mu \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)$
Quantité de mouvement selon y	v_y	1	μ	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)$
Quantité de mouvement selon z	v_z		μ	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right)$
Energie	h_s	1	$\frac{k}{C_p}$	$v_x \frac{\partial p}{\partial x} + v_y \frac{\partial p}{\partial y} + v_z \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[2 \left(\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right) + \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + S_{elec} - S_{rad}$
Potentiel scalaire	V	0	σ	0

Tableau IV.3.1 Equations fluides en 3D

L'expression du terme source S_{rad} est la même que celle de l'équation II.1.17. Concernant l'expression du terme source S_{elec} , un changement intervient du fait des coordonnées cartésiennes et tridimensionnelles.

Nous définirons donc le terme S_{elec} de la manière suivante:

$$S_{elec} = \frac{j_x^2 + j_y^2 + j_z^2}{\sigma} \quad \text{Equation IV.3.4}$$

Dans cette expression, les densités de courant J_x , J_y et J_z sont calculées à partir du potentiel scalaire :

$$J_x = -\sigma \frac{\partial V}{\partial x} \quad \text{Equation IV.3.5}$$

$$J_y = -\sigma \frac{\partial V}{\partial y} \quad \text{Equation IV.3.6}$$

$$J_z = -\sigma \frac{\partial V}{\partial z} \quad \text{Equation IV.3.7}$$

Après avoir introduit le système d'équations, nous allons présenter la géométrie de la configuration 3D.

Géométrie du dispositif SwRI, maillage et pas de temps

Comme nous l'avons indiqué précédemment, le modèle 3D est basé sur le dispositif calorimétrique du SwRI. Nous avons donc construit à l'aide des plans fournis par le SwRI, la géométrie de la chambre. Pour cela nous avons utilisé le logiciel de CAO Autodesk Inventor (version Professionnel 2014). Une fois la géométrie créée, nous y avons ajouté la géométrie de la bougie NGK R, utilisée dans ce projet comme on peut le voir sur la figure IV.3.12.

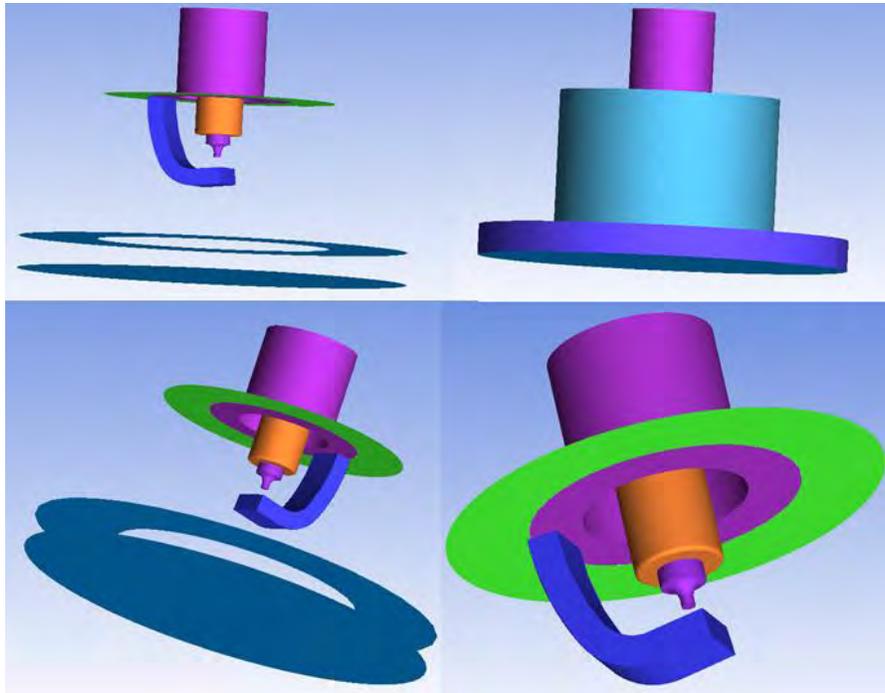


Figure IV.3.12 Visualisation de la géométrie 3D

Cette partie de la géométrie correspond uniquement à la chambre. Le disque plus large en bas correspond à l'espace laissé libre par le capteur de pression afin d'ajuster le volume de la chambre. La position des éléments importants pour la suite est indiquée sur la figure IV.3.13.

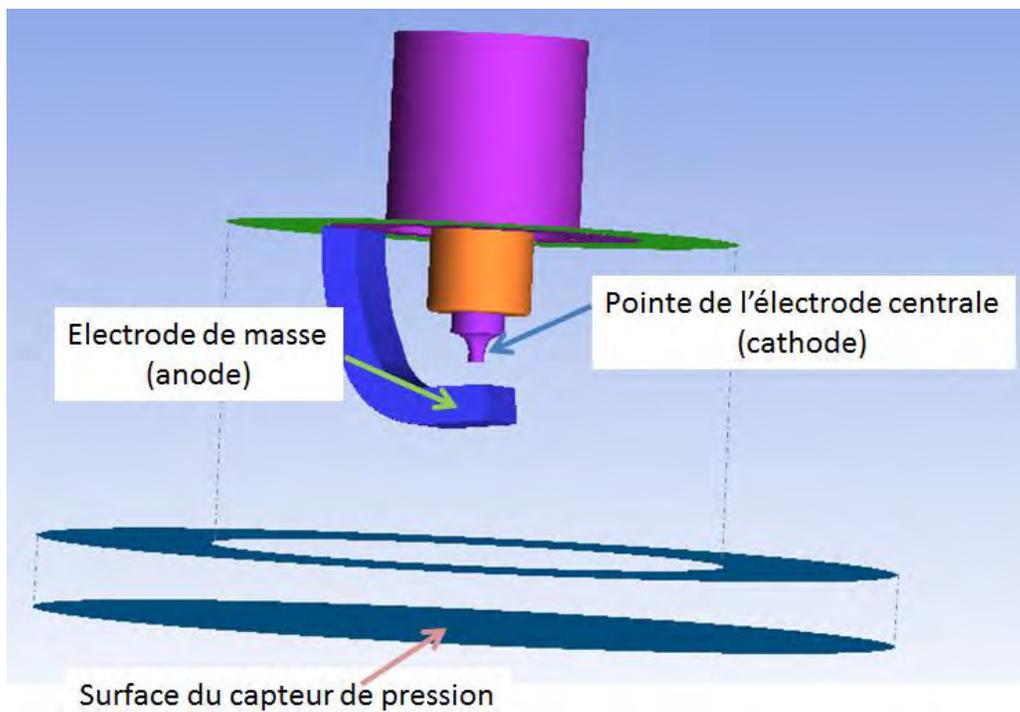


Figure IV.3.13 Position des électrodes et du capteur de pression

Sur la figure IV.3.13, on peut voir l'électrode centrale sur laquelle nous imposerons en condition limite la densité de courant. L'électrode de masse se verra assigner un potentiel de 0V. La position du capteur de pression est indiquée afin de mieux se repérer dans la chambre.

Le maillage de cette géométrie a nécessité plusieurs semaines de travail. La principale difficulté réside dans le compromis de la résolution spatiale afin de bien décrire les phénomènes et le temps de calcul. Par expérience, la zone d'intérêt est située dans l'espace inter-électrodes. Ici, les deux plans en regard de l'électrode de masse et de la pointe de l'électrode centrale ne sont pas parallèles, ce qui ne facilite pas le travail de mise en place du maillage. Nous le verrons plus tard, cela a également des conséquences sur la décharge.

Nous avons procédé de la manière suivante : nous avons créé un canal suivant la direction Z, qui est la direction surface du capteur de pression vers la bougie. Nous avons ensuite maillé ce canal à l'aide de l'outil O-grid du logiciel de maillage ANSYS ICEM. Ce canal est constitué de 293 000 cellules quadrilatérales. La taille moyenne des mailles dans le canal est de l'ordre de 10 μ m. En dehors du canal, les mailles ont une taille comprise entre 100 μ m et 1mm.

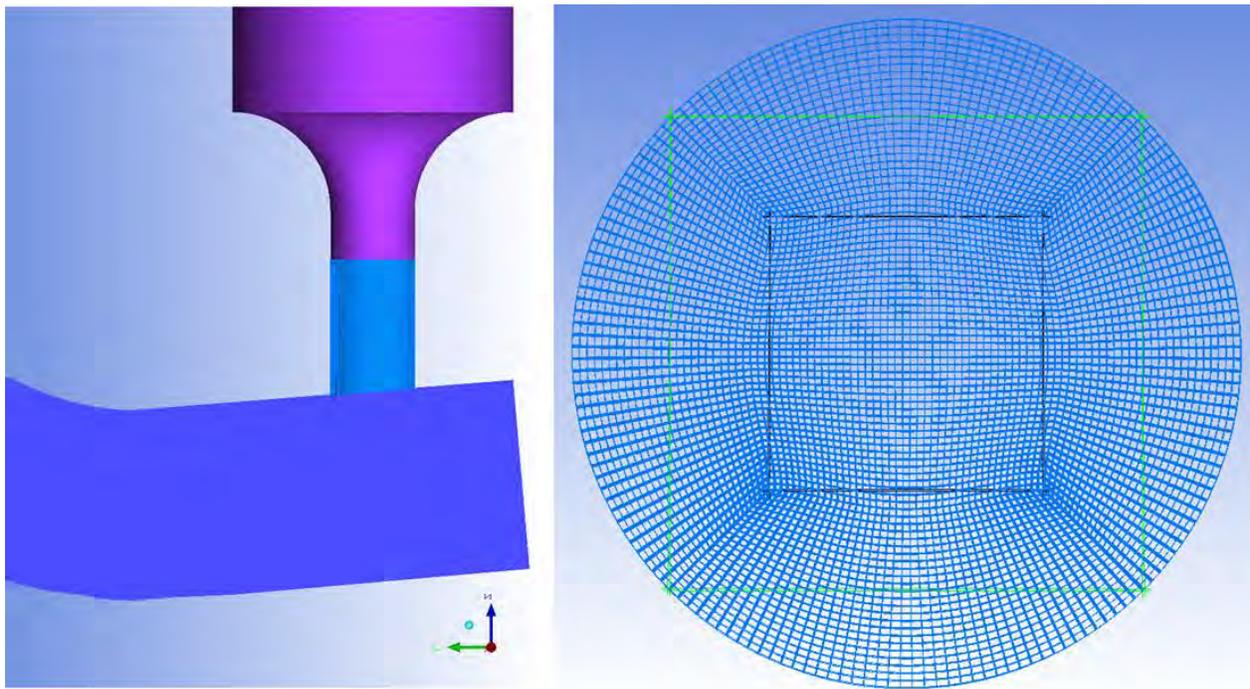


Figure IV.3.14 Vue de dessus du canal O-Grid et vue latérale.

La figure IV.3.14 représente une vue de dessus du canal (image de droite) ainsi qu'une vue latérale pour permettre de bien situer la position du canal. Le diamètre du canal (cylindre O-grid) est égal au diamètre du disque représentant la surface de la pointe de la cathode soit 0.6mm.

La distance inter-électrode varie comme on peut également le constater sur la figure IV.3.14. Sa valeur est comprise entre 0.6mm et environ 0.95mm.

Une fois le maillage du canal réalisé, il a fallu mailler le reste du domaine de calcul. Cela a été fait à l'aide de mailles tétraédriques. Les mailles sont d'abord resserrées à proximité du canal, puis une loi de grandissement a été imposée de manière à limiter le nombre total de mailles. Au final, le maillage est constitué d'environ 3 130 000 cellules.

Afin de réduire encore le temps de calcul, le logiciel fluent propose de transformer les cellules tétraédriques en cellules polyédriques. Cela permet de réduire d'un facteur 3 le nombre de mailles. La principale source de difficulté est le raffinement nécessaire de la transition des cellules quadrilatères vers les cellules tétraédriques afin de s'assurer de la bonne conversion ensuite en polyèdres. Après conversion, le nombre de maille est de 980 000 cellules environ.

La figure IV.3.15 représente une vue du maillage suivant un plan de coupe YZ.

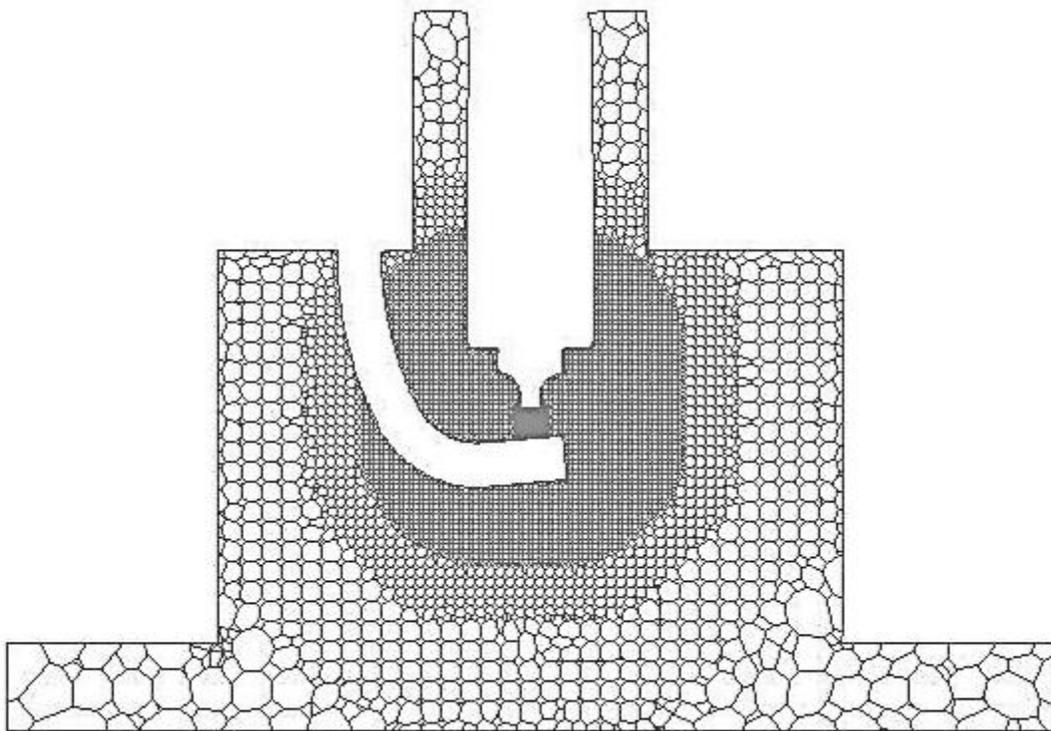


Figure IV.3.15 Vue en coupe du maillage une fois converti en cellules polyèdres (plan YZ).

On peut observer que les zones de faible intérêt sont maillées de manière très grossière. Le canal est quant à lui resté en cellules quadrilatérales, à l'exception des cellules frontalières des polyèdres qui, bien que leur forme soit conservée, ont été transformées en polyèdres. La face commune avec les cellules polyèdres a été divisée en autant de parties que nécessaire de manière à assurer la transition comme on peut le voir sur la figure IV.3.16 qui schématise la subdivision des cellules de la dernière couche du canal générée par le O-Grid.

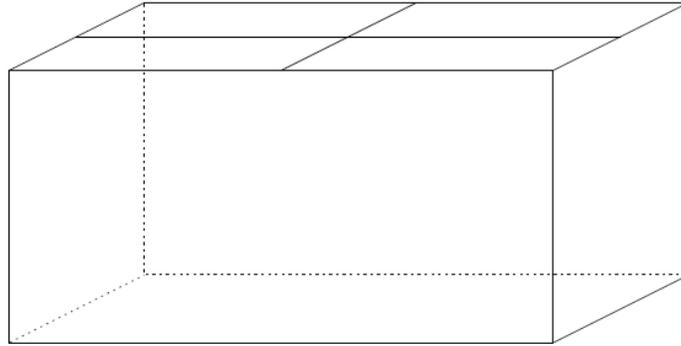


Figure IV.3.16 Cellule polyédrique convertie qui a conservé une forme de quadrilatère.

Le pas de temps dans la simulation est fixé à 50ns. Cette valeur est supérieure au pas d'avancement du chapitre III, cependant, elle permet un bon compromis entre temps de calcul et précision. Le temps de calcul pour 30 μ s est d'environ 1 semaine.

Conditions initiales et données d'entrée

Contrairement au chapitre précédant traitant d'un arc nanoseconde, nous n'avons pas eu suffisamment de données d'entrées ou de conditions initiales de par la difficulté d'obtention des mesures pour une modélisation de la décharge créée par la bobine Audi. Ces données auraient permis une comparaison et des discussions avec les résultats du modèle. Nous avons donc décidé de concentrer notre effort sur une étude plus générale du comportement de la décharge. A notre connaissance, il n'existe pas dans la littérature, d'étude numérique de la phase d'arc sur une configuration réelle de bougie d'allumage.

La dimension du domaine de calcul ne permettant pas l'étude d'un grand nombre de cas, nous n'étudierons qu'un seul jeu de conditions initiales. Les valeurs choisies sont inférieures à celles de la simulation de la décharge d'arc nanoseconde. La raison en est que la bobine Audi dépose dans la phase de claquage une énergie inférieure à celle du système d'allumage nanoseconde. Nous avons donc choisi un jeu de données permettant de s'assurer que l'énergie initiale soit plus faible que celle de l'arc nanoseconde. Pour cela, nous avons choisi « arbitrairement » une température de 10 000K, une pression de 10bar ainsi qu'un rayon de 140 μ m, l'ensemble correspondant à une énergie initiale de 1.16mJ.

On retrouve dans la littérature des hypothèses concernant la température maximale dans la décharge lors du claquage. Sher et al. [16] indiquent que le changement de d'énergie initiale (ou de système d'allumage) ne modifie pas les conditions de pression et de température au sein du canal initial et que seul son rayon pouvait varier lorsque l'on dépose plus d'énergie dans la phase de claquage.

Cependant, les résultats de l'imagerie schlieren (géométrie pointe-pointe et décharge bobine Audi) auxquels nous avons pu avoir accès, ainsi que le son audible plus faible généré par la décharge de la bobine Audi, en comparaison avec celui de l'arc nanoseconde, laissent penser que la pression dans le canal est elle aussi plus faible lorsque l'énergie dans la phase de claquage diminue. Pour cette raison, la pression initiale dans le canal a été fixée à 10bar. Le rayon initial de la décharge a été conservé égal à 140 μ m, de manière à pouvoir représenter le

canal initial par un nombre suffisant de mailles. Cependant, il semble que le canal initial généré par la bobine audi soit inférieur à cette valeur. De manière à conserver une énergie initiale de l'ordre du mJ, la température a été fixée à 10kK.

Concernant le courant dans la simulation, nous appliquerons un pic de courant de 6A durant 200ns puis 0A par la suite. Ce cas, sans soufflage, sera comparé à un autre cas à 6A dans lequel la décharge sera soumise à un soufflage. Le choix du courant est là encore arbitraire bien que fortement inspiré des résultats des mesures préliminaires que nous avons pu voir. De manière générale, le pic de courant lors de la phase de claquage est de quelques dizaines d'ampères maximum et a une durée de quelques centaines de nanosecondes. Par la suite, le courant chute pour atteindre des valeurs proches de 20mA. Nous avons fait le choix de ne pas prendre en compte ce courant résiduel, bien que sur la totalité de la décharge, il puisse représenter la majorité de l'énergie électrique fournie.

Résultats.

Dans le paragraphe qui suit, les résultats montrent les positions de l'onde de choc et du noyau de gaz chaud. Les figures IV.3.16 et IV.3.17 illustrent la façon dont nous avons relevé ces positions. Nous avons observé 4 directions : suivant les directions des Y positifs et des Y négatifs dans le plan YZ (flèches rouges sur la figure IV.3.16) et suivant les directions des X positifs et des X négatifs dans le plan XZ (flèches rouges sur la figure IV.3.17).

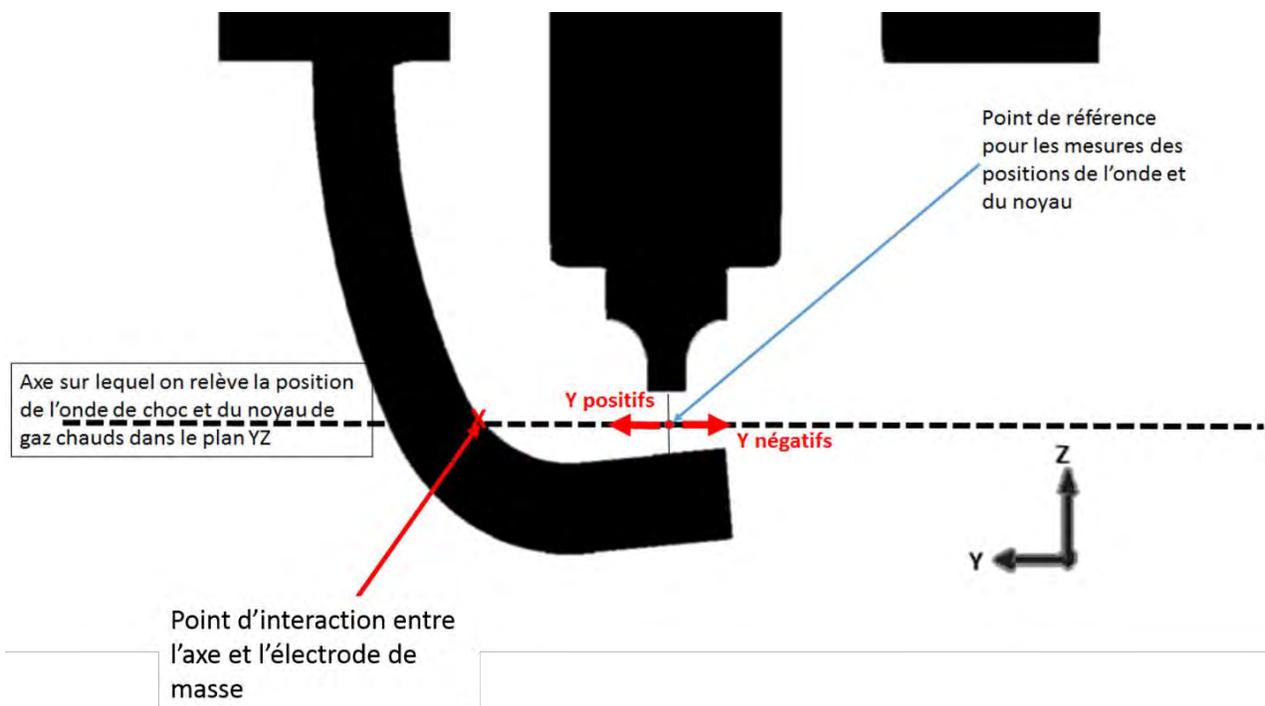


Figure IV.3.16 Schéma de principe pour le relevage des positions de l'onde de choc et du noyau dans le plan YZ

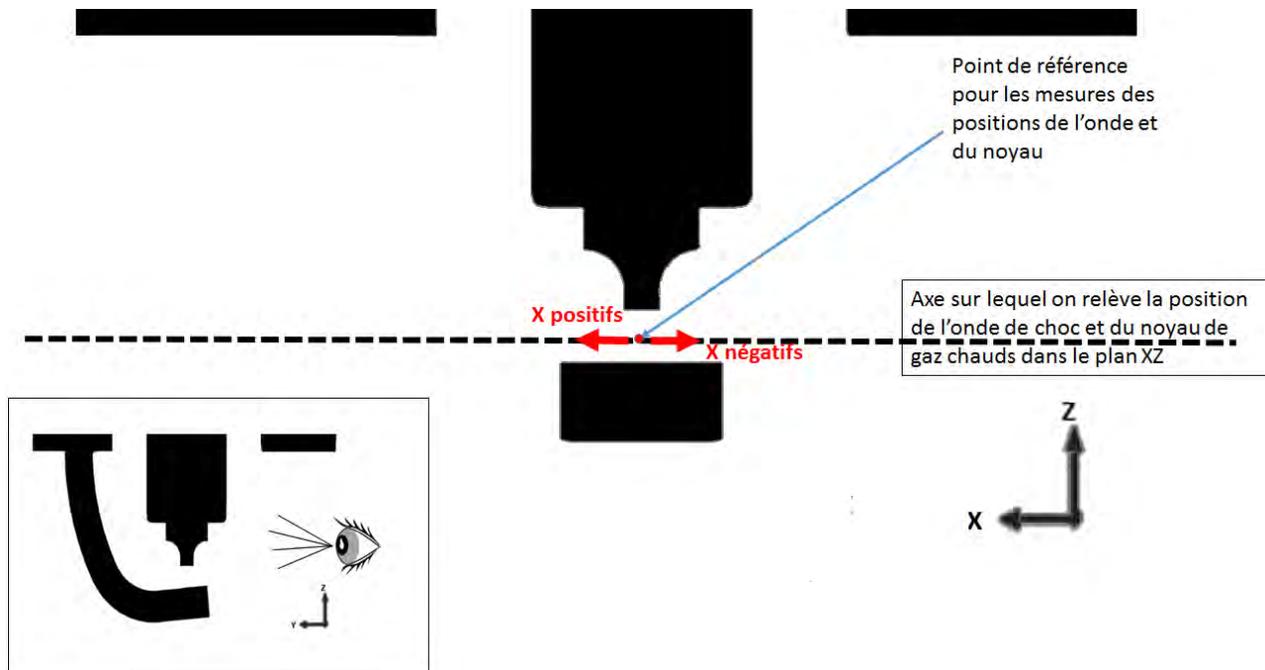


Figure IV.3.17 Schéma de principe pour le relevage des positions de l'onde de choc et du noyau dans le plan XZ

Sur ces figures, nous avons fait apparaître le point de référence qui servira à estimer les positions pour la propagation de l'onde de choc et du noyau. Les positions seront relevées sur les axes en pointillé suivant le plan étudié. Nous avons également matérialisé le point d'interaction entre l'axe et l'électrode de masse dans le plan YZ sur la figure IV.3.16.

Cette étude permet de mettre en avant l'impact de la géométrie sur la propagation de l'onde et du noyau. Elle permet également d'observer l'influence d'un écoulement latéral imposé sur ces deux paramètres comme on pourra le voir dans la seconde partie de l'étude.

Décharge sans écoulement latéral

Dans cette partie, nous avons initié la décharge avec les conditions citées ci-dessus, en imposant un courant de 6A durant 200ns.

Les figures IV.3.18 à IV.3.21 représentent les champs de température dans le plan YZ pour des temps de 100ns, 1 μ s, 10 μ s et 30 μ s qui permettent de suivre l'évolution de la décharge.

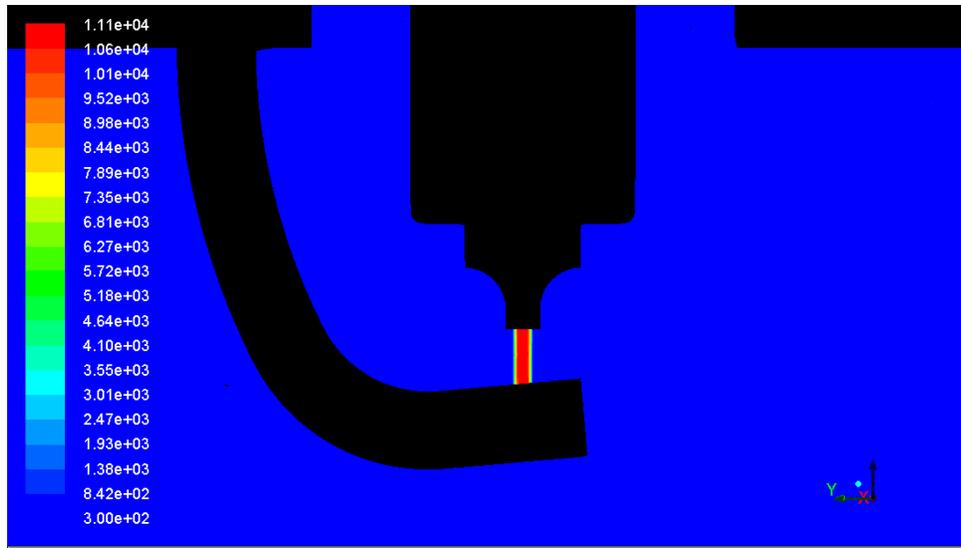


Figure IV.3.18 Champs de température à $t=100\text{ns}$

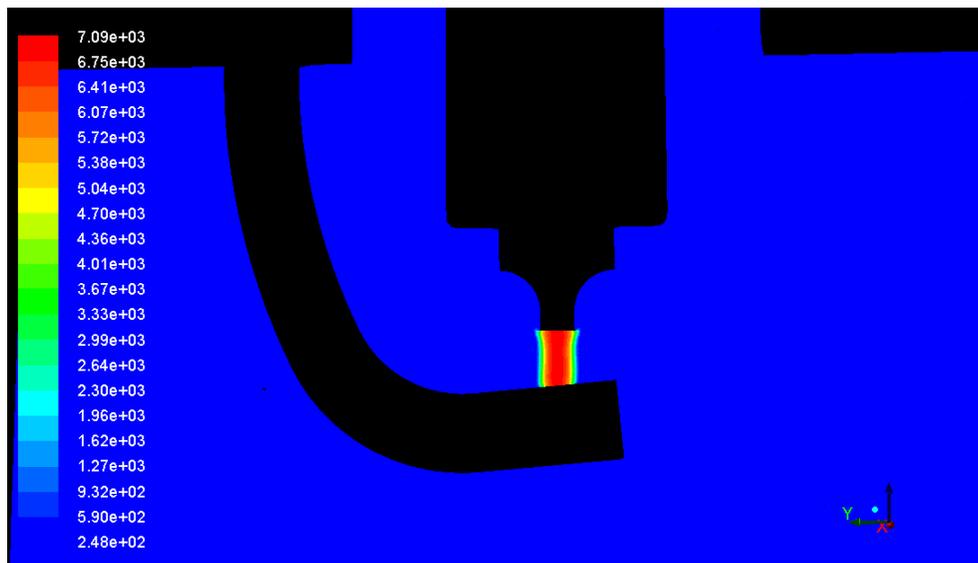


Figure IV.3.19 Champs de température à $t=1\mu\text{s}$

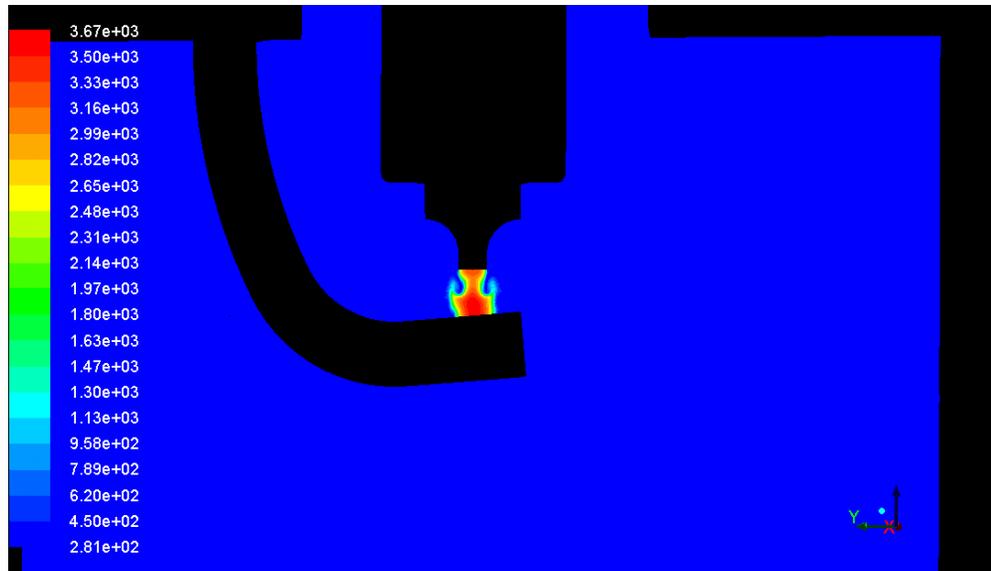


Figure IV.3.20 Champs de température à $t=10\mu\text{s}$

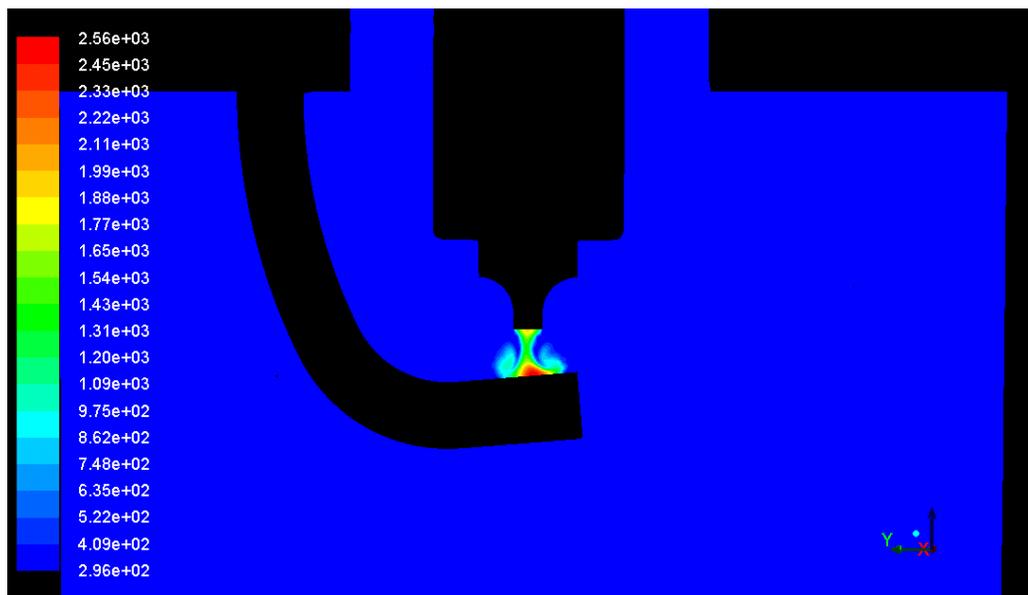


Figure IV.3.21 Champs de température à $t=30\mu\text{s}$

On aperçoit clairement sur les images IV.3.18 à IV.3.21 l'effet de la géométrie sur la forme des champs de température. La configuration, qui s'approche d'une configuration d'électrode de type pointe-plan, permet au gaz frais de circuler depuis la cathode vers l'anode (ici l'électrode de masse de la bougie) sous l'effet de l'onde de pression comme nous l'avons déjà constaté dans les chapitres II et III.

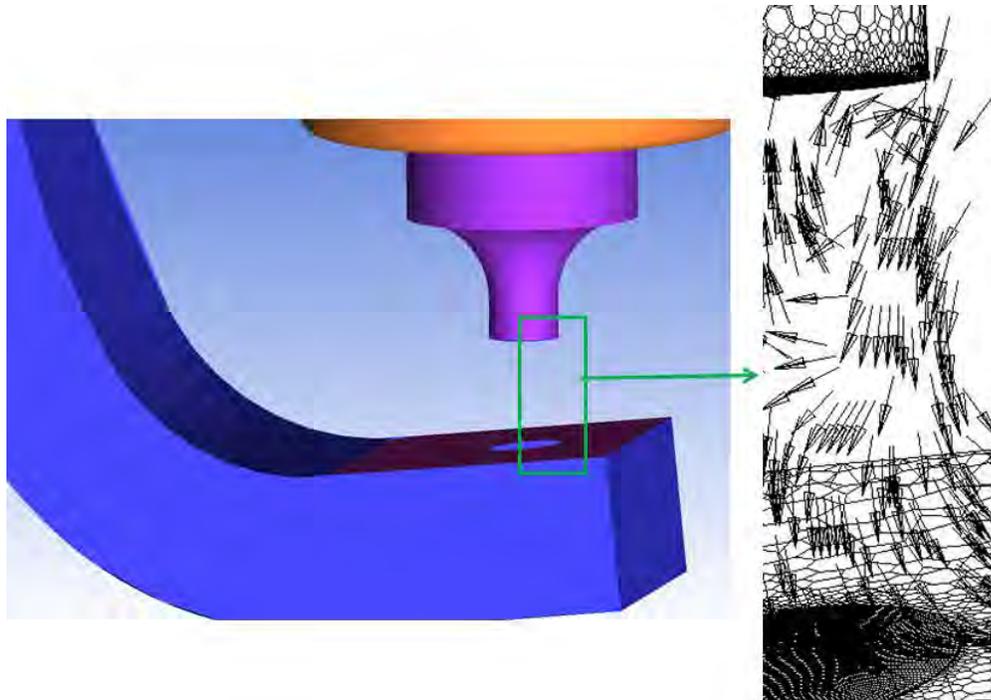


Figure IV.3.22 Orientation des vecteurs vitesses dans la zone de la décharge à $t=10\mu s$

En revanche, la forme de l'électrode de masse ne permet pas de recirculation de gaz longeant l'anode (électrode de masse) en direction de la cathode et de la décharge comme on peut le voir sur la figure IV.3.22 sur laquelle les vecteurs vitesses sont principalement dirigés vers l'électrode de masse. Cela traduit bien le phénomène observé au travers des champs de température. Le plasma, lors de son expansion, est traversé par des gaz frais ayant longés les parois de l'électrode centrale (cathode), et provoquant la forme très particulière que l'on observe. Ce phénomène serait à surveiller dans le cas d'une étude future visant à quantifier la quantité d'énergie perdue aux électrodes. Plutôt que d'encourager l'expansion du plasma, ces recirculations ont pour effet de confiner les gaz chauds dans l'espace inter électrodes et plus particulièrement à proximité d'une paroi.

En observant les champs de température de la figure IV.3.21 suivant la direction des Y positifs ou des Y négatifs, on peut également noter que la forme des électrodes provoque une absence de symétrie.

Le phénomène lié à l'absence de symétrie n'est pas reproduit dans le plan XZ comme on peut le constater sur la figure IV.3.23, qui représente un champ de température dans le plan XZ à $t=10\mu s$. Les champs sont parfaitement symétriques suivant l'une ou l'autre des directions étudiées dans ce plan.

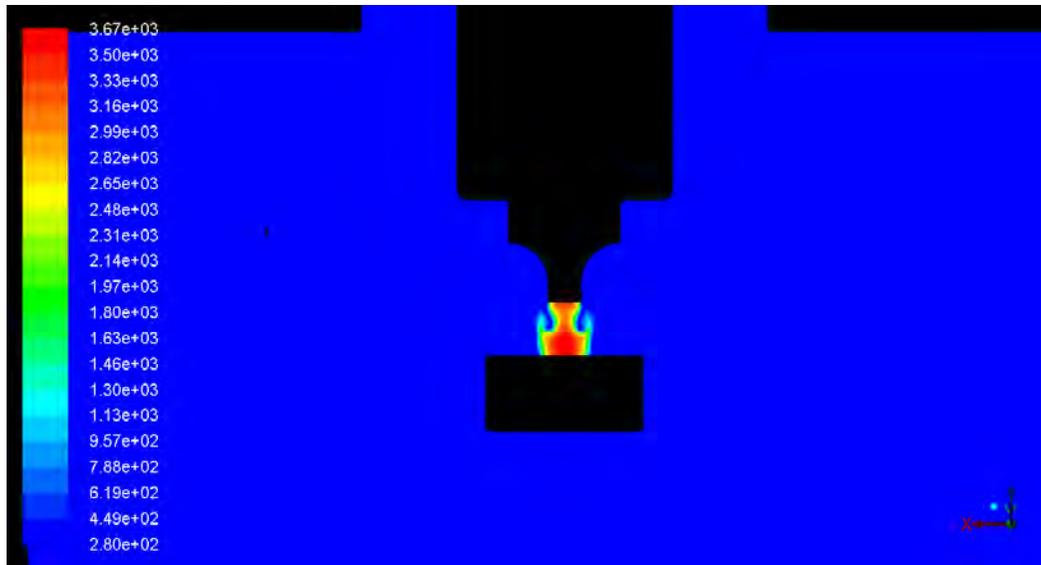


Figure IV.3.23 Champs de température dans le plan XZ à $t=10\mu\text{s}$

Nous avons également étudié la propagation de l'onde de pression. La figure IV.3.24 représente un champ de pression relative dans le plan YZ à $t=10\mu\text{s}$.

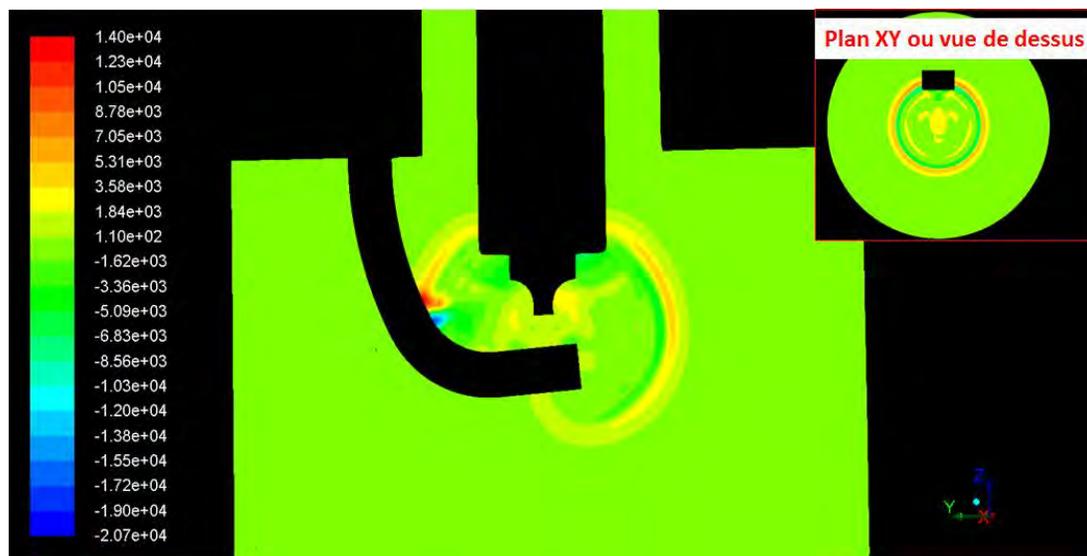


Figure IV.3.24 Champ de pression à $t=10\mu\text{s}$ dans la plan YZ

On peut voir que la présence de l'électrode de masse modifie le comportement de l'onde. En effet, lorsque l'onde se propage dans la direction opposée à l'électrode de masse (direction des Y négatifs), elle se développe de manière cylindrique puis sphérique. Par contre, lorsque l'on observe l'onde dans la direction de l'électrode de masse (Y positifs), sa propagation est perturbée par l'électrode et l'onde suit les courbes de l'électrode de masse après l'avoir rencontrée. Cela se traduit par la rupture de propagation de l'onde lorsqu'on observe un champ de pression relative suivant le plan XY, figure IV.3.24 (en haut à droite).

Afin de résumer le comportement général de la décharge, nous avons tracé l'évolution de la position du noyau de gaz chaud (en rouge) et de l'onde (en noir) sur les figures IV.3.25 et IV.3.26, respectivement dans le plan XZ et YZ. Nous avons différencié chacune des directions afin d'observer l'impact de la géométrie sur l'écoulement. L'ensemble des données présentées ci-dessous a été relevé à l'aide d'un logiciel de post-traitement Tracker. Nous avons préalablement obtenu les champs de gradients de densité reconstruits en appliquant à l'ensemble du domaine la formule présentée par l'équation III.2.1.

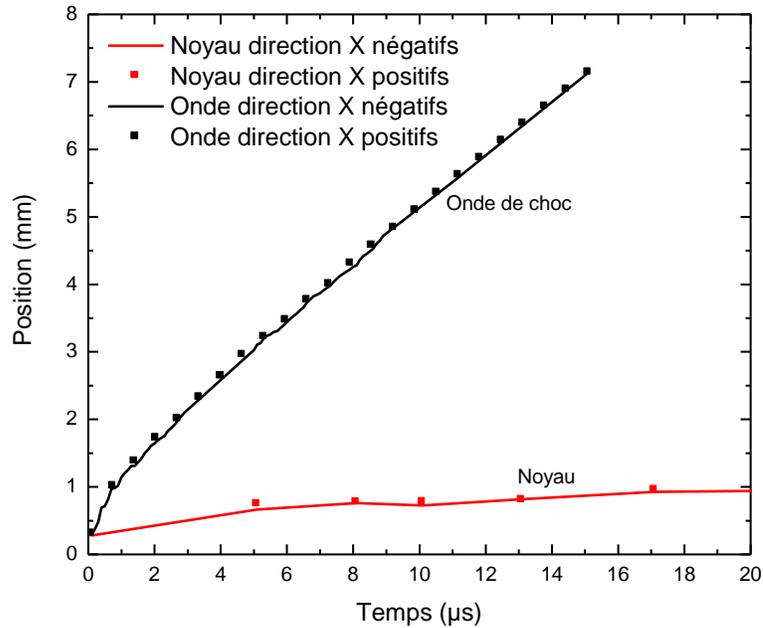


Figure IV.3.25 Positions de l'onde et du noyau dans le plan XZ au cours du temps

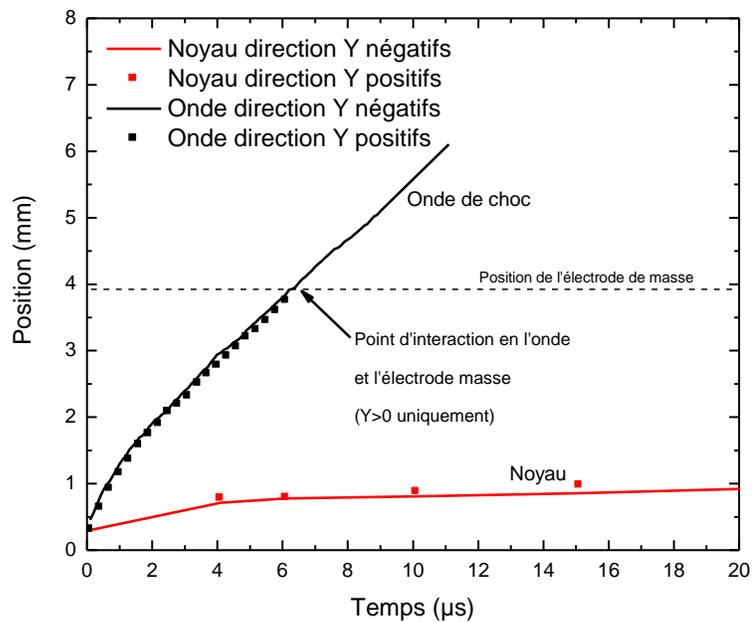


Figure IV.3.26 Positions de l'onde et du noyau dans le plan YZ au cours du temps

Comme on a pu le voir sur la figure IV.3.23, représentant un champ de température dans le plan XZ, il n'y a pas de différence de comportement du noyau de gaz chaud suivant les X positifs ou négatifs. Le champ de température évolue de manière symétrique dans les deux directions suivant l'axe des X. Dans ce plan, la géométrie est symétrique de part et d'autre de l'axe Z ce qui explique ce phénomène. Pour ces raisons, les positions de l'onde pour chacune des directions sont confondues sur la figure IV.3.25. La même observation peut être faite concernant les positions du noyau.

Par contre, comme on peut le voir sur la figure IV.3.26, lorsque l'on regarde dans le plan YZ, on s'aperçoit qu'à la fois l'onde et le noyau interagissent avec l'électrode de masse.

A $t=6\mu s$, le suivi de l'onde devient difficile suivant la direction des Y positifs puisque cette dernière cesse d'être matérialisée sur l'axe sur lequel nous relevons les positions. En effet, dans le plan YZ au-delà de $t=6\mu s$, l'onde va suivre les courbes de l'électrode et se déplacer majoritairement suivant la direction Z comme on peut le voir sur la figure IV.3.24. Le point d'interaction représenté sur la figure IV.3.16 signalé en pointillé sur la figure IV.3.26. Concernant le noyau, nous avons relevé une différence de comportement suivant la direction observée dans le plan YZ à l'aide des champs de température. Cette différence se confirme lorsque l'on fait un suivi temporel de la position du noyau. Suivant la direction des Y positifs, le noyau a tendance à se propager de manière plus importante (environ 10%). Ce phénomène est probablement lié à l'inclinaison de la surface de l'électrode de masse facilitant l'expansion dans cette direction.

Nous avons présenté l'évolution des paramètres tels que la position de l'onde ou du noyau ainsi que des champs de température et de pression. On a pu constater que la forme de la géométrie était un paramètre important. En comparaison du chapitre II, où les mêmes gammes de température et pression initiales sont utilisées, la forme des champs est totalement différente. Cela illustre le fait que les conditions d'étude en laboratoire, sur des configurations simplifiées, certes proches de l'application, peuvent parfois être éloignées des résultats que l'on obtiendrait dans une configuration plus complexe et plus réaliste.

Pour compléter ce constat, nous avons ajouté à notre modèle la possibilité de générer un écoulement transversal laminaire, que nous avons orienté vers la décharge.

Décharge avec écoulement latéral

L'écoulement latéral laminaire est généré par l'ajout d'un terme source dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement suivant Y, positionné à quelques millimètres de la décharge.

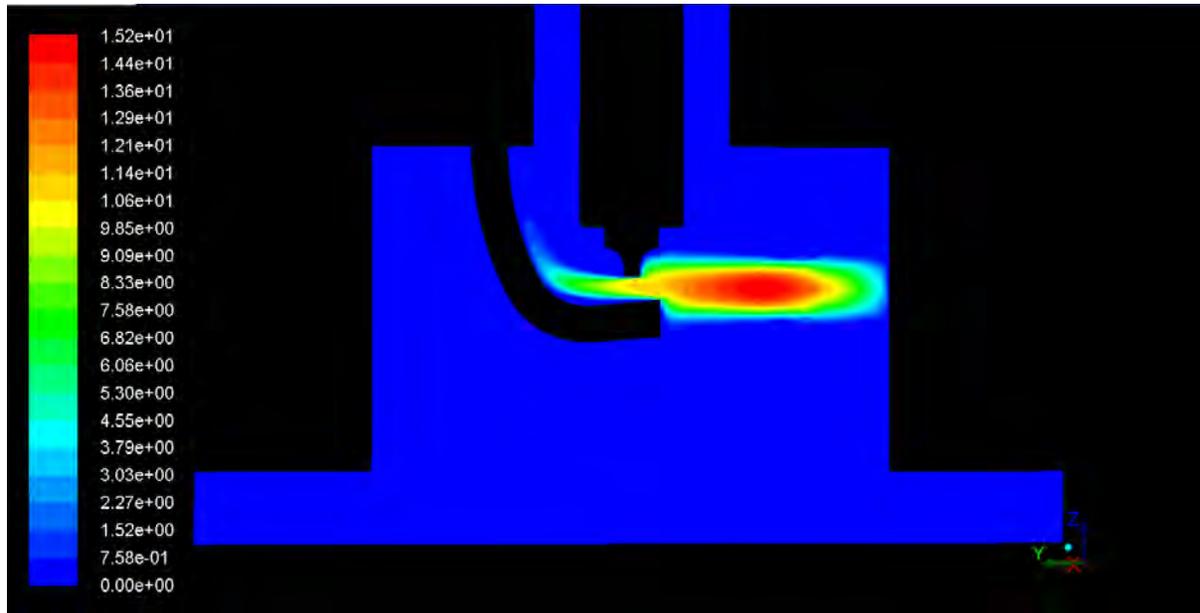
L'équation de conservation de la quantité de mouvement suivant Y avec le terme source de vitesse est représentée dans le tableau IV.3.2.

Quantité de mouvement selon y	v_y	1	μ	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + S_{vy}$
-------------------------------	-------	---	-------	---

Tableau IV.3.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement suivant Y.

Le terme source S_{vy} est décrit par l'équation IV.3.8.

$$S_{vy} = 50\,000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-2} \quad \text{Equation IV.3.8}$$



Afin de permettre la mise en place de l'écoulement appelé par la suite soufflage, nous avons introduit la décharge 1ms après le début de la simulation. La décharge est donc générée en présence de l'écoulement. Nous avons fait l'hypothèse que la présence de l'écoulement ne perturbe pas les premiers instants et nous avons donc choisi les mêmes conditions initiales que dans le cas sans écoulement. Les vitesses générées sont de l'ordre de 10m/s dans la zone d'arc, ce qui est représentatif de l'ordre de grandeur des vitesses générées dans le cylindre d'un moteur, à la différence près que dans notre cas l'écoulement généré est laminaire. Le champ de vitesse en l'absence d'arc est présenté sur la figure IV.3.27 suivant le plan YZ. Le terme source se situe au centre de la zone de couleur rouge.

On remarquera que des vitesses sont également générées au-delà de la position du terme source, ce qui aura tendance à créer un mouvement d'ensemble dans le réacteur comme on peut le voir sur la figure IV.3.28, représentant les vecteurs vitesses dans le plan XY de la géométrie.

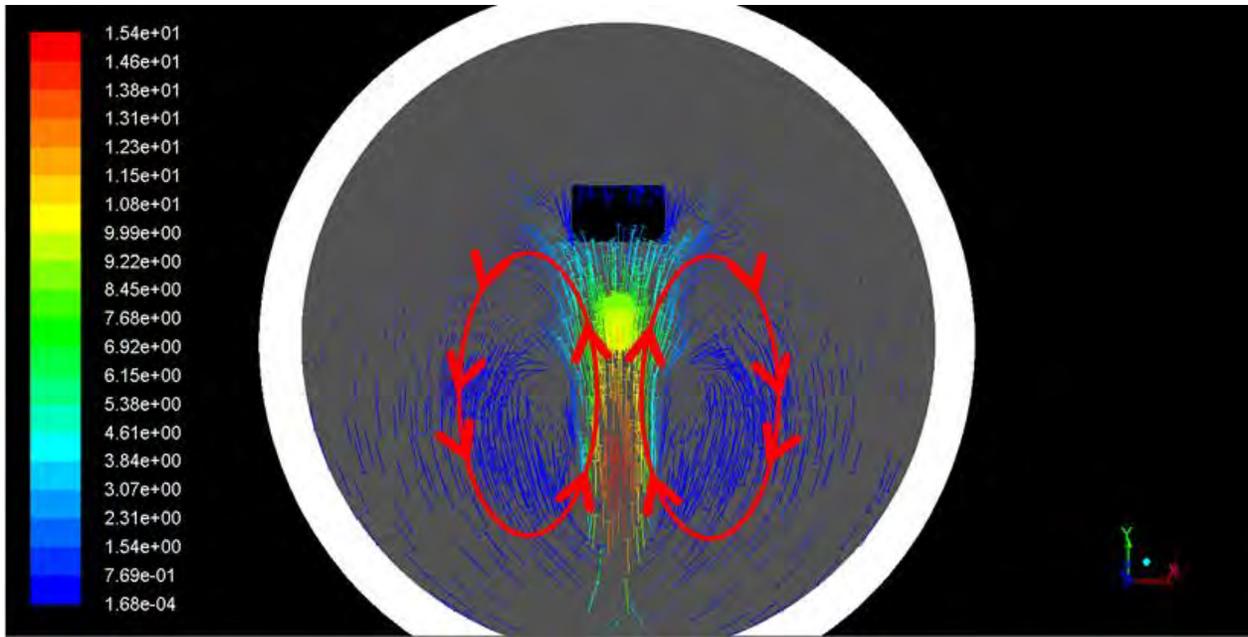


Figure IV.3.28 Vecteurs vitesse dans le plan XY illustrant la génération d'un mouvement d'ensemble dans le réacteur.

Nous avons tracé l'évolution de la position de l'onde et du noyau pour les 4 directions étudiées : les X positifs et négatifs ainsi que les Y positifs et négatifs et représenté les résultats sur les figures IV.3.29, IV.3.30 et IV.3.31.

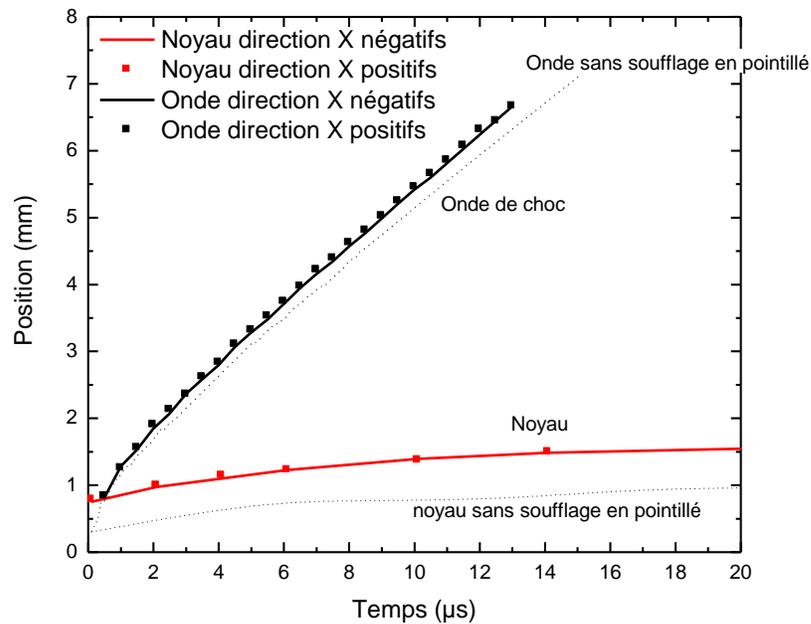


Figure IV.3.29 Positions de l'onde et du noyau soumis au soufflage dans le plan XZ au cours du temps

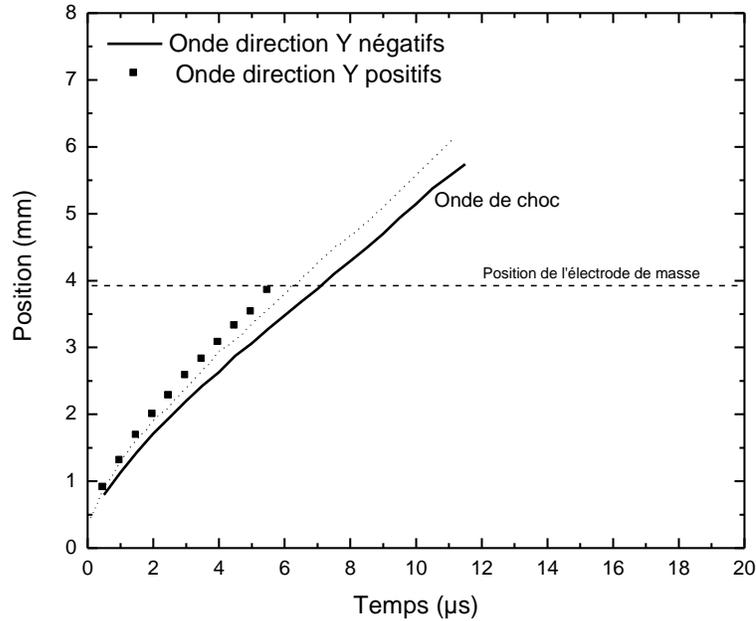


Figure IV.3.30 Positions de l'onde et du noyau soumis au soufflage dans le plan YZ au cours du temps

Comme on pouvait s'y attendre, on peut voir que sur la figure IV.3.29, résumant les positions de l'onde et du noyau dans le plan XZ, que le terme source de vitesses ne génère pas de différence dans l'expansion de l'onde de choc suivant les directions des X positifs et négatifs. Les courbes de positions de l'onde se superposent dans le cas avec soufflage pour les deux directions. On note tout de même une position plus éloignée du point de référence (cf figure IV.3.17) dans le cas où le soufflage est appliqué. L'imposition d'un terme source générant des vitesses influe donc sur la propagation de l'onde dans le plan XZ.

On observe une influence du soufflage sur l'onde de choc sur la figure IV.3.30 qui représente les positions de l'onde dans le plan YZ. L'onde de pression se déplace plus rapidement dans la direction des Y positifs, puisque c'est la direction du soufflage appliqué.

Dans la direction des Y négatifs, l'onde se déplace plus lentement que dans la direction des Y positifs, ce qui peut s'expliquer par le fait qu'elle se déplace dans la direction contraire aux vitesses imposées par le terme source.

Concernant le relevé de la position du noyau, on peut conclure que le comportement est le même quelle que soit la direction dans le plan XZ. On notera un écart entre les positions avec et sans soufflage. En effet, La figure IV.3.29 montre que le noyau sous l'effet du soufflage a tendance à s'étaler dans le plan XZ, les positions du noyau restent identiques dans les deux directions, cependant elles sont supérieures aux positions observées sans soufflage.

Si on observe le plan YZ, il est nécessaire de regarder sur une durée supérieure à 20µs pour observer la totalité du comportement de la décharge. La figure IV.3.31 représente l'évolution de la position du noyau dans le plan YZ sur laquelle nous avons également indiqué les vitesses moyennes de déplacement du noyau.

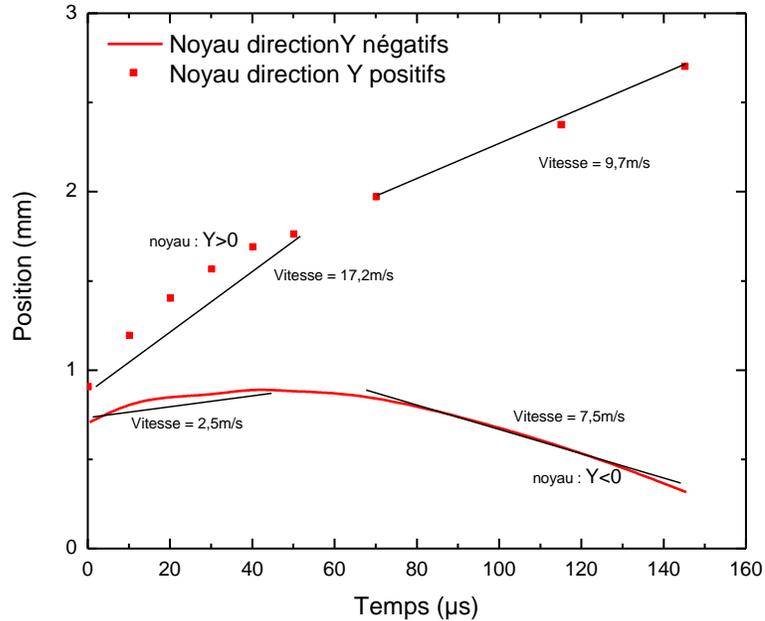


Figure IV.3.31 Evolution temporelle du noyau dans le cas avec soufflage latéral dans le plan YZ

L'écart entre les positions du noyau dans les directions des Y positifs et négatifs est important et lié à l'application du terme source générant les vitesses. On peut même observer qu'après 40µs, la position du noyau décroît suivant la direction des Y négatifs sous l'effet du soufflage. Le terme source étant constant et ajusté de manière à avoir environ 10m/s dans la zone d'arc, nous avons donc relevé les vitesses correspondantes à l'évolution du noyau.

Ces vitesses sont notées sur la figure IV.3.31. Dans la direction du soufflage (Y positifs), le noyau se propage à une vitesse de 17.2m/s en moyenne sur un intervalle de temps de 40µs. Sur le même intervalle, la vitesse de propagation du noyau n'est que de 2.6m/s dans la direction s'opposant au terme source. Il existe donc une vitesse relative entre la vitesse imposée par le terme source (10m/s) et celle du noyau (17.2ms ou 2.6m/s suivant la direction).

Même si les premiers instants ($t < 200\text{ns}$) de l'expansion du noyau de gaz chaud sont guidés par l'expansion de l'onde de choc, on peut voir que, rapidement, la position du noyau de gaz chaud va être influencée par l'écoulement imposé. La figure IV.2.32 permet d'illustrer ce comportement. Elle représente un champ de température à $t = 30\mu\text{s}$. Sous l'effet de l'écoulement transversal, on peut observer une inversion de la direction de propagation du noyau de gaz chaud suivant les Y négatifs. A partir de $t = 60\mu\text{s}$, le noyau de gaz chaud ne se propage plus que dans la direction imposée par le terme source.

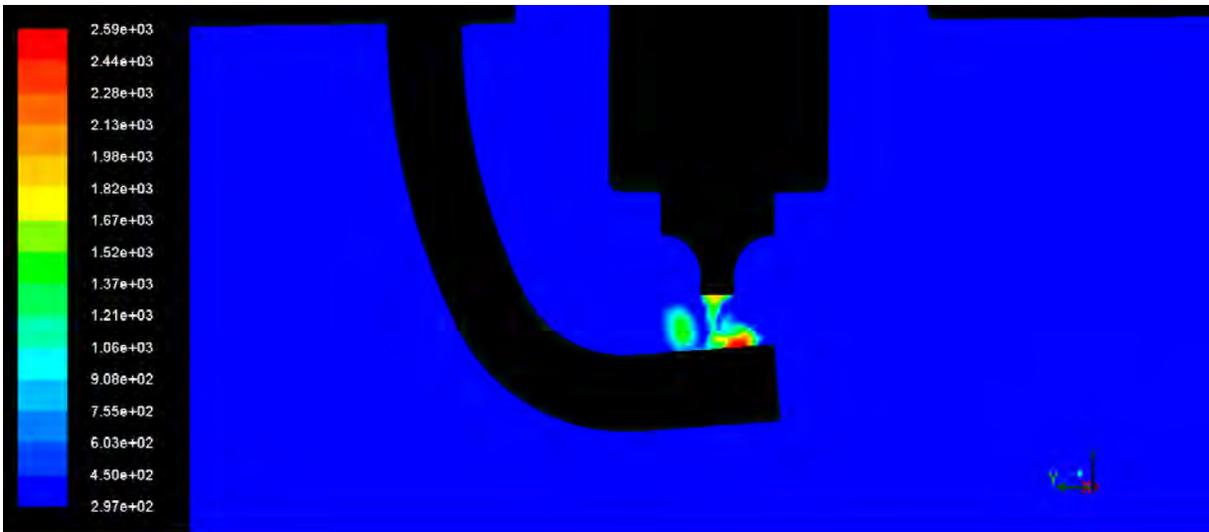


Figure IV.3.32 Champ de température dans le plan YZ à $t=30\mu s$ en présence du soufflage

L'ensemble des résultats présentés ci-dessus sont à modérer du fait que bien que la géométrie se rapproche des conditions réelles, et que l'on ait soumis la décharge à un écoulement laminaire, nous sommes encore loin des conditions réelles dans lesquelles l'étincelle est générée. L'écoulement est généralement du même ordre de grandeur que celui généré ici mais est turbulent [30] [31]. Cela entraîne un certain nombre de changements, notamment en termes de conductivité thermique et de viscosité. Ces paramètres jouent un rôle majeur dans l'expansion du noyau. De même, le gaz environnant est à la pression atmosphérique et à la température ambiante dans notre étude, ce qui est loin d'être le cas dans la chambre de combustion d'un moteur.

IV.4. Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté un cas de décharge générée dans un mélange air/propane à la stœchiométrie en deux dimensions. Nous avons montré que contrairement à ce qui est dit dans la littérature, les faibles proportions de propane viennent influencer l'évolution de la décharge. Ainsi nous avons comparé les énergies mises en jeu dans un cas avec et sans propane, les positions de l'onde de choc et celles du noyau et enfin la taille du volume représenté par le gaz chaud qui sort de la zone inter électrodes sous la forme d'un tore. La faible quantité de propane dans le mélange a conduit à une différence de 10% sur le volume en faveur du tore généré dans l'air. Cependant, on a vu que la quantité d'énergie était en réalité plus importante dans le volume du mélange.

Ensuite nous nous sommes intéressés à la cinétique chimique d'un mélange CHON dans la phase d'arc. Cette étude préliminaire avait pour but d'utiliser un schéma de cinétique chimique afin de déterminer quel serait le pas d'avancement de la simulation MHD en cas de couplage avec un modèle de cinétique chimique. L'étude a montré que le pas d'avancement de la simulation serait de l'ordre de $10^{-12}s$ pour le modèle couplé MHD/cinétique contre $10^{-9}s$ pour le modèle MHD seul.

Enfin, Nous avons développé un modèle tridimensionnel dans une géométrie issue d'une configuration expérimentale de SwRI. Après avoir présenté le dispositif expérimental et la méthodologie que nous aurions souhaitée mettre en place, nous présentons le modèle que nous avons utilisé. Le maillage de la géométrie a été une étape importante de cette étude. Les résultats présentés consistent à étudier les évolutions de l'onde de choc et du noyau de gaz chaud dans plusieurs directions, cela afin de pouvoir mesurer l'impact d'un écoulement transversal imposé en direction de la décharge. Les résultats ont montré un comportement différent suivant les directions en l'absence de soufflage du fait de l'existence d'une électrode de masse présentant une zone d'accrochage partiellement inclinée. Ce phénomène a été amplifié lorsque la décharge a été soumise à un soufflage généré au travers d'un terme source.

Enfin, nous ajouterons que le comportement de la décharge sur une géométrie « quasi réelle » révèle des différences de comportement suivant les directions qui ne peuvent être mises en évidence sur les géométries pointe-pointe telles que celles présentées dans les chapitres précédents.

Conclusions et perspectives

Conclusions et perspectives

Ce travail de thèse avait pour finalité d'étudier et de caractériser le comportement du milieu plasma en écoulement lors d'une décharge pour une application moteur. Ce sujet s'inscrit dans le cadre d'un projet « FAMAC » faisant intervenir différents partenaires œuvrant sur des aspects expérimentaux et/ou numériques. La contribution du laboratoire LAPLACE à ce projet via mes travaux de thèse s'inscrit sur les aspects numériques par l'étude de la propagation de l'onde de choc et par une étude paramétrique sur les principales grandeurs. Il n'existe que peu de travaux de la littérature permettant de « nourrir » le modèle et notre démarche a consisté dans un premier temps à rassembler et étudier la cohérence des résultats existants. Le sujet est complexe car il fait appel à la connaissance des plasmas hors équilibre et aux plasmas thermiques, à une bonne maîtrise de la description des gaines, une description des écoulements par des modèles turbulents LES, et à une description de la cinétique pour parfaire la compréhension d'une bonne combustion au niveau de la chambre. Nous n'avons donc pas prétention à mener ce projet dans sa globalité, mais à essayer de faire le point sur l'existant et, en nous appuyant sur les travaux des partenaires du projet, à simplifier la description des premiers instants pour arriver à une description plus fine des mécanismes pendant la phase d'arc, en proposant une étude paramétrique sur une géométrie 2D puis 3D. Ainsi cette étude se répartit sur 4 chapitres dont le contenu est synthétisé ci-dessous avec les principaux résultats.

Dans le **chapitre I**, nous avons présenté quelques généralités sur les moteurs. Après avoir référencé les systèmes d'allumages commandés existants et défini le phénomène d'étincelle, notre travail s'est porté sur l'analyse de la littérature concernant la phase d'arc électrique de l'étincelle d'allumage. Nous avons choisi d'étudier, pour les principaux auteurs de la littérature, quels étaient les besoins et les grandeurs utilisées pour les simulations numériques de la phase d'arc. Ainsi, même si beaucoup d'études portent sur des mélanges réactifs (ex : air/méthane) on a pu constater que l'ensemble des auteurs utilise les propriétés thermodynamiques et de transport de l'air pur. De plus, lorsque dans ces travaux, le gaz étudié est uniquement de l'air pur, la gamme de validité de ces coefficients n'est pas souvent adaptée aux gammes de température et de pression étudiées. De cette bibliographie nous retirons les paramètres essentiels nécessaires à la modélisation de la phase d'arc : la température et la pression dans le canal conducteur après le claquage ainsi que le rayon de ce canal. Ainsi, dans la littérature, pour la température initiale, on retrouve des valeurs très disparates dans une gamme qui s'étend de 7 500K à 35 000K. Concernant la pression et le rayon on retrouve la même disparité avec des valeurs dans des gammes respectives de 10 bars à 100 bars et de 100 μ m à plus de 600 μ m. Notre étude bibliographique nous a permis de constater que le plus surprenant reste que, dans beaucoup de cas, ces conditions initiales très différentes sont justifiées à partir des travaux d'un unique auteur (Maly) datant des années 1970. Ainsi, avec cette unique source, d'un auteur à l'autre, la valeur de température, de pression ou de rayon choisie n'est pas la même.

Face à la multitude de conditions initiales différentes, et parfois leurs incohérences, nous avons choisi de nous concentrer sur deux auteurs : C. Zaepffel et R. Maly en raison de la grande quantité d'informations disponibles sur la décharge étudiée mais également par le fait qu'ils ont

basé leur étude numérique sur leurs propres travaux expérimentaux. Cette cohérence source expérimentale/théorique nous a semblé primordiale.

Dans le **chapitre II**, nous avons mis en place un modèle MHD permettant de reproduire l'étude numérique réalisée par C. Zaepffel. Cet auteur a mesuré différentes grandeurs qu'il a utilisées comme conditions initiales de son modèle : une température électronique de 10 000K ($t=1\mu s$) après le claquage, un rayon de la décharge de 200 μm ($t\approx 100ns$) et une pression de 10 bars dans le canal. Il n'a cependant pas précisé comment cette dernière était obtenue. Ces mêmes conditions ont été appliquées en volume dans notre modèle au travers d'un cylindre de gaz, placé entre les électrodes, et possédant la température et la pression indiquées. Sous l'effet de la pression, on a pu observer que les champs de température s'étendaient dans les premiers instants très rapidement avec des vitesses radiales supérieures à 500m/s puis, dans un second temps, de manière plus lente, lorsque l'onde de choc générée par la pression dans le canal s'était dissipée. Nous avons également observé que la propagation de l'onde de choc conduisait à des recirculations de gaz frais longeant les parois des électrodes en direction de la décharge. Ces recirculations sont responsables de la forme très particulière que prennent les champs de température. Nous avons ainsi pu reproduire un comportement général similaire aux résultats présentés par C. Zaepffel. Nous avons ensuite mené une étude paramétrique sur les conditions initiales appliquées à la simulation. Cette étude a porté sur des gammes de température et de pression respectivement de 10 000K à 20 000K et de 5 bars à 10 bars, sur la quantité d'énergie délivrée lors de l'application des conditions aux limites, et sur les dimensions du canal conducteur initial utilisé. Le même type d'étude avait été mené par C. Zaepffel qui avait conclu que la température du rayon initial avait un rôle important sur l'évolution temporelle de la température maximale au sein du canal, contrairement à la pression initiale. Notre modèle a permis de retrouver partiellement ces conclusions. En effet, en étendant l'étude sur l'observation des champs de température (et non plus seulement sur l'évolution temporelle du maximum de la température de décharge), nous avons mis en avant le rôle tout aussi important de la pression initiale sur l'évolution des grandeurs. Ainsi une augmentation de cette pression conduit à un étalement des champs de température. Finalement, nous avons montré au travers de l'étude paramétrique que la valeur de la pression avait donc un rôle important sur la décharge sur la gamme considérée.

L'étude paramétrique nous a amené à la conclusion qu'il était nécessaire d'utiliser un jeu de conditions initiales le plus proche possible de l'instant du claquage afin de limiter les effets de l'hydrodynamique liés à l'expansion de la décharge. Ainsi dans la deuxième partie du chapitre II, nous avons concentré notre étude sur les travaux de R. Maly, référence de la plupart des auteurs. Cet auteur a réalisé un certain nombre de travaux sur l'étincelle avec notamment une étude expérimentale sur l'évolution temporelle de la température, de la pression et du rayon de la décharge durant les 80ns suivant le claquage. Bien que des doutes aient été émis sur la validité de ces mesures, dont on ne sait que partiellement comment elles ont été obtenues, nous avons appliqué notre modèle en prenant comme conditions initiales les grandeurs expérimentales qu'il avait relevées au temps 20 ns. Cependant, nous n'avons pas réussi à retrouver temporellement les mêmes évolutions des grandeurs.

Le chapitre III a été consacré à la validation du modèle 2D présenté dans le chapitre II. Dans un premier temps nous présentons l'ensemble des données expérimentales obtenues par les partenaires du projet FAMAC et explicitons comment elles sont utilisées pour la détermination des conditions initiales de la simulation. Ainsi, un profil radial de température est issu des mesures. Le rayon initial a été déterminé à l'aide des profils radiaux de densité électronique. Dans un premier temps, avec les grandeurs expérimentales sur la densité d'électrons, la pression est estimée à 90 bars. Cette valeur est confortée ensuite par une analyse à base d'imagerie Schlieren qui consiste à mesurer la propagation de l'onde de choc et conduit à une valeur de 100 bars. Ce jeu de conditions initiales correspond à un temps $t=15\text{ns}$ après le claquage.

Sur cette base, trois étapes peuvent être distinguées dans ce chapitre :

- La première a consisté à appliquer en conditions initiales de notre modèle les grandeurs expérimentales à $t=15\text{ns}$ et à comparer temporellement les résultats obtenus avec ceux mesurés. Un très bon accord est constaté sur l'évolution de la température sur l'axe à une côte située au milieu de l'espace inter électrodes. Nous avons également comparé l'évolution temporelle des positions de l'onde de choc et du noyau de gaz. Pour cela nous avons reconstruit numériquement un champ de gradients de densité que nous avons confronté aux images Schlieren. Là aussi, un bon accord est obtenu sur les dimensions et sur la propagation du noyau de gaz.
- Dans une seconde étape, nous nous sommes focalisés sur la quantité d'énergie déposée dans la simulation en condition initiale que nous avons comparée avec l'énergie électrique mesurée. Un écart très important a été constaté : 10.5mJ dans le modèle contre quasiment 40mJ expérimentalement. Bien que les mesures de température dans la phase de streamer aient montré qu'il y avait une élévation de la température du gaz dans une zone plus large que celle du canal initial, la prise en compte de cette énergie dans le modèle ne conduit qu'à un ajout de 2.3mJ ce qui ne permet pas de combler la différence. En accord avec la littérature, nous avons donc fait l'hypothèse que l'énergie restante était stockée sous forme vibrationnelle dans le gaz environnant le canal initial. Suivant ces hypothèses, l'évolution temporelle de la température sur l'axe de la décharge au milieu de l'espace inter électrodes a été comparée dans le cas où le canal streamer a été pris en compte avec les mesures. L'ajout du canal de streamer aussi appelé préchauffage dans ce manuscrit conduit à un refroidissement plus rapide de l'axe de la décharge mais ne conduit pas à des changements sur l'évolution temporelle des positions de l'onde et du noyau de gaz.
- La dernière étape consistait à étudier la sensibilité de paramètres tels que l'évolution de la température ou les positions de l'onde et du noyau suivant la pression initiale. En effet nous avons décelé une différence de 10 bars entre la pression de 90 bars déterminée dans la première partie de ce chapitre, à l'aide de la densité électronique expérimentale et d'hypothèses sur les densités des espèces ou de la loi de Dalton à celle de 100 bars déduite des images Schlieren. Ainsi, les résultats du modèle prenant en compte le préchauffage sont très proches quelle que soit la condition initiale de pression choisie les autres paramètres étant égaux par ailleurs. Ceci peut s'expliquer par l'écart de seulement 10% sur les pressions

qui n'induit que peu de différences sur l'énergie initiale. Ceci ne veut pas dire que ce paramètre n'a pas d'influence, mais que pour nos conditions initiales (température, rayon) et une valeur de pression initiale voisine de 100 bars (à plus ou moins 10%), les résultats restent concordants de par le fait que l'énergie déposée reste sensiblement la même.

Le **chapitre IV** a permis de se rapprocher de l'application en considérant différents points tels qu'un mélange air/propane, quelques aspects de cinétique chimique, une géométrie plus réaliste et plus proche de l'application, et l'ajout d'un terme convectif pour représenter le mouvement d'ensemble présent dans une chambre de combustion d'un moteur.

- La première partie porte sur le comportement d'une décharge d'arc « nanoseconde » générée dans un mélange air/propane à la stœchiométrie. Concernant les conditions initiales, nous avons utilisé les mêmes que celles du chapitre III lorsque le préchauffage du streamer était pris en compte. Cela a conduit à l'obtention d'une énergie initiale à peu près identique à celle obtenue dans l'air pur. On a pu observer que les propriétés du mélange entraînaient de légères différences dans l'évolution de la température sur l'axe de la décharge. La conductivité thermique du mélange étant plus importante, la température dans le mélange stœchiométrique devient un peu inférieure à celle obtenue dans l'air. Concernant le noyau de gaz chaud, il se propage légèrement plus loin de l'axe de symétrie dans le cas du mélange. Nous avons attribué ce comportement à la viscosité du mélange qui est plus faible que celle de l'air. La différence principale de comportement porte sur l'évolution temporelle du volume de gaz chaud représenté par l'isotherme 1 000K dans l'air et dans le mélange et sur la quantité d'énergie contenue à l'intérieur de ce volume. Ainsi, pour un temps de 30 μ s, le volume de gaz dans le cas de l'air est égal à 23.5mm³ et est supérieur à celui obtenu dans le mélange, 21.1mm³. Cependant, bien que le volume d'air soit légèrement supérieur, il contient une énergie plus faible que le volume de mélange. Cela a pu être expliqué par la plus grande enthalpie du mélange qui lui permet de stocker plus d'énergie dans un volume plus réduit.
- Dans la seconde partie du chapitre, nous avons abordé la cinétique chimique dans le plasma. Cette partie avait pour ambition d'introduire quelques notions importantes dans l'optique d'un futur couplage entre un modèle de cinétique chimique et le modèle MHD. Un schéma cinétique CHON a été choisi, faute de n'avoir pu trouver dans la littérature de schéma cinétique pour un mélange air/propane adapté à la phase plasma. Cependant, on peut supposer que cette approche reste valable, la cinétique se mettant en place à partir d'un plasma thermique présentant des températures pour lesquelles les molécules ont été pour la plupart dissociées. Ce travail a permis d'identifier au travers des fréquences de disparitions de 41 espèces quel devrait être le pas d'avancement d'une simulation résolvant les équations cinétiques de conservation de ces espèces. Dans le cadre de notre travail, le pas d'avancement des simulations MHD est de l'ordre de 10⁻⁹s contre 10⁻¹²s obtenu ici dans le cas d'un éventuel couplage avec un modèle de cinétique chimique.

- Enfin, dans la dernière partie du chapitre, nous avons montré comment nous pensions déterminer les conditions initiales de la décharge générée par une bobine produite en série (Audi) dans une configuration de bougie d'allumage. La méthodologie présentée basée sur un dispositif calorimétrique n'a malheureusement pas permis de remonter aux conditions initiales. En effet, la méthode proposée par un laboratoire externe, se basait sur des hypothèses erronées tel que le fait de considérer les parois du réacteur adiabatiques ou encore un rapport des capacités thermiques constant et égal à 1.4. Après avoir commenté les imperfections, nous avons tout de même choisi de générer une décharge dans la géométrie 3D correspondante au dispositif. Après une mise en place du modèle, nous avons observé l'évolution des champs de température et de pression. Ainsi, nous avons montré que la géométrie des électrodes de par son caractère 3D et les effets engendrés en terme d'écoulement impactait à la fois sur la propagation des champs de température et de l'onde de pression. Finalement, cette dernière partie se voulant être plus « près » de l'application moteur, nous avons étudié l'influence d'un soufflage latéral sur les caractéristiques de la décharge. La quantité de mouvement de ce soufflage a été choisie dans l'ordre de grandeur de celle d'un écoulement de gaz dans une chambre de moteur. Sous l'effet de cet écoulement, nous avons pu constater que l'onde et le noyau subissaient l'effet de soufflage mais avec un effet plus marqué sur le noyau de gaz chaud.

Ces travaux de thèse ont amené une meilleure compréhension sur le comportement de la décharge, de son expansion et sur la propagation de l'onde choc par une étude temporelle sur une géométrie 2D puis 3D. Cependant nous avons pu souligner toute l'importance d'une bonne maîtrise des conditions initiales. Lors de cette étude, ces conditions initiales ont pu être déterminées à partir de grandeurs expérimentales cohérentes, en essayant de se rapprocher autant que possible de l'instant initial du claquage. L'étude développée dans ce travail permet donc de bien étudier les mécanismes et de montrer le poids relatif des différents paramètres. Cependant pour que le code soit prédictif une étude décrivant la phase streamer et le passage à l'arc serait nécessaire. Ceci passe par la mise en place d'un modèle hors équilibre décrivant la continuité du courant d'une électrode à l'autre et la prise en compte des gaines anodique et cathodique. D'autres hypothèses pourraient aussi être revues afin d'améliorer le modèle. La connaissance du dépôt d'énergie dans la chambre nécessite la modélisation du couplage chambre-circuit mais aussi une description des mécanismes prenant en compte un bilan complet aux électrodes. Nous ne devons pas perdre de vue que la maîtrise des écoulements dans la chambre est aussi destinée à améliorer les phénomènes de combustion. Ainsi, un réel couplage entre la cinétique chimique et l'écoulement pourrait être envisagé dans le cas d'un écoulement turbulent LES. La plupart des points physiques cités ici (cinétique, turbulence, écarts à l'équilibre, ..) font l'objet des études actuellement en développement par les autres partenaires du projet FAMAC, et pourraient être à terme inclus dans une modélisation MHD telle que nous venons de la mettre en place lors de ce travail de thèse.

Références

Références

- [1] J. B. Heywood, *“Internal combustion engine fundamentals”*. McGraw-Hill, 1988.
- [2] A. Lallemand, « *Convertisseurs Thermomecaniques* ». Ed. Techniques Ingénieur.
- [3] C. TERNEL. « *Contribution au développement de l'allumage par laser pour les moteurs à combustion interne* ». 2006. Thèse de doctorat. Rouen
- [4] J. C. Hilliard et G. S. Springer, *“Fuel Economy: In Road Vehicles Powered by Spark Ignition Engines”*, chapitre 3, Springer, 1984.
- [5] M. Schenk, M. Fessler, T. Wolf, B. Klaus, et H. Fischer, « *Comparison of the thermodynamic potential of alternative ignition systems for SI-engines* », présenté à 1st International Conference: Advanced Ignition Systems for Gasoline Engines, Berlin, 2012.
- [6] « *1st International Conference: Advanced Ignition Systems for Gasoline Engines* ». <http://www.iav.com/en/events/iav-tagung/1st-international-conference-advanced-ignition-systems-gasoline-engines>.
- [7] S. V. Pancheshnyi, D. A. Lacoste, A. Bourdon, et C. O. Laux, « *Ignition of Propane-Air Mixtures by a Repetitively Pulsed Nanosecond Discharge* », IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 34, no 6, p. 2478-2487, 2006.
- [8] G. Rixecker, S. Bohne, M. Adolf, M. Becker, M. Trump, et M. Bargende, « *The High Frequency Ignition System EcoFlash* », in Novembre 2012, Berlin.
- [9] « NGK E-Learning ». sur: <http://www.ngk-elearning.com>.
- [10] R. Maly et M. Vogel, « *Initiation and propagation of flame fronts in lean CH₄-air mixtures by the three modes of the ignition spark* », Symp. Int. Combust., vol. 17, no 1, p. 821-831, 1979.
- [11] R. Maly, « *Ignition model for spark discharges and the early phase of flame front growth* », Symp. Int. Combust., vol. 18, no 1, p. 1747-1754, 1981.
- [12] G. F. W. Ziegler, E. P. Wagner, et R. R. Maly, « *Ignition of lean methane-air mixtures by high pressure glow and ARC discharges* », Symp. Int. Combust., vol. 20, no 1, p. 1817-1824, 1985.
- [13] H. Albrecht, W. H. Bloss, W. Herden, R. Maly, B. Saggau, et E. Wagner, « *New Aspects on Spark Ignition* », SAE Technical Paper, Warrendale, PA, SAE Technical Paper 770853, févr. 1977.
- [14] J. M. Meek, « *A Theory of Spark Discharge* », Phys. Rev., vol. 57, no 8, p. 722-728, avr. 1940.

- [15] S. Vasquié, "*L'Arc électrique*". 2000.
- [16] E. Sher, J. Ben-Ya'ish, et T. Kravchik, « *On the birth of spark channels* », *Combust. Flame*, vol. 89, no 2, p. 186-194, mai 1992.
- [17] J. Jarrige, « *Etude expérimentale des décharges électriques impulsionnelles nanoseconde à pression atmosphérique. Application au traitement des effluents gazeux et à la décontamination de surface* ». Université de Rouen, Rouen, 2008.
- [18] S. Bentaleb, « *Etude du déclenchement de combustion de mélanges air-propane et air-heptane par décharge mono-impulsionnelle nanoseconde* ». 2012. Thèse de doctorat. Université Paris Sud-Paris XI.
- [19] R. S. Sigmond, « *The residual streamer channel: Return strokes and secondary streamers* », *J. Appl. Phys.*, vol. 56, no 5, p. 1355-1370, 1984.
- [20] C. Zaepffel, « *Etude expérimentale et numérique d'une décharge électrique appliquée à l'allumage d'un milieu réactif* », Université d'Orléans, Orléans, 2008.
- [21] A. Borghese, A. D'Alessio, M. Diana, et C. Venitozzi, « *Development of hot nitrogen kernel, produced by a very fast spark discharge* », *Symp. Int. Combust.*, vol. 22, no 1, p. 1651-1659, 1989.
- [22] T. Kravchik, E. Sher, et J. B. Heywood, « *From spark ignition to flame initiation* », *Combust. Sci. Technol.*, vol. 108, no 1-3, p. 1-30, 1995.
- [23] M. Thiele, S. Selle, U. Riedel, J. Warnatz, et U. Maas, « *Numerical simulation of spark ignition including ionization* », *Proc. Combust. Inst.*, vol. 28, no 1, p. 1177-1185, 2000.
- [24] M. Thiele, J. Warnatz, A. Dreizler, S. Lindenmaier, R. Schießl, U. Maas, A. Grant, et P. Ewart, « *Spark ignited hydrogen/air mixtures: two dimensional detailed modeling and laser based diagnostics* », *Combust. Flame*, vol. 128, no 1-2, p. 74-87, janv. 2002.
- [25] M. Thiele, J. Warnatz, et U. Maas, « *Geometrical study of spark ignition in two dimensions* », *Combust. Theory Model.*, vol. 4, no 4, p. 413-434, 2000.
- [26] O. Ekici, "*Computational study of arc discharges: spark plug and railplug ignitors*". Université du Texas, Austin, 2007.
- [27] S. P. M. Bane, « *Spark ignition : experimental and numerical investigation with application to aviation safety* », phd, California Institute of Technology, 2010.
- [28] S. P. M. Bane, J. L. Ziegler, et J. E. Shepherd, « *Investigation of the effect of electrode geometry on spark ignition* », *Combust. Flame*, vol. 162, no 2, p. 462-469, févr. 2015.
- [29] M. Akram, « *Two-dimensional model for spark discharge simulation in air* », *AIAA J.*, vol. 34, no 9, p. 1835-1842, sept. 1996.

- [30] A. L. Brandon Sforzo, « *Post discharge evolution of a spark igniter kernel* », Combust. Flame, vol. 162, no 1, 2014.
- [31] J. Kim, B. Sforzo, J. Seitzman, et J. Jagoda, « *High Energy Spark Discharges for Ignition* », in 48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [32] S. K. Takao Yuasa, « *Effects of energy deposition schedule on minimum ignition energy in spark ignition of methane/air mixtures* », Proc. Combust. Inst. - PROC COMBUST INST, vol. 29, no 1, p. 743-750, 2002.
- [33] M. K. K. Ishii, « *Analysis of ignition mechanism of combustile mixtures by composite sparks* », Combust. Flame, vol. 91, no 2, 1992.
- [34] H. Y. Jilin Han, « *Numerical study on the spark ignition characteristics of a methane-air mixture using detailed chemical kinetics. Effect of equivalence ratio, electrode gap distance, and electrode radius on MIE, quenching distance, and ignition delay* », Combust. Flame - COMBUST FLAME, vol. 157, no 7, p. 1414-1421, 2010.
- [35] M. Kono, K. Niu, T. Tsukamoto, et Y. Ujiie, « *Mechanism of flame kernel formation produced by short duration sparks* », Symp. Int. Combust., vol. 22, no 1, p. 1643-1649, janv. 1989.
- [36] S. Nakaya, K. Hatori, M. Tsue, M. Kono, D. Segawa, et T. Kadota, « *A Numerical Study on Early Stage of Flame Kernel Development in Spark Ignition Process for Methane/Air Combustible Mixtures* », Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. B, vol. 73, no 732, p. 1745-1752, 2007.
- [37] A. Gleizes, J. J. Gonzalez, et P. Freton, « *Thermal plasma modelling* », J. Phys. Appl. Phys., vol. 38, no 9, p. R153, mai 2005.
- [38] M. Capitelli, D. Bruno, G. Colonna, C. Catalfamo, et A. Laricchiuta, « *Thermodynamics and transport properties of thermal plasmas: the role of electronic excitation* », J. Phys. Appl. Phys., vol. 42, no 19, p. 194005, oct. 2009.
- [39] A. Gleizes, Y. Cressault, et P. Teulet, « *Mixing rules for thermal plasma properties in mixtures of argon, air and metallic vapours* », Plasma Sources Sci. Technol., vol. 19, no 5, p. 055013, oct. 2010.
- [40] B. Sourd, « *Contribution à l'étude de la réactivité de surface : réalisation d'un spectromètre de masse à temps de vol et détermination des coefficients de transport* ». Limoges, 2007.
- [41] T. Billoux, Y. Cressault, P. Teulet, et A. Gleizes, « *Calculation of the net emission coefficient of an air thermal plasma at very high pressure* », J. Phys. Conf. Ser., vol. 406, no 1, p. 012010, déc. 2012.

[42] J.-B. Belhaouari, « *Modélisation de l'extinction d'un arc de SF6 hors d'équilibre thermodynamique local* », Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1997.

[43] N. Pashley, R. Stone, et G. Roberts, « *Ignition system measurement techniques and correlations for breakdown and arc voltages and currents* », SAE International, Warrendale, PA, SAE Technical Paper 2000-01-0245, mars 2000.

[44] B. Peyrou, « *Modélisation MHD d'un arc de foudroiement d'aéronef.* » Rouen, 2012.

[45] C. Rehmet, « *Étude théorique et expérimentale d'une torche plasma triphasée à arcs libres associée à un procédé de gazéification de matière organique* », phdthesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2013.

[46] L. Chemartin, « *Modélisation des arcs électriques dans le contexte du foudroiement des aéronefs* », Thèse de doctorat, Université de Rouen, France, 2008.

[47] J. Mougnot, « *Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et matériau : application au soudage TIG* », phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2013.

[48] Y. Naghizadeh-Kashani, Y. Cressault, et A. Gleizes, « *Net emission coefficient of air thermal plasmas* », J. Phys. Appl. Phys., vol. 35, no 22, p. 2925, 2002.

[49] D. Randrianarivao, « *Modélisation des écoulements dans un disjoncteur haute tension* », Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2012.

[50] P. Freton, « *Etude d'un arc de découpe par plasma d'oxygène : modélisation – expérience* » Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2002.

[51] A. Lo, C. Lacour, B. Lecordier, P. Boubert, A. Cessou, et P. Vervisch, « *Transition streamer-arc dans une décharge nanoseconde d'air* », XII ème Colloque sur les arcs électriques, Clermont-Ferrand, 2015.

[52] D. Xu, « *Thermal and hydrodynamic effects of nanosecond discharges in air and application to plasma-assisted combustion* ». Châtenay-Malabry, Ecole centrale de Paris, 2013.

[53] G. S. Settles, « *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media* ». Springer Science & Business Media, 2012.

[54] A. Gibert, J. Dupuy, M. Bayle, et P. Bayle, « *Schlieren study of the transition to spark of a discharge in air and SF 6* », J. Phys. Appl. Phys., vol. 16, no 8, p. 1493, 1983.

[55] D. Xu, D. Lacoste, D. Rusterholtz et al. « *Investigation of the Hydrodynamic Expansion Following a Nanosecond Repetitively Pulsed Discharge in Air* ». 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2012. p. 508.

[56] S. I. Braginskii, « *Theory of the development of the spark channel* », J. Exp. Theor. Phys., vol. 34, no 6, p. 1548-1557, 1958.

[57] N. A. Popov, « *Formation and development of a leader channel in air* », Plasma Phys. Rep., vol. 29, no 8, p. 695-708, août 2003.

[58] G. V. Naidis, « *Simulation of convection-stabilized low-current glow and arc discharges in atmospheric-pressure air* », Plasma Sources Sci. Technol., vol. 16, no 2, p. 297-303, mai 2007.

[59] S. Ganesh, A. Rajabooshanam, et S. K. Dhali, « *Numerical studies of streamer to arc transition* », J. Appl. Phys., vol. 72, no 9, p. 3957-3965, nov. 1992.

[60] S. K. Dhali et A. Rajabhooshanam, « *Numerical studies of streamer to arc transition* », in Pulsed Power Conference, 1989. 7th, 1989, p. 527-530.

[61] P. Teulet, J. J. Gonzalez, A. Mercado-Cabrera, Y. Cressault, et A. Gleizes, « *One-dimensional hydro-kinetic modelling of the decaying arc in air-PA66-copper mixtures: I. Chemical kinetics, thermodynamics, transport and radiative properties* », J. Phys. Appl. Phys., vol. 42, no 17, 2009.

[62] O. E. Krivonosova, S. A. Losev, V. P. Nalivaiko, Y. K. Mukoseev, et O. P. Shatalov, « *Recommended data on the rate constants of chemical reactions among molecules consisting of N and O atoms* », Rev. Plasma Chem., vol. 1, p. 1-29, 1991.

[63] P. Teulet, J. P. Sarrette, et A. M. Gomes, « *Calculation of electron impact inelastic cross sections and rate coefficients for diatomic molecules. Application to air molecules* », J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., vol. 62, no 5, p. 549-569, juill. 1999.

[64] I. A. Kossyi, A. Y. Kostinsky, A. A. Matveyev, et V. P. Silakov, « *Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures* », Plasma Sources Sci. Technol., vol. 1, no 3, p. 207, 1992.

[65] P. Teulet, J. P. Sarrette, et A. M. Gomes, « *Collisional-radiative modelling of one- and two-temperature air and air-sodium plasmas at atmospheric pressure with temperatures of 2000-12 000 K* », J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., vol. 70, no 2, p. 159-187, juill. 2001.

[66] « *NIST Chemical Kinetics Database version 6.0* », NIST Reference Database 17.

[67] R. E. Olson, « *Absorbing-Sphere Model for Calculating Ion-Ion Recombination Total Cross Sections* », J. Chem. Phys., vol. 56, no 6, p. 2979-2984, mars 1972.

[68] C. Park, « *Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics* ». 1989.

[69] O. Eichwald, M. Yousfi, A. Hennad, et M. D. Benabdessadok, « *Coupling of chemical kinetics, gas dynamics, and charged particle kinetics models for the analysis of NO reduction from flue gases* », J. Appl. Phys., vol. 82, no 10, p. 4781-4794, nov. 1997.

[70] K. T. Rim et J. F. Hershberger, « *Temperature Dependence of the Product Branching Ratio of the CN + O₂ Reaction* », J. Phys. Chem. A, vol. 103, no 19, p. 3721-3725, mai 1999.

[71] H.-J. Mick, M. Burmeister, et P. Roth, « *Atomic resonance absorption spectroscopy measurements on high-temperature CO dissociation kinetics* », AIAA J., vol. 31, no 4, p. 671-676, 1993.

[72] L. J. Kieffer et G. H. Dunn, « *Electron Impact Ionization Cross-Section Data for Atoms, Atomic Ions, and Diatomic Molecules: I. Experimental Data* », Rev. Mod. Phys., vol. 38, no 1, p. 1-35, janv. 1966.

[73] P. R. Michael W. Markus, « *On the reaction of CH with CO studied in high temperature CH₄/Ar CO mixtures* », Int. J. Chem. Kinet., vol. 24, no 5, p. 433 - 445, 1992.

[74] T. Koike, M. Kudo, I. Maeda, et H. Yamada, « *Rate Constants of CH₄ + M=CH₃ + H + M and CH₃OH + M = CH₃ + OH + M over 1400 - 2500 K* », Int. J. Chem. Kinet., vol. 32, no 1, p. 1-6, 2000.

[75] K. L. Bell, H. B. Gilbody, J. G. Hughes, A. E. Kingston, et F. J. Smith, « *Recommended Data on the Electron Impact Ionization of Light Atoms and Ions* », J. Phys. Chem. Ref. Data, vol. 12, no 4, p. 891-916, oct. 1983.

[76] Y. Chang et C. A. Ordonez, « *Generalization of the Arrhenius relation and ionization reaction rates for carbon atoms and ions in plasmas* », Chem. Phys., vol. 231, no 1, p. 27-30, mai 1998.

[77] J. L. Kulander, « *A comparison of electron impact ionization rates for N and O ions* », J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., vol. 10, no 4, p. 299-303, avr. 1970.

[78] S. N. Nahar, « *Electron-Ion Recombination Rate Coefficients, Photoionization Cross Sections, and Ionization Fractions for Astrophysically Abundant Elements. II. Oxygen Ions* », Astrophys. J. Suppl. Ser., vol. 120, no 1, p. 131, 1999.

Annexes

Annexes

Annexe 1 - Propriétés

Propriétés thermodynamiques et de transport de l'air utilisées dans les modèles.

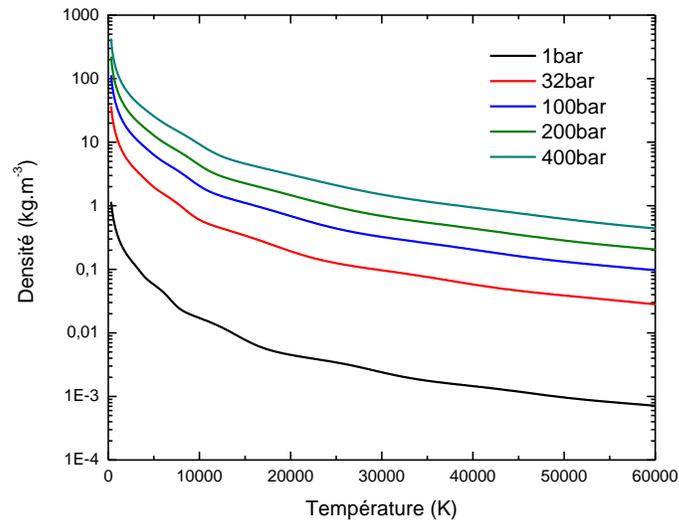


Figure Annexe I.1.1 Densité de l'air en fonction de la température pour plusieurs pressions

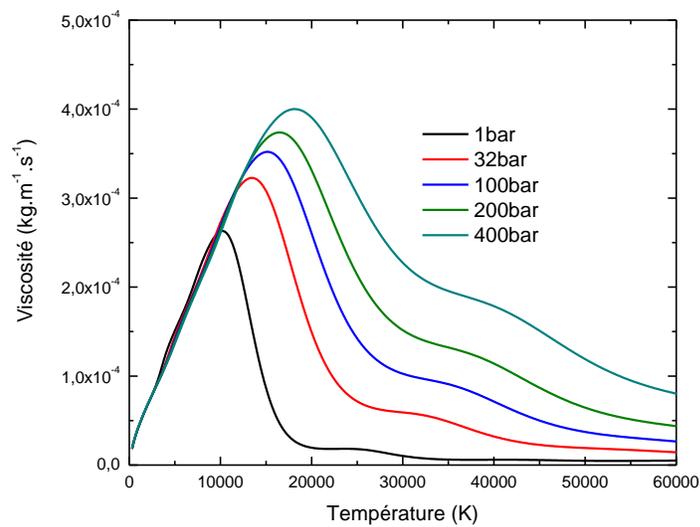


Figure Annexe I.1.2 Viscosité de l'air en fonction de la température pour plusieurs pressions

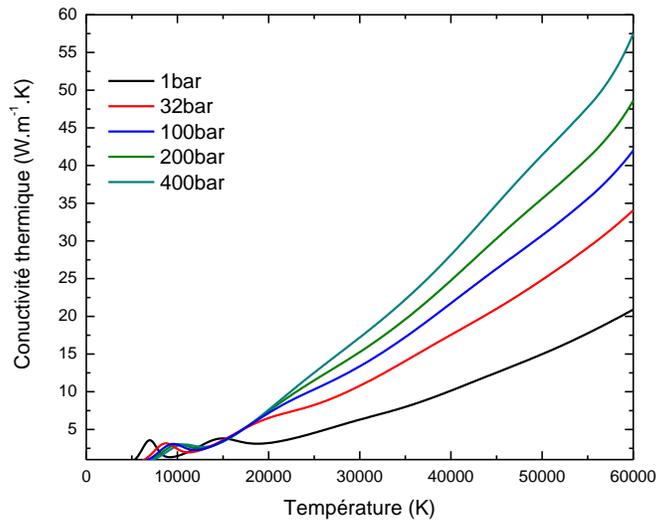


Figure Annexe I.1.3 Conductivité thermique de l'air en fonction de la température pour plusieurs pressions

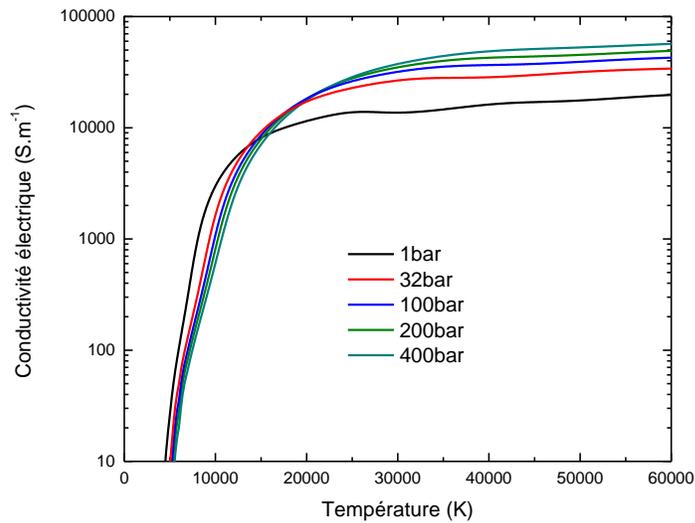


Figure Annexe I.1.4 Conductivité électrique de l'air en fonction de la température pour plusieurs pressions

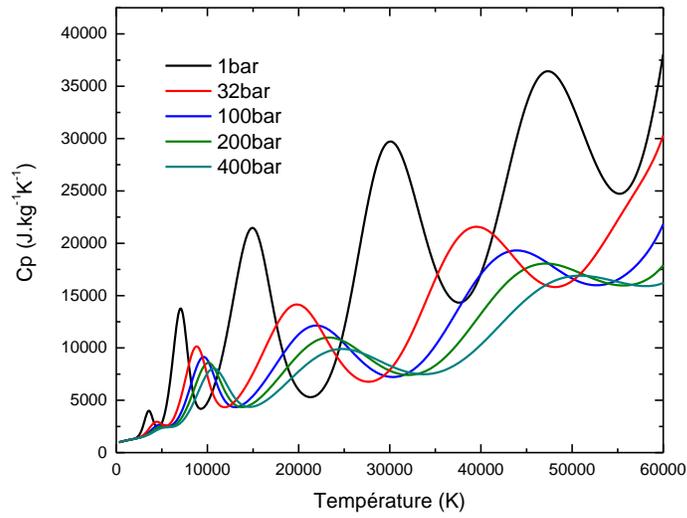


Figure Annexe I.1.5 Chaleur spécifique de l'air en fonction de la température pour plusieurs pressions

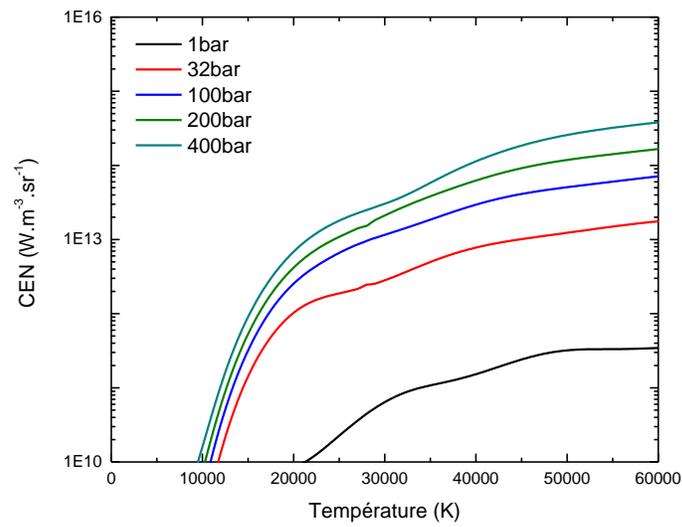


Figure Annexe I.1.6 Coefficient d'émission nette ($R_p=0.2\text{mm}$) de l'air en fonction de la température pour plusieurs pressions

Propriétés thermodynamiques et de transport du mélange air/propane à la stœchiométrie utilisées dans les modèles.

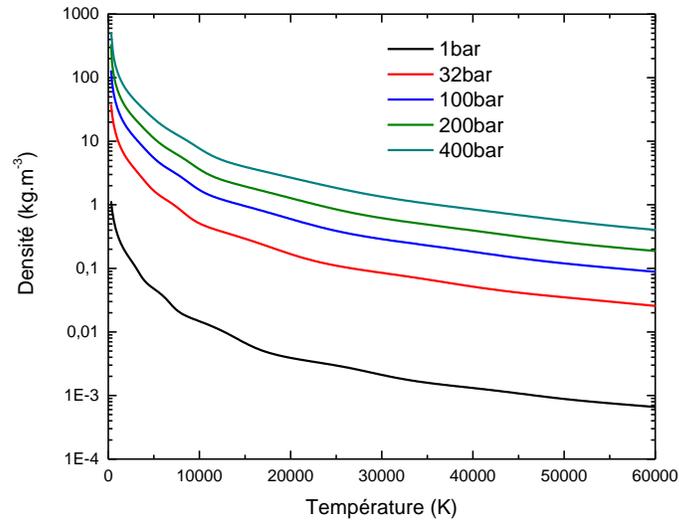


Figure Annexe I.2.1 Densité du mélange air/propane à la stœchiométrie en fonction de la température pour plusieurs pressions

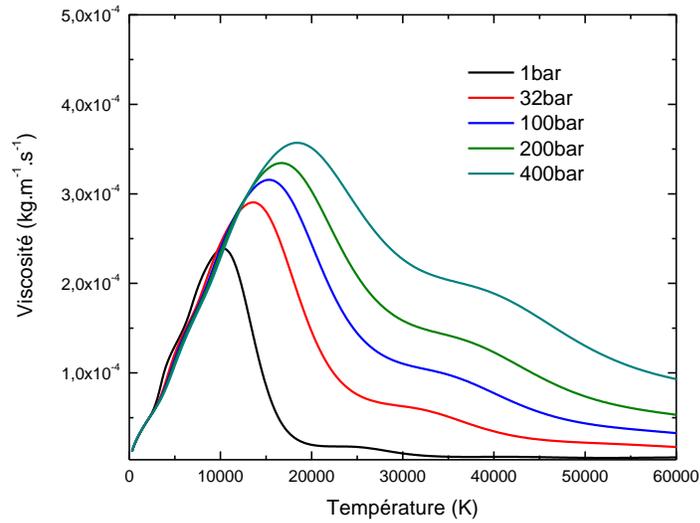


Figure Annexe I.2.2 Viscosité du mélange air/propane à la stœchiométrie en fonction de la température pour plusieurs pressions

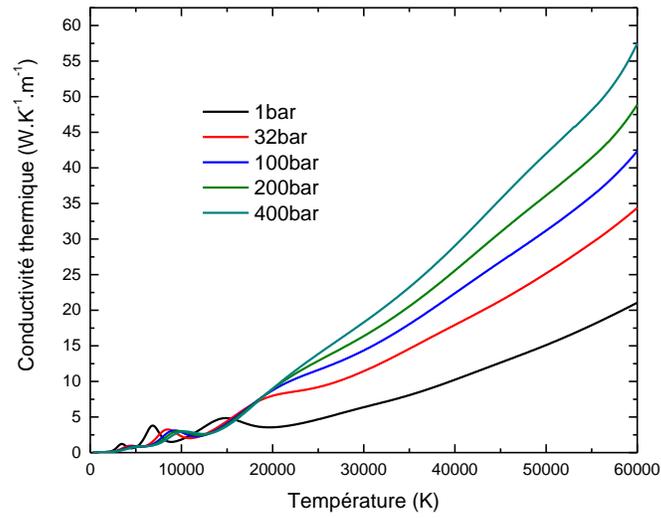


Figure Annexe I.2.3 Conductivité thermique du mélange air/propane à la stœchiométrie en fonction de la température pour plusieurs pressions

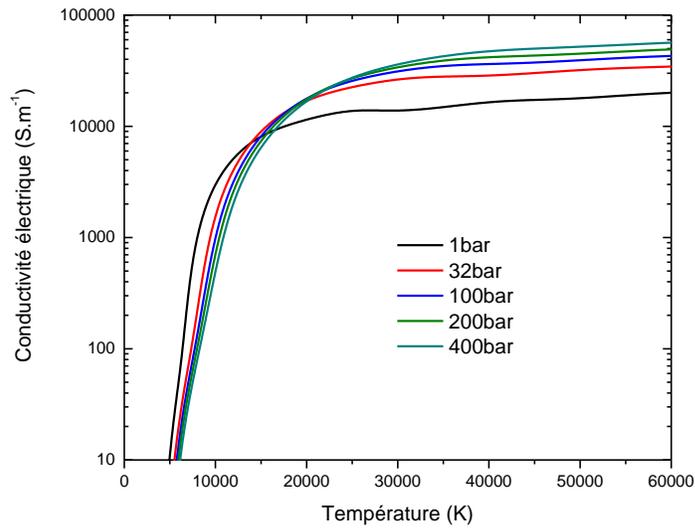


Figure Annexe I.2.4 Conductivité électrique du mélange air/propane à la stœchiométrie en fonction de la température pour plusieurs pressions

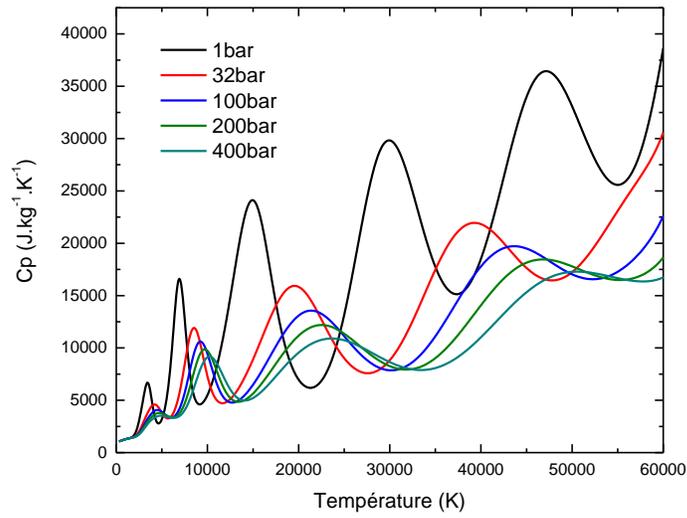


Figure Annexe I.2.5 Chaleur spécifique du mélange air/propane à la stœchiométrie en fonction de la température pour plusieurs pressions

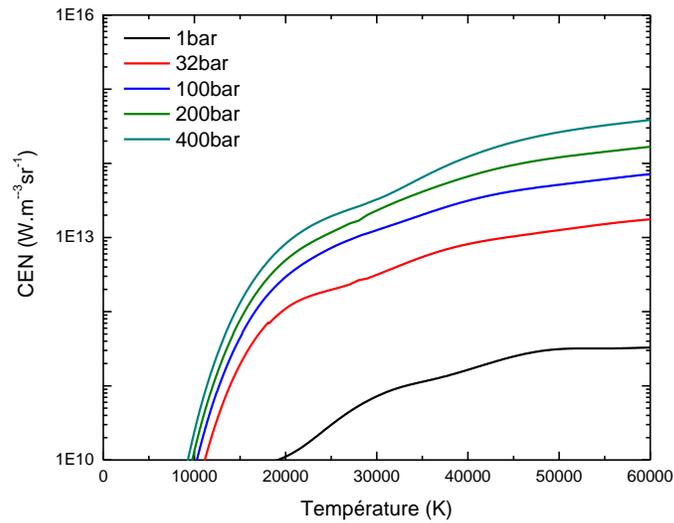


Figure Annexe I.2.6 Coefficient d'émission nette ($R_p=0.2\text{mm}$) du mélange air/propane à la stœchiométrie en fonction de la température pour plusieurs pressions

Annexe 2 - résultats préliminaires - simulation 2D - Arc nanoseconde

Dans cette annexe, nous présentons les résultats que nous avons obtenus sur la base des premières mesures. Le modèle et les hypothèses utilisés sont les mêmes que dans le chapitre III. Les conditions initiales sont ici présentées ainsi que les résultats de la confrontation du modèle avec les mesures. Enfin, nous montrerons brièvement qu'une étude paramétrique nous a permis de ne pas considérer le champ magnétique auto-induit dans la décharge d'arc nanoseconde.

Conditions initiales

Les conditions initiales présentées sur la droite de la figure Annexe 2.1.1 correspondent à un temps $t=30\text{ns}$ après le claquage. Ces conditions initiales sont issues de mesures spectroscopiques préliminaires dans la phase d'arc. Les températures de la décharge ont été mesurées en trois points : sur l'axe de la décharge proche de la cathode, au milieu de l'espace inter électrodes ainsi que proche de l'anode.

Conditions initiales:

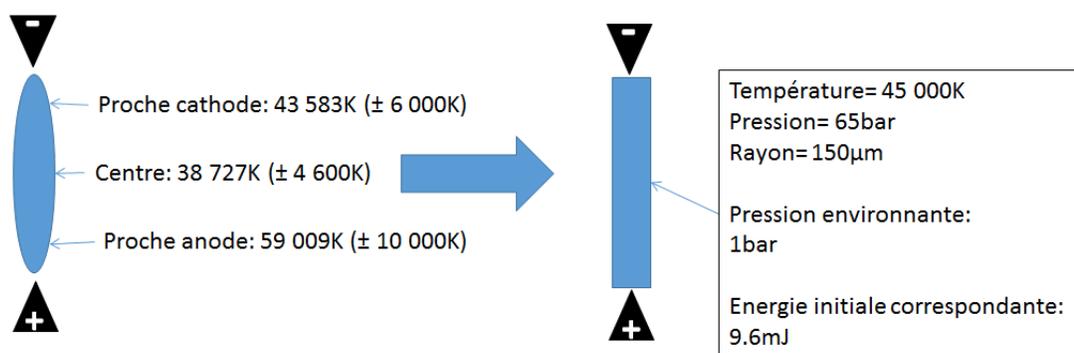


Figure Annexe II.1.1 Schéma récapitulatif des conditions initiales

De façon à simplifier la mise en place du modèle, nous avons résumé les températures mesurées par un canal cylindrique isotherme dont la température et la pression ont été fixées respectivement à 45 000K et 65bar. Le rayon de la décharge a été fixé à 150 μm à l'aide des visualisations schlieren en extrapolant vers les premiers instants le rayon de la décharge relevé. La pression a été déterminée à l'aide de la méthode n°2 présentée dans le chapitre III.

Résultats

Nous avons comparé l'évolution temporelle de la température de la décharge pour les trois points présentés plus tôt. Ces résultats sont présentés sur les figures Annexe II.2.1 à II.2.3.

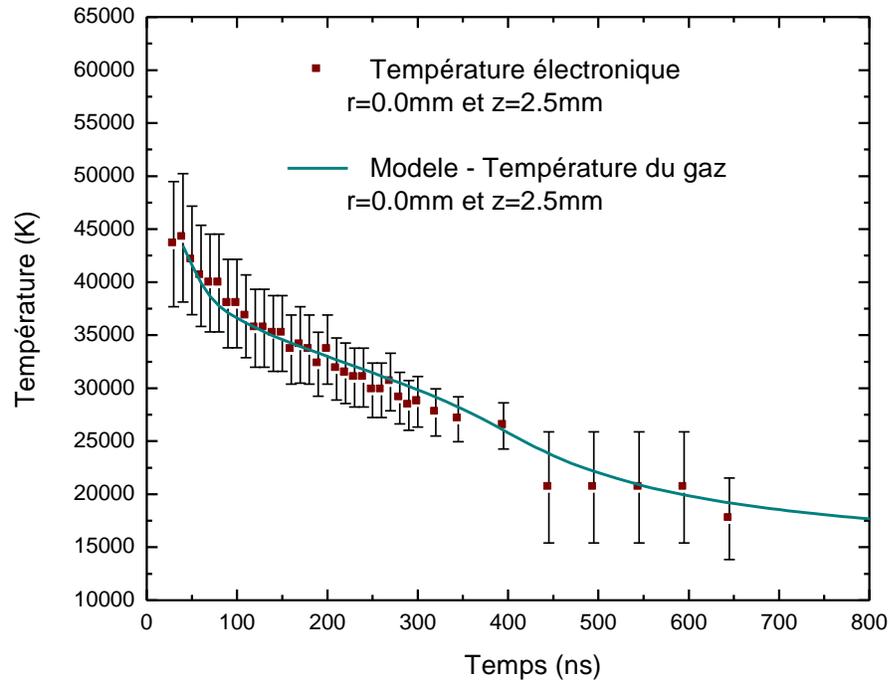


Figure Annexe II.2.1 Comparaison de l'évolution temporelle de la température proche cathode

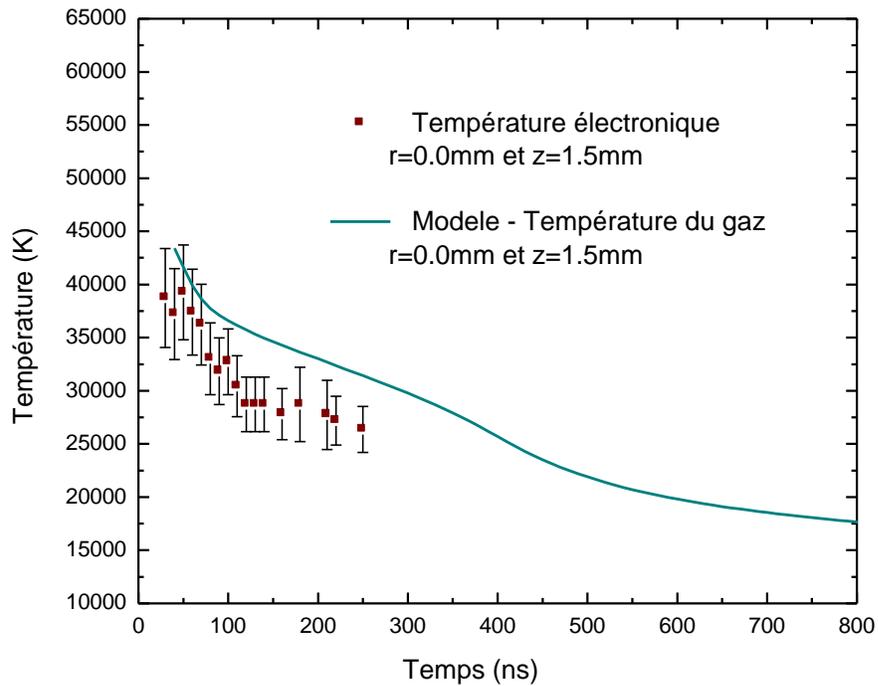


Figure Annexe II.2.2 Comparaison de l'évolution temporelle de la température au milieu de l'espace inter électrodes

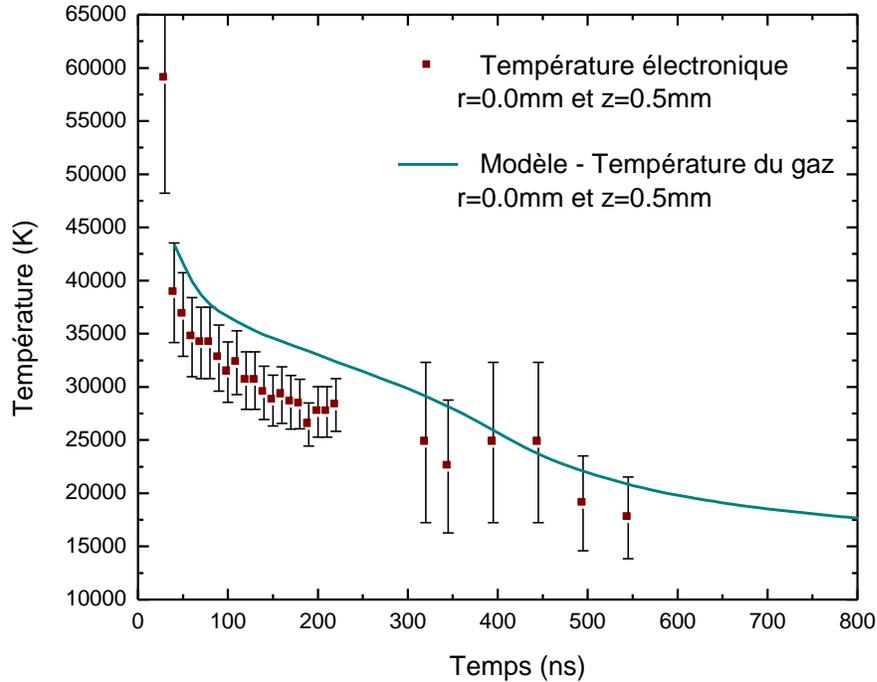


Figure Annexe II.2.3 Comparaison de l'évolution temporelle de la température proche anode

Si on observe la figure Annexe II.2.1, on peut observer que la correspondance entre l'évolution temporelle de la température électronique et celle obtenue par la simulation sur l'axe de la décharge et proche de la cathode est très bonne. Cela peut s'expliquer par le fait que la température initiale que nous avons choisie est très proche de la valeur de la température électronique à $t=30\text{ns}$.

En revanche, si on observe les figures Annexe II.2.2 et II.2.3, on peut voir que la correspondance est moins bonne. Durant les 200 premières nanosecondes, la température obtenue dans la simulation est supérieure à celle mesurée et est en dehors des barres d'incertitudes. Cela peut s'expliquer également par la condition initiale en température que nous avons imposée. Contrairement à ce que nous pensions, il semblerait que la décharge présente un gradient de température suivant l'axe Z. Pour que la simulation puisse correspondre avec l'évolution temporelle de la température mesurée, il faudrait imposer un gradient de température axial en condition initiale.

Cette étude préliminaire sur la décharge nanoseconde a également permis de mettre en avant le rôle d'un certain nombre de phénomènes, avec notamment la prise en compte du champ magnétique et la résolution du potentiel vecteur. Nous avons déjà présenté le système d'équations résolu dans le cas de la prise en compte du champ magnétique auto-induit par le passage du courant dans la décharge dans le chapitre II. Ici, nous avons choisi de mesurer l'impact du champ magnétique du sur le volume de gaz chaud qui est extrait de l'espace inter électrodes sous l'effet de l'onde de choc. Pour cela, nous avons dans le chapitre IV, déterminé le volume de gaz chaud comme étant le volume du gaz contenu dans l'isotherme 1000K (à l'exception de la zone inter électrode qui n'a pas été prise en compte dans le calcul).

Le résultat de cette étude est présenté sur la figure Annexe II.2.4.

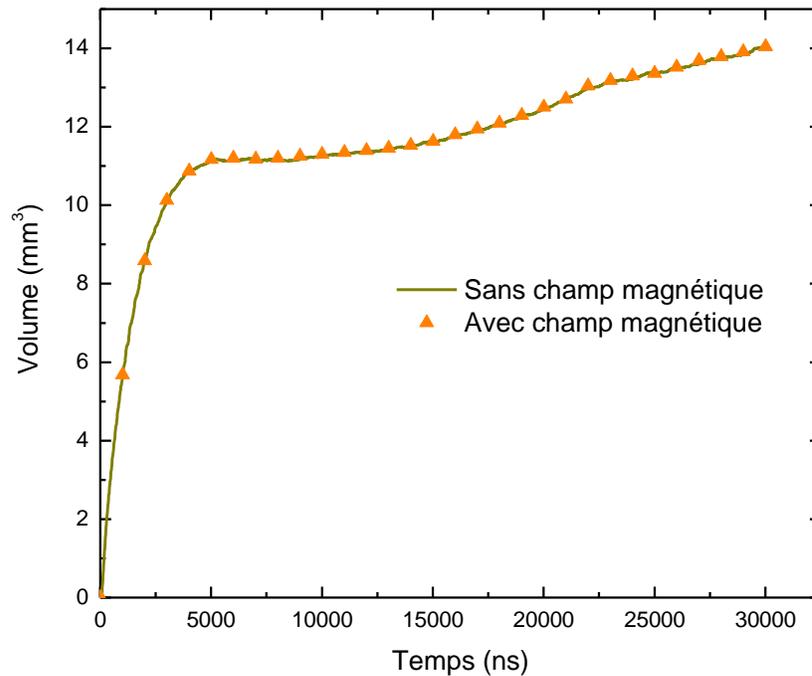


Figure Annexe II.2.4 Comparaison de la taille du volume de gaz chaud avec ou sans prise en compte du champ magnétique.

Comme on peut le constater, la prise en compte du champ magnétique n'a pas influencé la taille du volume obtenu. Cela peut s'expliquer par la durée de la décharge qui très courte (<700ns) et qui n'aurait pas permis de générer une différence entre les deux cas. Pour cette raison, nous n'avons pas résolu le champ magnétique dans la suite de l'étude.

Annexe 3 – Schéma cinétique CHON

Les tableaux Annexe III.1 à III.12 représentent le schéma cinétique CHON utilisé dans notre étude.

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
1	$\text{N}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{N} + \text{N} + \text{N}_2$	[62]	$5.31 \times 10^{-8} \exp(-113200.0/T) [1 - \exp(-3354.0/T)]$
2	$\text{N}_2 + \text{N} \rightarrow \text{N} + \text{N} + \text{N}$	[62]	$1.18 \times 10^{-7} \exp(-113200.0/T) [1 - \exp(-3354.0/T)]$
3	$\text{N} + \text{e} \rightarrow \text{N}^+ + \text{e} + \text{e}$	[..]	Cf. J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 175201 (2009)
4	$\text{N}_2 + \text{e} \rightarrow \text{N} + \text{N} + \text{e}$	[63]	$4.11 \times 10^{-33} (T)^{6.16} \exp(-113263.0/T)$
5	$\text{N}_2 + \text{e} \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{e} + \text{e}$	[63]	$8.58 \times 10^{-12} (T)^{0.72} \exp(-184300.2/T)$
6	$\text{N}_2^+ + \text{e} \rightarrow \text{N}^+ + \text{N} + \text{e}$	[63]	$8.02 \times 10^{-31} (T)^{5.54} \exp(-101117.1/T)$
7	$\text{N}^+ + \text{N} + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{N}_2$	[64]	1.00×10^{-29}
8	$\text{N}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{N}$	[65]	$2.024 \times 10^{-19} (T)^{2.06} \exp(-30057.0/T)$
9	$\text{N}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{e} + \text{N}_2$	[65]	$4.74 \times 10^{-22} (T)^{2.00} \exp(-180640.0/T)$
10	$\text{N}_2^+ + \text{e} \rightarrow \text{N} + \text{N}$	[65]	$4.48 \times 10^{-6} (T)^{-0.5}$
11	$\text{e} + \text{N}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N} + \text{N}_2$	[64]	$6.00 \times 10^{-27} (300/T)^{1.5}$

Tableau Annexe III.1 Taux de réaction pour les réactions impliquant l'azote

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
12	$\text{CN} + \text{CN} \rightarrow \text{C}_2 + \text{N}_2$	[66]	$2.66 \times 10^{-9} \exp(-21650.0/T)$
13	$\text{N} + \text{CN} \rightarrow \text{C} + \text{N}_2$	[66]	6.56×10^{-11}

Tableau Annexe III.2 Taux de réaction pour les réactions impliquant le carbone et l'azote

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
14	$\text{N} + \text{NH} \rightarrow \text{N}_2 + \text{H}$	[66]	$1.06 \times 10^{-12} (T/298)^{0.51} \exp(-9.6/T)$
15	$\text{N} + \text{NH}_2 \rightarrow \text{NH} + \text{NH}$	[66]	$2.99 \times 10^{-13} \exp(-7600.0/T)$

Tableau Annexe III.3 Taux de réaction pour les réactions impliquant l'azote et l'hydrogène

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
16	$\text{N}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{NO}^+ + \text{e}$	[65]	$2.29 \times 10^{-4} (T)^{-1.84} \exp(-141000.0/T)$
17	$\text{NO} + \text{e} \rightarrow \text{N} + \text{O} + \text{e}$	[63]	$1.74 \times 10^{-26} (T)^{4.52} \exp(-75389.6/T)$
18	$\text{NO} + \text{e} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{e} + \text{e}$	[63]	$4.49 \times 10^{-14} (T)^{1.13} \exp(-95091.7/T)$
19	$\text{NO}^+ + \text{e} \rightarrow \text{O}^+ + \text{N} + \text{e}$	[63]	$8.02 \times 10^{-33} (T)^{6.16} \exp(-125805.4/T)$
20	$\text{N}^+ + \text{O}^- \rightarrow \text{N} + \text{O}$	[67]	$4.50 \times 10^{-6} (T)^{-0.5}$
21	$\text{NO}^+ + \text{O}^- \rightarrow \text{NO} + \text{O}$	[67]	$8.48 \times 10^{-6} (T)^{-0.5}$
22	$\text{N}_2^+ + \text{O}^- \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}$	[67]	$6.92 \times 10^{-6} (T)^{-0.5}$
23	$\text{NO} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2 + \text{N}$	[62]	$2.50 \times 10^{-15} (T)^{1.0} \exp(-19500.0/T)$
24	$\text{N}_2 + \text{O} \rightarrow \text{N} + \text{NO}$	[62]	$2.26 \times 10^{-10} \exp(-38000.0/T)$
25	$\text{N}^+ + \text{O} \rightarrow \text{N} + \text{O}^+$	[65]	$1.66 \times 10^{-14} (T)^{0.67}$
26	$\text{NO}^+ + \text{N} \rightarrow \text{N}^+ + \text{NO}$	[65]	$1.66 \times 10^{-5} (T)^{-0.93} \exp(-61000.0/T)$
27	$\text{NO}^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + \text{NO}$	[65]	$6.03 \times 10^{-9} (T)^{0.6} \exp(-50800.0/T)$
28	$\text{NO}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{NO}$	[68]	$4.00 \times 10^{-11} (T)^{0.41} \exp(-32600.0/T)$
29	$\text{O}_2 + \text{N}_2 + \text{e} \rightarrow \text{O}_2^- + \text{N}_2$	[65]	$1.07 \times 10^{-31} (300/T)^{2.0} \exp(-70/T)$
30	$\text{O}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{NO}$	[69]	1.00×10^{-16}
31	$\text{O}^- + \text{N} \rightarrow \text{NO} + \text{e}$	[69]	2.60×10^{-10}
32	$\text{N}^+ + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{O}$	[69]	5.00×10^{-11}
33	$\text{N}^+ + \text{N} + \text{O}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{O}_2$	[64]	1.00×10^{-29}
34	$\text{O}^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N} + \text{N}_2$	[64]	$6.00 \times 10^{-29} (300/T)^{2.00}$
35	$\text{O}^+ + \text{O} + \text{N}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2$	[64]	1.00×10^{-29}
36	$\text{O}^+ + \text{N} + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}_2$	[64]	1.00×10^{-29}

37	$O^+ + N + O_2 \rightarrow NO^+ + O_2$	[64]	1.00×10^{-29}
38	$N^+ + O + N_2 \rightarrow NO^+ + N_2$	[64]	1.00×10^{-29}
39	$N^+ + O + O_2 \rightarrow NO^+ + O_2$	[64]	1.00×10^{-29}
40	$N^+ + NO \rightarrow O^+ + N_2$	[64]	1.00×10^{-12}
41	$O^+ + NO \rightarrow O_2^+ + N$	[64]	3.00×10^{-12}
42	$N_2^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + NO$	[69]	1.00×10^{-17}
43	$O_2 + N \rightarrow O + O + N \quad (T > 3000 \text{ K})$	[62]	$1.50 \times 10^{-5} (T)^{-1.0} \exp(-59380.0/T)$
44	$O_2 + N_2 \rightarrow O + O + N_2 \quad (T > 3000 \text{ K})$	[62]	$1.50 \times 10^{-5} (T)^{-1.0} \exp(-59380.0/T)$
45	$O_2 + NO \rightarrow O + O + NO \quad (T > 3000 \text{ K})$	[62]	$1.50 \times 10^{-5} (T)^{-1.0} \exp(-59380.0/T)$
46	$O_2 + N \rightarrow O + O + N \quad (T < 3000 \text{ K})$	[62]	$9.13 \times 10^{-10} \exp(-59380.0/T) [1 - \exp(-2240.0/T)]$
47	$O_2 + N_2 \rightarrow O + O + N_2 \quad (T < 3000 \text{ K})$	[62]	$9.13 \times 10^{-10} \exp(-59380.0/T) [1 - \exp(-2240.0/T)]$
48	$O_2 + NO \rightarrow O + O + NO \quad (T < 3000 \text{ K})$	[62]	$9.13 \times 10^{-10} \exp(-59380.0/T) [1 - \exp(-2240.0/T)]$
49	$N_2 + O_2 \rightarrow N + N + O_2$	[62]	$5.31 \times 10^{-8} \exp(-113200.0/T) [1 - \exp(-3354.0/T)]$
50	$N_2 + NO \rightarrow N + N + NO$	[62]	$5.31 \times 10^{-8} \exp(-113200.0/T) [1 - \exp(-3354.0/T)]$
51	$N_2 + O \rightarrow N + N + O$	[62]	$1.18 \times 10^{-7} \exp(-113200.0/T) [1 - \exp(-3354.0/T)]$
52	$NO + N_2 \rightarrow N + O + N_2$	[62]	$1.01 \times 10^{-8} \exp(-75500.0/T) [1 - \exp(-2700.0/T)]$
53	$NO + O_2 \rightarrow N + O + O_2$	[62]	$1.01 \times 10^{-8} \exp(-75500.0/T) [1 - \exp(-2700.0/T)]$
54	$NO + O \rightarrow N + O + O$	[62]	$2.02 \times 10^{-7} \exp(-75500.0/T) [1 - \exp(-2700.0/T)]$
55	$NO + N \rightarrow N + O + N$	[62]	$2.02 \times 10^{-7} \exp(-75500.0/T) [1 - \exp(-2700.0/T)]$
56	$NO + NO \rightarrow N + O + NO$	[62]	$2.02 \times 10^{-7} \exp(-75500.0/T) [1 - \exp(-2700.0/T)]$
57	$O^+ + N_2 + O_2 \rightarrow NO^+ + N + O_2$	[64]	$6.00 \times 10^{-29} (300/T)^{2.0}$
58	$e + O^+ + N_2 \rightarrow O + N_2$	[64]	$6.00 \times 10^{-27} (300/T)^{1.5}$
59	$N^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N \quad (T < 4600 \text{ K})$	[65]	2.75×10^{-10}
60	$N^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N \quad (T > 4600 \text{ K})$	[65]	$6.00 \times 10^{-11} (300/T)^{-0.57}$
61	$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O \quad (T < 4600 \text{ K})$	[65]	2.48×10^{-10}
62	$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O \quad (T > 4600 \text{ K})$	[65]	$5.40 \times 10^{-11} (300/T)^{-0.57}$
63	$N^+ + O_2 \rightarrow O^+ + NO \quad (T < 4600 \text{ K})$	[65]	2.75×10^{-11}
64	$N^+ + O_2 \rightarrow O^+ + NO \quad (T > 4600 \text{ K})$	[65]	$6.00 \times 10^{-12} (300/T)^{-0.57}$
65	$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	[65]	$1.73 \times 10^{-11} (11604.9/T)^{0.66}$
66	$N_2^+ + O \rightarrow O^+ + N_2$	[65]	$3.64 \times 10^{-12} (300/T)^{-0.41}$
67	$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$	[65]	$3.00 \times 10^{-14} (300/T)^{-2.0}$
68	$O_2^+ + N \rightarrow NO^+ + O$	[65]	1.20×10^{-10}
69	$NO^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + NO$	[65]	$1.00 \times 10^{-9} (11604.9/T)^{-0.17}$
70	$NO^+ + e \rightarrow N + O$	[65]	$4.98 \times 10^{-6} (T)^{-0.5} [1 - \exp(-3420.0/T)]$
71	$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$	[65]	$5.2 \times 10^{-11} (300/T)^{-2.0} - 3.64 \times 10^{-12} (300/T)^{-0.41}$

Tableau Annexe III.4 Taux de réaction pour les réactions impliquant l'azote et l'oxygène

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}} \text{ (cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \text{ or cm}^6 \cdot \text{s}^{-1})$
72	$N + NCO \rightarrow CO + N_2$	[66]	3.32×10^{-11}
73	$N + NCO \rightarrow CN + NO$	[66]	1.66×10^{-12}
74	$CN + NO \rightarrow N_2 + CO$	[66]	4.17×10^{-14}
75	$NCO + NO \rightarrow CO_2 + N_2$	[66]	$1.29 \times 10^{-10} (T/298)^{-1.97} \exp(-560.0/T)$
76	$O + CO + N_2 \rightarrow CO_2 + N_2$	[69]	$6.60 \times 10^{-33} \exp(-2173.0/T)$
77	$N + CO_2 \rightarrow NO + CO$	[69]	$3.20 \times 10^{-13} \exp(-1711.0/T)$
78	$CN + O_2 \rightarrow NCO + O$	[66]	$1.20 \times 10^{-11} \exp(210.0/T)$
79	$CN + O_2 \rightarrow CO + NO$	[70]	5.06×10^{-12}
80	$N^+ + O + CO_2 \rightarrow NO^+ + CO_2$	[69]	1.00×10^{-29}
81	$N^+ + CO \rightarrow CO^+ + N$	[69]	4.90×10^{-10}
82	$N^+ + CO_2 \rightarrow CO^+ + NO$	[69]	2.50×10^{-10}
83	$CO^+ + NO \rightarrow NO^+ + CO$	[69]	3.30×10^{-10}
84	$CO + N_2 \rightarrow C + O + N_2$	[71]	$7.14 \times 10^3 (T)^{-3.1} \exp(-129000.0/T)$

Tableau Annexe III.5 Taux de réaction pour les réactions impliquant le carbone, l'oxygène et l'azote

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
85	$\text{N} + \text{OH} \rightarrow \text{NO} + \text{H}$	[66]	4.70×10^{-11}
86	$\text{OH}^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{OH}$	[69]	4.60×10^{-10}
87	$\text{NH}_2 + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$	[66]	$2.16 \times 10^{-15} (\text{T}/298)^{-1.61} \exp(-150.0/\text{T})$
88	$\text{N}^+ + \text{OH} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{H}$	[69]	3.40×10^{-10}
89	$\text{N}^+ + \text{OH} \rightarrow \text{OH}^+ + \text{N}$	[69]	3.40×10^{-10}
90	$\text{N}^+ + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{H}_2$	[69]	4.00×10^{-10}
91	$\text{N}^+ + \text{O} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{H}_2\text{O}$	[69]	1.00×10^{-29}

Tableau Annexe III.6 Taux de réaction pour les réactions impliquant l'oxygène, l'hydrogène et l'azote

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
92	$\text{O}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}_2 + \text{e}$	[65]	$7.55 \times 10^{-31} (\text{T})^{3.9} \exp(-140930.0/\text{T})$
93	$\text{O}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O} + \text{O}_2$ (T<3000K)	[65]	$3.65 \times 10^{-9} \exp(-59380.0/\text{T}) [1 - \exp(-2240.0/\text{T})]$
94	$\text{O}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O} + \text{O}_2$ (T>3000K)	[65]	$5.98 \times 10^{-5} (\text{T})^{-1.0} \exp(-59380.0/\text{T})$
95	$\text{O}_2 + \text{O} \rightarrow \text{O} + \text{O} + \text{O}$ (T<3000K)	[65]	$1.30 \times 10^{-8} \exp(-59380.0/\text{T}) [1 - \exp(-2240.0/\text{T})]$
96	$\text{O}_2 + \text{O} \rightarrow \text{O} + \text{O} + \text{O}$ (T>3000K)	[65]	$2.12 \times 10^{-4} (\text{T})^{-1.0} \exp(-59380.0/\text{T})$
97	$\text{O} + \text{e} \rightarrow \text{O}^+ + \text{e} + \text{e}$	[..]	Cf. J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 175201 (2009)
98	$\text{O}_2 + \text{e} \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{e} + \text{e}$	[63]	$3.65 \times 10^{-14} (\text{T})^{1.16} \exp(-130102.0/\text{T})$
99	$\text{O}_2 + \text{e} \rightarrow \text{O} + \text{O} + \text{e}$	[63]	$5.76 \times 10^{-22} (\text{T})^{3.52} \exp(-59369.8/\text{T})$
100	$\text{O}_2^+ + \text{e} \rightarrow \text{O}^+ + \text{O} + \text{e}$	[63]	$1.98 \times 10^{-26} (\text{T})^{4.50} \exp(-77315.9/\text{T})$
101	$\text{O}_2^+ + \text{e} \rightarrow \text{O} + \text{O}$	[65]	$2.49 \times 10^{-6} (\text{T})^{-0.5}$
102	$\text{O}_2 + \text{e} \rightarrow \text{O}^- + \text{O}$	[65]	$3.58 \times 10^{25} (\text{T})^{-7.51} \exp(-77437.0/\text{T})$
103	$\text{O}^- + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}_2 + \text{e}$	[65]	$3.90 \times 10^{-21} (\text{T})^{2.4} \exp(-6166.0/\text{T})$
104	$\text{O}_2 + \text{O}_2 + \text{e} \rightarrow \text{O}_2^- + \text{O}_2$	[65]	$1.40 \times 10^{-29} (300/\text{T})^{1.0} \exp(-600.0/\text{T})$
105	$\text{O}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}$	[65]	$3.81 \times 10^{-12} (\text{T}/11604.9)^{-0.56}$
106	$\text{O}^- + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^- + \text{O}$	[65]	$1.32 \times 10^{-18} (\text{T})^{1.73} \exp(-4203.0/\text{T})$
107	$\text{O}^+ + \text{O}^- \rightarrow \text{O} + \text{O}$	[65]	$2.80 \times 10^{-7} (300/\text{T})^{0.5}$
108	$\text{O}_2^+ + \text{O}^- \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}$	[69]	9.6×10^{-8}
109	$\text{O}^- + \text{e} \rightarrow \text{O} + \text{e} + \text{e}$	[65]	$1.35 \times 10^{-19} (\text{T})^{2.60} \exp(-5850.0/\text{T})$
110	$\text{O}_2^- + \text{e} \rightarrow \text{O}_2 + \text{e} + \text{e}$	[65]	$143.5 \times (\text{T})^{-2.40} \exp(-15990.0/\text{T})$

Tableau Annexe III.7 Taux de réaction pour les réactions impliquant l'oxygène

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
111	$\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO} + \text{O}$	[66]	$1.99 \times 10^{-10} \exp(-2009.0/\text{T})$
112	$\text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO} + \text{O}_2$	[66]	$4.50 \times 10^{-10} \exp(-33796.0/\text{T})$
113	$\text{CO}_2 + \text{e} \rightarrow \text{e} + \text{CO} + \text{O}$	[69]	8.70×10^{-11}
114	$\text{CO}_2 + \text{e} \rightarrow \text{O}^- + \text{CO}$	[69]	3.60×10^{-13}
115	$\text{O}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{CO}$	[69]	1.00×10^{-9}
116	$\text{CO}^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + \text{CO}$	[69]	1.40×10^{-10}
117	$\text{CO}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{CO}$	[69]	1.00×10^{-10}
118	$\text{CO} + \text{CO} \rightarrow \text{C} + \text{O} + \text{CO}$	[71]	$7.14 \times 10^3 (\text{T})^{-3.1} \exp(-129000.0/\text{T})$
119	$\text{CO} + \text{e} \rightarrow \text{CO}^+ + \text{e} + \text{e}$	[78]	$6.72 \times 10^{-10} (\text{T})^{0.275} \exp(-163076.6/\text{T})$

Tableau Annexe III.8 Taux de réaction pour les réactions impliquant l'oxygène et le carbone

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
120	$\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	[66]	$3.16 \times 10^{-10} \exp(-21890.0/T)$
121	$\text{OH} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	[66]	$4.27 \times 10^{-13} (T/298)^{2.41} \exp(-1240.0/T)$
122	$\text{OH} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}$	[66]	$6.86 \times 10^{-14} (T/298)^{2.8} \exp(-1950.0/T)$
123	$\text{OH} + \text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	[66]	$5.15 \times 10^{-14} (T/298)^{2.4} \exp(1060.0/T)$
124	$\text{H} + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{OH}$	[66]	$6.73 \times 10^{-10} (T/298)^{-0.59} \exp(-8152.0/T)$
125	$\text{H}_2\text{O} + \text{e} \rightarrow \text{e} + \text{H} + \text{OH}$	[69]	2.60×10^{-12}
126	$\text{H}_2\text{O} + \text{e} \rightarrow \text{H} + \text{OH}$	[69]	2.60×10^{-12}
127	$\text{O} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{e}$	[69]	6.50×10^{-10}
128	$\text{O}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH}^+ + \text{H}$	[69]	1.80×10^{-9}
129	$\text{O}^+ + \text{OH} \rightarrow \text{OH}^+ + \text{O}$	[69]	3.30×10^{-10}
130	$\text{O}^+ + \text{OH} \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{H}$	[69]	3.60×10^{-10}

Tableau Annexe III.9 Taux de réaction pour les réactions impliquant l'oxygène et l'hydrogène

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
131	$\text{CH} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO} + \text{OH}$	[66]	8.30×10^{-11}
132	$\text{CH}_2 + \text{O} \rightarrow \text{CH} + \text{OH}$	[66]	$4.98 \times 10^{-10} \exp(-6000.0/T)$
133	$\text{CH}_2 + \text{O} \rightarrow \text{CO} + \text{H}_2$	[66]	6.64×10^{-11}
134	$\text{CH}_2 + \text{O} \rightarrow \text{HCO} + \text{H}$	[66]	5.01×10^{-11}
135	$\text{CH}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO} + \text{H}_2\text{O}$	[66]	4.00×10^{-13}
136	$\text{CH}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{CO}_2$	[66]	8.30×10^{-14}
137	$\text{CH}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{CH}_2\text{O} + \text{O}$	[66]	6.64×10^{-14}
138	$\text{CH}_2 + \text{OH} \rightarrow \text{CH}_2\text{O} + \text{H}$	[66]	3.01×10^{-11}
139	$\text{CH}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CH}_3 + \text{OH}$	[66]	1.60×10^{-16}
140	$\text{CH}_2 + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CH}_2\text{O} + \text{CO}$	[66]	1.40×10^{-14}
141	$\text{HCO} + \text{H} \rightarrow \text{CO} + \text{H}_2$	[66]	1.83×10^{-10}
142	$\text{HCO} + \text{HCO} \rightarrow \text{CH}_2\text{O} + \text{CO}$	[66]	4.48×10^{-11}
143	$\text{HCO} + \text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CO}$	[66]	1.69×10^{-10}
144	$\text{HCO} + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3 + \text{CO}$	[66]	3.01×10^{-11}
145	$\text{HCO} + \text{CH}_3 \rightarrow \text{CH}_4 + \text{CO}$	[66]	2.01×10^{-10}
146	$\text{CH}_3 + \text{O}_2 \rightarrow \text{CH}_2\text{O} + \text{OH}$	[66]	$3.11 \times 10^{-13} \exp(-4953.0/T)$
147	$\text{CH}_3 + \text{OH} \rightarrow \text{CH}_2\text{O} + \text{H}_2$	[66]	$2.59 \times 10^{-13} (T/298)^{-0.53} \exp(-5440.0/T)$
148	$\text{O} + \text{CH} \rightarrow \text{H} + \text{CO}$	[66]	$1.02 \times 10^{-10} \exp(-914.0/T)$
149	$\text{O} + \text{CH} \rightarrow \text{C} + \text{OH}$	[66]	$2.52 \times 10^{-11} \exp(-2380.0/T)$
150	$\text{CH}_4 + \text{O} \rightarrow \text{CH}_3 + \text{OH}$	[66]	$8.32 \times 10^{-12} (T/298)^{1.56} \exp(-4270.0/T)$
151	$\text{CH}_4 + \text{OH} \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O}$	[66]	$4.16 \times 10^{-13} (T/298)^{2.18} \exp(-1232.0/T)$
152	$\text{HCO} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CH}_2\text{O} + \text{OH}$	[66]	$8.54 \times 10^{-13} (T/298)^{1.35} \exp(-13110.0/T)$
153	$\text{HCO} + \text{H}_2 \rightarrow \text{CH}_2\text{O} + \text{H}$	[66]	$2.66 \times 10^{-13} (T/298)^{2.0} \exp(-8970.0/T)$
154	$\text{HCO} + \text{CH}_4 \rightarrow \text{CH}_2\text{O} + \text{CH}_3$	[66]	$1.36 \times 10^{-13} (T/298)^{2.85} \exp(-11300.0/T)$
155	$\text{HCO} + \text{H} \rightarrow \text{O} + \text{CH}_2$	[66]	$6.61 \times 10^{-11} \exp(-51597.0/T)$
156	$\text{CO}_2 + \text{H} \rightarrow \text{CO} + \text{OH}$	[66]	$3.32 \times 10^{-10} \exp(-13470.0/T)$
157	$\text{CO}^+ + \text{OH} \rightarrow \text{OH}^+ + \text{CO}$	[69]	2.50×10^{-10}

Tableau Annexe III.10 Taux de réaction pour les réactions impliquant l'oxygène, le carbone et l'hydrogène

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
158	$\text{C} + \text{H}_2 \rightarrow \text{CH} + \text{H}$	[66]	$6.64 \times 10^{-10} \exp(-11700.0/T)$
159	$\text{CH}_2 + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3 + \text{CH}$	[66]	$3.99 \times 10^{-10} \exp(-5000.0/T)$
160	$\text{CH}_2 + \text{H}_2 \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H}$	[66]	6.910×10^{-15}
161	$\text{CH}_2 + \text{CH}_4 \rightarrow \text{CH}_3 + \text{CH}_3$	[66]	3.01×10^{-19}
162	$\text{H} + \text{CH}_4 \rightarrow \text{H}_2 + \text{CH}_3$	[66]	$1.91 \times 10^{-12} (T/298)^{2.59} \exp(-5057.0/T)$
163	$\text{CH}_3 + \text{CH} \rightarrow \text{CH}_2 + \text{CH}_2$	[66]	$7.47 \times 10^{-19} (T/298)^{2.2} \exp(-5800/T)$
164	$\text{CH}_3 + \text{CH} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_2 + \text{H}_2$	[73]	2.99×10^{-11}
165	$\text{CH}_3 + \text{C} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_2 + \text{H}$	[73]	1.33×10^{-11}
166	$\text{CH}_3 + \text{C} \rightarrow \text{CH}_2 + \text{CH}$	[73]	$6.64 \times 10^{-10} \exp(-20146.0/T)$
167	$\text{CH}_3 + \text{C} \rightarrow \text{C}_2\text{H} + \text{H}_2$	[73]	3.65×10^{-11}
168	$\text{CH}_2 + \text{CH} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_2 + \text{H}$	[73]	1.16×10^{-10}
169	$\text{CH}_3 + \text{H} \rightarrow \text{CH}_2 + \text{H}_2$	[73]	$3.32 \times 10^{-10} \exp(-7605.0/T)$
170	$\text{CH}_2 + \text{C} \rightarrow \text{CH} + \text{CH}$	[66]	$2.69 \times 10^{-12} \exp(-23573.0/T)$
171	$\text{CH}_2 + \text{C} \rightarrow \text{C}_2\text{H} + \text{H}$	[73]	3.32×10^{-10}
172	$\text{CH}_2 + \text{C} \rightarrow \text{C}_2 + \text{H}_2$	[73]	3.32×10^{-10}
173	$\text{CH}_2 + \text{H} \rightarrow \text{CH} + \text{H}_2$	[66]	$1.00 \times 10^{-11} \exp(900.0/T)$
174	$\text{CH} + \text{CH} \rightarrow \text{C}_2\text{H} + \text{H}$	[73]	2.66×10^{-10}
175	$\text{CH} + \text{CH} \rightarrow \text{C}_2 + \text{H}_2$	[73]	9.96×10^{-12}
176	$\text{CH} + \text{C} \rightarrow \text{C}_2 + \text{H}$	[73]	4.15×10^{-10}
177	$\text{CH} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{C}$	[66]	$1.31 \times 10^{-10} \exp(-81.0/T)$
178	$\text{C} + \text{e} \rightarrow \text{C}^+ + \text{e} + \text{e}$	[..]	Cf. J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 175201 (2009)
179	$\text{H} + \text{e} \rightarrow \text{H}^+ + \text{e} + \text{e}$	[..]	Cf. J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 175201 (2009)
180	$\text{CH}_4 + \text{CH}_3 \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H} + \text{CH}_3$	[74]	$5.00 \times 10^{-8} \exp(-40500.0/T)$
181	$\text{CH}_4 + \text{H}_2 \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H} + \text{H}_2$	[74]	$5.00 \times 10^{-8} \exp(-40500.0/T)$
182	$\text{CH}_4 + \text{CH}_4 \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H} + \text{CH}_4$	[74]	$5.00 \times 10^{-8} \exp(-40500.0/T)$
183	$\text{CH}_4 + \text{H} \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H}_2$	[74]	$1.10 \times 10^{-15} (T)^{1.62} \exp(-5460.0/T)$

Tableau Annexe III.11 Taux de réaction pour les réactions impliquant le carbone et l'hydrogène

N°	Réaction chimique	Ref.	Coefficient de réaction $K_{\text{réaction direct}}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ or $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)
184	$\text{C}^+ + \text{e} \rightarrow \text{C}^{++} + \text{e} + \text{e}$	[..]	[75] [76]
185	$\text{O}^+ + \text{e} \rightarrow \text{O}^{++} + \text{e} + \text{e}$	[..]	[75] [77] [78]
186	$\text{N}^+ + \text{e} \rightarrow \text{N}^{++} + \text{e} + \text{e}$	[..]	[75] [77]

Tableau Annexe III.12 Taux de réaction pour les réactions impliquant les ions carbone, azote et oxygène.

Caractérisation théorique du plasma lors de l'application d'un courant impulsif : application à l'allumage des moteurs

Le contexte économique et écologique difficile ainsi que la réglementation en matière d'émissions de CO₂ poussent les industriels de l'automobile à améliorer les moteurs à allumage commandé. L'une des voies d'amélioration envisagées est l'admission de mélanges pauvres ou fortement dilués par des gaz d'échappement (EGR) dans la chambre de combustion. La difficulté de ce type de fonctionnement est l'initiation de l'allumage. Afin de pallier ce problème, les systèmes d'allumage sont étudiés et tout particulièrement l'étincelle. Cette décharge est à l'origine de l'apparition d'un plasma et la compréhension des mécanismes impliqués dans le transfert d'énergie entre ce plasma et le gaz réactif environnant est essentielle.

Ce travail s'intéresse à la modélisation de l'étincelle dans sa phase d'arc électrique afin de pouvoir prédire le comportement hydrodynamique de l'arc et la propagation de l'onde de choc. Les modèles transitoires bidimensionnels ou tridimensionnels utilisés sont basés sur le logiciel @ANSYS Fluent couplé à des fonctions utilisateurs développées au sein de l'équipe AEPPT. Ils s'appuient dans un premier temps sur la littérature afin de comprendre le comportement général de la décharge, puis sur des configurations expérimentales utilisées dans le cadre du projet ANR FAMAC.

Les simulations sont dans un premier temps et en majorité réalisées dans l'air sur des configurations simplifiées de type pointe-pointe afin de valider le modèle. Ensuite, une étude est faite dans une configuration de réacteur où l'arc est généré entre les bornes d'une bougie d'allumage. Le modèle permet de démontrer le rôle de chacun des paramètres initiaux des simulations ainsi que leur impact sur l'écoulement du plasma. L'influence de la prise en compte du champ magnétique est montrée dans le cadre d'un arc impulsif nanoseconde. Enfin, le modèle a permis de montrer le rôle d'un écoulement laminaire latéral en direction d'une décharge de type conventionnelle générée par une bobine d'allumage Audi. L'ensemble de ces résultats pourront être le point de départ d'une étude énergétique sur les systèmes d'allumage ainsi que d'une réflexion concernant la compréhension de l'initiation de la combustion.

Mots clés : Plasma, simulation MHD, étincelle, allumage, conditions initiales

Theoretical characterization of plasma during application of pulsed current profile : application to the ignition of engines

The economic/ecological context and the CO₂ regulation by the "euro" standards lead the automotive industry to improve the spark ignited engines. A way of improvement is the admission of a lean mixture or of a diluted mixture by recirculation of exhaust gases in the combustion chamber. The main difficulty in these conditions is to start the combustion. To overcome this problem, the ignition systems are studied and more particularly the spark. This discharge leads to the apparition of plasma and the understanding of the energy transfer mechanisms between this plasma and the reactive mixture is essential.

This work is focus on the modeling of a spark during its electrical arc phase in order to predict the hydrodynamic behavior of the arc and the shock wave propagation. The 2D and 3D transient models are based on ANSYS Fluent coupled with user defined functions developed by the

AEPPT team. First, the simulation is based on data from literature review in order to understand the general behavior of the discharge. Then, the model uses experimental configuration developed during the ANR FAMAC project.

Simulations are mainly realized in air using simplified configurations (pin-to-pin configurations) in order to valid the model. Then, a study is done in a vessel configuration using real sparkplug geometry. This model allows us to show the role of each initial parameter as well as their impact on the plasma flow. The magnetic field influence is also determined for a nanosecond arc discharge. Finally, the model is used in order to determine the role of a cross flow on a discharge generated by a conventional Audi ignition coil. All these results could be the beginning of an energetic study on ignition systems and could lead to a discussion on the understanding of initiation of the combustion process.

Mots clés : Plasma, MHD simulation, spark, ignition, initial conditions